



Méthodologie pour la détermination de la dose absorbée dans le cas des petits champs avec et sans hétérogénéités pour des faisceaux de photons de haute énergie

Tony Younes

► To cite this version:

Tony Younes. Méthodologie pour la détermination de la dose absorbée dans le cas des petits champs avec et sans hétérogénéités pour des faisceaux de photons de haute énergie. Imagerie. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2018. Français. NNT : 2018TOU30312 . tel-02484750

HAL Id: tel-02484750

<https://theses.hal.science/tel-02484750>

Submitted on 19 Feb 2020

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*
Cotutelle internationale *Université Saint-Joseph de Beyrouth*

Présentée et soutenue le 11 décembre 2018 par :

Tony YOUNES

Méthodologie pour la détermination de la dose absorbée dans le cas des
petits champs avec et sans hétérogénéités pour des faisceaux de photons
de haute énergie

JURY

ISABELLE BERRY
GREGORY DELPON
DAVID SARRUT
ZIAD FRANCIS
RÉGINE GSCHWIND
ADNAN NAJA
LAURE VIEILLEVIGNE
GEORGES FARES
CATHERINE KHAMPHAN

PU-PH, Université Toulouse III
Physicien Médical, HDR, Nantes
DR, Creatis, Lyon
Professeur associé, HDR, USJ, Beyrouth
PU, Université Franche-Comté
PU, Université Libanaise
Physicienne Médicale, Toulouse
Physicien Médical, Hôpital Mont Liban
Physicienne Médicale, Avignon

Présidente du jury
Rapporteur
Rapporteur
Examinateur
Examinatrice
Examinateur
Directrice
Co-directeur
Invitée

École doctorale et spécialité :

GEET : Radio-physique et Imagerie Médicale

Unité de Recherche :

Centre de Recherche en Cancérologie de Toulouse et Institut Claudius Régaud

Directeur(s) de Thèse :

Laure VIEILLEVIGNE et Georges FARES

Rapporteurs :

Gregory DELPON et David SARRUT

Remerciements

En avant-propos de mon manuscrit de thèse, ces quelques lignes me permettront de remercier les personnes qui ont contribué de près ou de loin à l'élaboration de ces travaux.

Mes premiers remerciements vont naturellement à ma directrice de thèse Laure Vieilleville qui est à l'origine de cette thèse et qui l'a parfaitement encadrée. Je suis profondément reconnaissant pour la confiance que vous m'avez accordée. Merci de m'avoir guidé pendant toutes ces années, de m'avoir accompagné pendant les nuits et les weekends de mesures à l'ICR et surtout merci pour votre encouragement constant. Je suis extrêmement reconnaissant pour la contribution que vous avez apportée à la qualité de mes travaux de thèse. Laure, vous avez été une encadrante formidable dotée de grandes qualités humaines et c'était un réel plaisir de travailler avec vous.

Je tiens à exprimer également ma profonde gratitude envers mon co-directeur de thèse Georges Fares pour la confiance qu'il m'a accordée, pour ses conseils pertinents et son encouragement tout au long de ces trois ans. Je vous suis entièrement et profondément reconnaissant.

Je tiens à remercier vivement et à présenter mon respect à l'ensemble des membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux de thèse. Tout d'abord, merci au Professeur Madame Isabelle Berry pour avoir fait l'honneur de présider le jury de thèse. Je remercie Messieurs Gregory Delpon et David Sarrut d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce manuscrit et pour leurs lectures attentives de ce manuscrit. Merci pour leurs commentaires et pour leurs conseils pertinents qui ont permis d'améliorer la qualité de mon mémoire. Je remercie également Messieurs Adnan Naja et Ziad Francis ainsi que Mesdames Régine Gschwind et Catherine Khamphan d'avoir examiné mon travail.

J'exprime mes sincères remerciements au Directeur de recherche Monsieur Manuel Bardies, pour m'avoir permis de faire partie de l'équipe 15 du CRCT et de bénéficier d'un excellent environnement de travail.

Un grand merci à Monsieur Régis Ferrand, chef du département de physique médicale de l'ICR pour m'avoir permis l'accès au service de radiothérapie et ainsi de réaliser toutes mes mesures.

J'exprime ma profonde reconnaissance au Vice-recteur Monsieur Toufic Rizek et au Doyen de la faculté des sciences à l'USJ Monsieur Richard Maroun pour m'avoir offert l'opportunité d'effectuer une thèse.

Je remercie vivement Luc Simon pour sa sympathie, son aide et pour ses conseils pertinents.

Merci à Marie-Claude Bordage et Emmanuelle Cassol pour vos conseils et votre sympathie.

Un grand merci à Maxime Chauvin pour sa grande implication durant l'avancement de cette thèse, pour son aide précieuse et sa disponibilité.

Je remercie Julien Bordes pour tous les moments qu'on a partagés ensemble dans le bureau depuis le début de ma thèse et surtout pour les belles playlists de « Reggae » qu'on écoutait ensemble. Je te souhaite une carrière pleine de succès.

Merci à Richard Brown, ce fut un grand plaisir de partager l'expérience de thèse en même temps ainsi que les soirées en dehors de travail et surtout celles pendant le voyage au Liban !

Je remercie Frédéric Chatrie d'avoir partagé son expertise dans la partie programmation. Merci de ton aide surtout au début de ma thèse.

Merci à Jonathan Tranel, alias « Johnny », pour les moments qu'on a passés ensemble et évidemment les soirées « Lan ». Bon courage pour les derniers mois, je suis sûr que tu vas assurer.

A Gustavo Costa, merci de nous avoir fait découvrir le « vrai » café et le maté. Je te souhaite une carrière pleine de succès au Brésil.

Un grand merci à Erik Mora Ramirez, « amigo y hermano ». Merci pour tous les moments qu'on a partagés, ton soutien et surtout pour ton aide pendant les derniers mois de ma thèse. Je te souhaite un avenir plein de succès et une bonne fin de thèse.

Merci à Jérémy Leste, Anna Rita, Gunjan Kayal, Alex Vergara et Juan Camillo pour leur sympathie et leur gentillesse.

Un grand merci à Alexia Delbaere pour l'ensemble de travail que tu as effectué pendant ton stage et la grande contribution que tu as apportée envers l'avancement de mes travaux de thèse. Je te souhaite beaucoup de succès dans ta vie professionnelle !

A Joey Labour, ami et frère. J'ai eu la chance de participer à ton co-encadrement de stage. Je te remercie pour tout le travail que tu as réalisé pendant ma dernière année de thèse. C'était un immense plaisir de travailler avec toi et de partager de très bons moments. Bon courage pour ta thèse, je suis certain que tu vas assurer.

Un immense merci à mes amis et mes frères Fouad Younan et Alexandre el Alam, pour votre présence et votre soutien qui ont été d'une grande importance pour moi pendant toutes ces années.

A Nano Ghanem, je te remercie très profondément pour ta patience et ton encouragement pendant toute ces années. Merci de m'avoir soutenu dans tout ce que je fais.

Enfin, je dédie ce travail à mes chers parents, mes sœurs Aimee et Maria, et mon frère Fady. Vous avez été mon soutien principal pendant toutes ces longues années d'études et sans vous je ne serai pas là où je suis. Je remercie infiniment mes parents

d'avoir fait l'effort de venir en France pour m'encourager et assister à ma soutenance. Votre présence pour moi a été une immense source de confiance et de joie. J'espère, très chers parents, être toujours à la hauteur de ce que vous attendez de moi.

Table des matières

Table des matières	I
Sigles et acronymes	IV
Table des figures	VI
Liste des tableaux.....	XIII
Introduction	1
Chapitre I. Etat de l'art	4
I.1 Introduction	4
I.2 Faisceaux de photons issus d'un accélérateur linéaire	4
I.3 Données dosimétriques de base	6
<i>I.3.1 Dosimétrie de référence.....</i>	<i>6</i>
<i>I.3.2 Dosimétrie relative.....</i>	<i>10</i>
I.4 Métrologie des petits faisceaux	12
<i>I.4.1 Radiothérapie stéréotaxique</i>	<i>12</i>
<i>I.4.2 Définition d'un petit faisceau.....</i>	<i>13</i>
<i>I.4.3 Problématiques.....</i>	<i>14</i>
<i>I.4.4 Formalisme des petits champs.....</i>	<i>24</i>
<i>I.4.5 Détecteurs rencontrés pour la dosimétrie des petits champs.....</i>	<i>25</i>
I.5 Simulations Monte-Carlo	31
<i>I.5.1 Transport des photons</i>	<i>31</i>
<i>I.5.2 Transport des électrons et des positons.....</i>	<i>34</i>
<i>I.5.3 Les codes Monte-Carlo.....</i>	<i>35</i>
<i>I.5.4 Geant4 et la plateforme GATE.....</i>	<i>36</i>
<i>I.5.5 L'architecture d'une simulation avec GATE</i>	<i>37</i>
I.6 Algorithmes de calcul de dose absorbée	42
<i>I.6.1 Les algorithmes basés sur les méthodes de correction</i>	<i>43</i>
<i>I.6.2 Les algorithmes basés sur les modèles</i>	<i>44</i>
<i>I.6.3 Les algorithmes basés sur les principes physiques.....</i>	<i>50</i>
<i>I.6.4 Problématiques des algorithmes de calcul de dose absorbée et approches de conversion..</i>	<i>55</i>
I.7 Incertitudes	61
<i>I.7.1 Incertitudes de Type A</i>	<i>61</i>
<i>I.7.2 Incertitudes de Type B.....</i>	<i>62</i>
<i>I.7.3 Combinaison des incertitudes</i>	<i>63</i>
I.8 Objectifs de thèse	64
I.9 Grandeurs fondamentales en dosimétrie	65
<i>I.9.1 Fluence particulaire et fluence énergétique.....</i>	<i>65</i>
<i>I.9.2 Coefficient d'atténuation</i>	<i>67</i>

Sigles et acronymes

I.9.3 Pouvoir d'arrêt.....	69
I.9.4 Potentiel d'ionisation (Energie moyenne d'excitation)	70
I.9.5 Loi d'additivité de Bragg	71
I.9.6 Approximation du ralentissement continu CSDA	72
I.9.7 KERMA	72
I.9.8 CEMA	74
I.9.9 Dose absorbée	74
I.9.10 Équilibre électronique	75
I.10 Théories de la cavité	78
I.10.1 Cavité large.....	79
I.10.2 Théorie de la cavité de Bragg-Gray.....	80
I.10.3 Théorie de la cavité de Spencer-Attix.....	81
I.10.4 Théorie de la cavité de Burlin.....	82
Chapitre II. Modélisation et validation du collimateur multi-lames HD120 du TrueBeam STx.....	84
II.1 Introduction	84
II.2 Matériels et méthodes.....	84
II.2.1 Modélisation du MLC HD120.....	84
II.2.2 Validation de la modélisation du MLC	90
II.2.3 Outils de comparaison	98
II.3 Résultats et discussion	100
II.3.1 Comparaison des rendements en profondeur (PDD)	100
II.3.2 Comparaisons des profils.....	104
II.3.3 Rapports d'ouverture du collimateur et facteurs d'ouverture du collimateur.....	108
II.3.4 Cas des champs à géométries complexes	111
II.4 Conclusion.....	114
Chapitre III. Détermination des facteurs correctifs des détecteurs dans les petits champs.....	116
III.1 Introduction	116
III.2 Matériels et méthodes.....	117
III.2.1 Mesures avec les détecteurs.....	118
III.2.2 Calcul des $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$	119
III.2.3 Evaluation des incertitudes.....	130
III.2.4 Comparaison des méthodes.....	132
III.3 Résultats et discussions	133
III.3.1 Facteurs correctifs des détecteurs	133
III.4 Conclusion.....	150
Chapitre IV. Evaluation de la réponse des détecteurs à partir de la distribution spectrale de la fluence des particules.....	156
IV.1 Introduction	156
IV.2 Matériels et méthodes	157

IV.2.1 Définition de la fluence pour les calculs MC	157
IV.2.2 Méthodes de calcul des distributions spectrales électroniques et photoniques	158
IV.2.3 Vérification des méthodes	160
IV.2.4 Evaluation des fluences différentielles en énergie dans les détecteurs	161
IV.3 Résultats et discussions	166
IV.3.1 Vérification des modèles de calcul de fluence dans l'eau pour une source de photons mono-énergétiques.....	166
IV.3.2 Comparaison des distributions spectrales de la fluence électronique et photonique dans les détecteurs et dans l'eau	169
IV.3.3 Quantification des effets de perturbation de la fluence électronique	173
IV.4 Conclusion	179
Chapitre V. Evaluation des algorithmes de calcul de dose absorbée dans les milieux hétérogènes	181
V.1 Introduction	181
V.2 Matériels et méthodes	181
V.2.1 Report de dose absorbée des algorithmes AAA et AXB	181
V.2.2 Simulations Monte-Carlo	183
V.2.3 Evaluation dosimétrique dans les fantômes hétérogènes	187
V.3 Résultats	193
V.3.1 Impact de la composition	193
V.3.2 Comparaison avec les mesures.....	207
V.3.3 Evaluation de la conversion de la D_m à la D_w	214
V.3.4 Explication des différences avec les mesures.....	220
V.4 Discussion	225
V.5 Conclusion	232
Conclusion générale et perspectives.....	235
Références	239

Sigles et acronymes

AAA	Anisotropic Analytical Algorithm
AAPM	American Association of Physicists in Medicine
AXB	Acuros XB
BG	Bragg-Gray
CAO	Conception Assistée par Ordinateur
CCC	Collapsed Cone Convolution
CPE	Charged Particle Equilibrium (équilibre électronique des particules chargées)
CEMA	Converted Energy per unit Mass
CSDA	Continuous Slowing Down Approximation
CT	Computerized Tomography
CVD	Chemical Vapor Deposition
D_m	Dose to medium (dose dans le milieu)
D_w	Dose to water (dose dans l'eau)
DCA	Dynamic Conformal Arc therapy (arcthérapie dynamique)
DSA	Distance Source Axe
DSC	Distance Source Collimateur
DSP	Distance Source Peau
EEL	Equilibre Electronique Latéral
EGS	Electron Gamma Shower
FFF	Flattening Filter Free
FWHM	Full Width at Half Maximum
GATE	Geant4 Application for Tomography Emission
Geant4	GEometry ANd Tracking
HC	Histoire Condensée
IAEA	International Atomic Energy Agency
ICRP	International Commission on Radiological Protection

ICRU	International Commission on Radiation Units and Measurements
IUCT	Institut Universitaire du Cancer de Toulouse
KERMA	Kinetic Energy Released per unit Mass
LCPE	Lateral Charged Particle Equilibrium (équilibre électronique latéral)
LNHB	Laboratoire National Henri Becquerel
LINAC	LINear particle Accelerator
MCNP	Monte Carlo N-Particle Transport Code
MLC	MultiLeaf Collimator (collimateur multi-lames)
OD	Optical density (densité optique)
PENELOPE	PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons
PDD	Percentage Depth Dose (rendement en profondeur)
PhSp	Phase Space (espace des phases)
RCMI	Radiothérapie Conformationnelle par Modulation d'Intensité
SA	Spencer-Attix
SBRT	Stereotactic Body Radiation Therapy (radiothérapie stéréotaxique)
SRS	Stereotactic Radiosurgery (radiochirurgie stéréotaxique)
STL	Standard Tessellation Language
TCPE	Transient Charged Particle Equilibrium (équilibre électronique transitoire des particules chargées)
TPR	Tissue Phantom Ratio (indice de qualité)
TPS	Treatment Planning System (système de planification de traitement)
UM	Unité Moniteur
UH	Unité Hounsfield
VMAT	Volumetric Modulated Arc Therapy (archthérapie modulée volumétrique)
WFF	With Flattening Filter

N.B : la virgule « , » des nombres décimaux est remplacée par un point « . » dans tout le manuscrit.

Table des figures

Figure I-1 : Conditions de référence recommandées par l'IAEA TRS-398 pour les mesures de dose absorbée de référence.	7
Figure I-2 : Représentation schématisée de la dosimétrie de référence avec une taille de champ spécifique à la machine (msr) selon le formalisme de Alfonso <i>et al</i> [Alfonso et al. 2008].	9
Figure I-3 : Diagramme illustrant la mesure du facteur d'ouverture du collimateur dans un fantôme. f_{msr} est la taille du champ de référence de la machine à la profondeur de mesure z_{ref} et f_{clin} est la taille de champ quelconque.	10
Figure I-4 : a) L'accélérateur linéaire TrueBeam STx. b) Profil de dose absorbée pour un faisceau de photons de 10 MV en mode FFF (courbe bleue) et en mode WFF (courbe rouge).	5
Figure I-5 : Spectres de fluence photonique différentielle en énergie des faisceaux 6WFF et 6FFF des accélérateurs linéaire a) Elekta Precise et b) TrueBeam Varian [Tyler et al. 2016].	5
Figure I-6: Rapports D/K_{EL} à 5 cm de profondeur dans l'eau calculés par Monte-Carlo sur l'axe central des faisceaux de photons pour différentes énergies nominales en fonction du rayon du faisceau. Les points où les courbes s'éloignent de l'unité correspond au rayon de manque d'équilibre électronique latéral [Papaconstadopoulos 2016].	15
Figure I-7: $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ calculés par Monte-Carlo dans l'eau et les $OR_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de plusieurs détecteurs sans correction [Das et al. 2000].	15
Figure I-8: La figure à gauche montre le cas d'un champ large : la source est entièrement visible à partir de la position de mesure et le détecteur mesure dans un profil de dose absorbée uniforme. La figure à droite montre le cas d'un petit champ : la source de faisceau est obstruée par le dispositif de collimation et le détecteur mesure dans un profil de dose absorbée non plat [IPEM Report N°103, 2010].	16
Figure I-9: Effet du chevauchement des pénombres sur la FWHM du profil latéral pour les petits champs illustrant l'élargissement de la taille de champ et la réduction de la dose absorbée [Das et al. 2008].	17
Figure I-10 : Variation du spectre d'énergie et de l'énergie moyenne dans l'air en fonction de la taille du champ. Plus la taille de champ diminue plus l'énergie moyenne augmente [Sánchez-Doblado et al. 2003].	18
Figure I-11 : Variation du spectre d'énergie dans le fantôme d'eau en fonction de la taille de champ (un champ carré de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et deux champs circulaires de 1 cm et 3 mm de diamètre) et à différentes profondeurs (5, 10 et 15 cm) [Sánchez-Doblado et al. 2003].	18
Figure I-12 : Effet du moyennage volumique. La courbe en noir représente un profil Gaussien hypothétique pour avoir une FWHM de 10 mm et la courbe en rouge représente un profil mesuré avec un détecteur de 5 mm de largeur [Wuerfel 2013].	20
Figure I-13 : Illustration de la perturbation de fluence relativement à l'eau dans un volume fin (396 nm) constitué de différent matériaux : a) Le parcours moyen des électrons relativement à l'eau et b) l'angle de diffusion moyen relativement à l'eau. L'épaisseur a été choisie de sorte que l'électron perd moins de 1 keV en moyenne en traversant le volume constitué d'eau [Bouchard et al. 2015].	21
Figure I-14 : La figure (a) représente les $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ calculés dans des voxels d'eau de différents diamètres pour un faisceau de photons de 15 MV. La figure (b) illustre l'effet du moyennage volumique déterminé par le rapport de la dose absorbée calculée dans un voxel d'eau de 0.1 mm de diamètre et celle calculée dans un voxel plus grand (1.13 et 2.26 mm de diamètre) [Scott et al. 2012].	21

Figure I-15 : Fluence électronique différentielle en énergie calculée dans différents matériaux [Andreo and Benmakhlouf 2017].	22
Figure I-16 : Spectre de fluence électronique calculé dans le volume sensible de différents type de détecteurs et dans un volume d'eau pour une taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ [Benmakhlouf and Andreo 2017].	23
Figure I-17 : Illustration du concept de la dosimétrie relative qui lie la $D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}}$ à la $D_{w,Q_{msr}}^{f_{clin}}$ à partir du $\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ [Alfonso et al. 2008].	24
Figure I-18 : Rapport des coefficients d'absorption massique et des pouvoirs d'arrêt du silicium par rapport à l'eau et du diamant par rapport à l'eau. Données du site du Nist : https://www.physics.nist.gov/ .	27
Figure I-19 : Représentation schématique des couches du film EBT3.	29
Figure I-20 : Organigramme du transport des photons.	33
Figure I-21 : Illustration d'une histoire condensée de classe II pour le transport des électrons. La partie supérieure montre le parcours total d'un électron avec la production d'électrons et photons secondaires (représenté par les lignes pointillées). La partie inférieure est un agrandissement de la boîte ombrée [Chetty et al. 2007].	35
Figure I-22 : Géométries d'irradiation a) du point kernel et b) du pencil kernel [Ahnesjö and Aspradakis 1999].	44
Figure I-23 : Représentation du calcul de la dose absorbée à partir d'un point kernel.	45
Figure I-24 : Représentation des composantes de la tête de l'accélérateur linéaire et de la division du champ total en mini-faisceaux [Sievinen et al. 2005].	47
Figure I-25 : Comparaison des PDDs profondeur calculés par différents algorithmes et mesurés expérimentalement dans des configurations avec des plaques de lièges [da Rosa et al. 2010; Scholz 2004].	55
Figure I-26 : Spectres des électrons primaires calculés dans différents milieu à 10 cm dans l'eau pour des photons de 6MV à partir des simulations Monte-Carlo [Andreo 2015].	59
Figure I-27 : Facteurs de correction de fluence déterminés à partir des simulations Monte-Carlo pour différents milieux en utilisant un faisceau de photon de 6 MV et pour une taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ [P Andreo 2018a].	59
Figure I-28 : Comparaison des courbes de dose absorbée en fonction de la profondeur calculée par des simulations Monte-Carlo dans de l'eau avec la densité électronique de l'os (H2O_DENSB), D_m os (BONE_DENSB), D_w convertie selon l'approche des $s_{w,m}^{BG}$ (BONE*stopping power ratio) et D_w convertie à partir des $(\overline{\mu_{en}/\rho})_{w,m}$ (BONE*mu_en ratio) [Reynaert et al. 2018].	60
Figure I-29 : Caractérisation du champ d'irradiation au point r en termes de rayonnements traversant une sphère de centre r.	66
Figure I-30 : Spectre de fluence photonique différentielle en énergie déterminer dans notre travail pour une taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et pour un faisceau de photons de 6 MV du TrueBeam STx.	67
Figure I-31 : Représentation (en rouge) de l'énergie cinétique des électrons secondaires contribuant au KERMA (a) et à la dose absorbée (b). Concernant le KERMA, les énergies cinétiques des électrons e_1 et e_2 sont incluses comme ils ont été créés par des photons dans dV. L'électron e_3 ne participe pas car il est créé en dehors de dV. Dans le cas de la dose absorbée, seule l'énergie déposée représentée en rouge dans dV contribue.	75
Figure I-32 : KERMA de collision et dose absorbée en fonction de la profondeur dans un milieu irradié par un faisceau de photons de haute énergie. (a) représente le cas hypothétique d'équilibre électronique parfait sans atténuation ou diffusion des photons. (b) représente le cas réaliste [Podgorsak et al. 2005].	76
Figure I-33 : Représentation de LCPE en un point à l'axe du faisceau de photons. Dans le cas d'un champ large (a) $R_m < R_f$ et le LCPE est établi. Dans le cas d'un petit champ (b) $R_m > R_f$ et les électrons qui sont créés au	

Table des figures

centre et emportent de l'énergie vers la bordure du champ ne sont pas compensés par d'autres d'où le manque de LCPE.	77
Figure I-34: Représentation générale d'un détecteur placé dans un milieu, irradié par un faisceau de qualité Q et donnant la Ddet proportionnelle au signal mesuré. Cette valeur est ensuite convertie en Dm au point de référence P en absence du détecteur en multipliant par le facteur de conversion de la théorie de la cavité f_Q	78
Figure II-1: Représentation schématique de la position des fichiers d'espaces des phase fournis par VARIAN ainsi que les composantes géométriques modélisées avec les distances par rapport à l'isocentre.	85
Figure II-2: Géométrie des six types de lames du MLC HD120.	87
Figure II-3: La Figure (a) montre la subdivision d'une lame en plusieurs formes géométriques pour reproduire la forme approximative d'une lame du MLC HD120. La Figure (b) représente un diagramme schématique d'une lame et les formes entourées en rouge sont les parties qui ont été approximées pendant la modélisation des lames.	87
Figure II-4: Diagramme illustrant les paramètres utilisés pour calculer la position de chaque lame selon l'équation (96).	88
Figure II-5: Configuration du MLC pour une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à DSA.	89
Figure II-6: a) Géométries d'un bloc des lames du MLC et b) de la tête de l'accélérateur implémentées dans GATE.	89
Figure II-7: Position des fichiers PhSp secondaires des champs étudiés.	90
Figure II-8: Gamme des films irradiés pour réaliser la courbe d'étalonnage.	92
Figure II-9 : Courbes d'étalonnage multicanaux.	93
Figure II-10: Configuration MLC avec les lames décalés pour éviter les fuites entre les deux blocs des lames. ...	95
Figure II-11: a) Cuve à eau modèle MP3 (PTW, Freiburg, Germany) utilisée pour les mesures et b) celle modélisée avec GATE.	96
Figure II-12 : PDDs des tailles de champ allant de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ à $16 \times 16 \text{ cm}^2$ mesurés par le détecteur microdiamant et calculés par GATE pour l'énergie 6WFF.	101
Figure II-13 : PDDs des tailles de champ allant de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ à $16 \times 16 \text{ cm}^2$ mesurés par le détecteur microdiamant et calculés par GATE pour l'énergie 6FFF.	101
Figure II-14 : a) Incertitudes relatives 2D calculées par GATE pour une taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et une énergie 6WFF. b) PDD avec l'incertitude statistique associée en pourcentage sur l'axe central pour une taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et une énergie 6WFF.	102
Figure II-15 : PDDs des tailles de champ MLC allant de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ à $3 \times 3 \text{ cm}^2$ mesurés par le détecteur microdiamant et calculés par GATE et les algorithmes AAA et AXB pour l'énergie 6WFF.	103
Figure II-16 : PDDs des tailles de champ MLC allant de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ à $3 \times 3 \text{ cm}^2$ mesurés par le détecteur microdiamant et calculés par GATE et les algorithmes AAA et AXB pour l'énergie 6WFF.	103
Figure II-17 : Profils de dose absorbée des mesures avec la microdiamant, des calculs GATE dans un fantôme d'eau, pour les tailles de champs de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ à $16 \times 16 \text{ cm}^2$, pour un faisceau de photons en mode 6WFF.	104
Figure II-18 : Profils de dose absorbée des mesures avec la microdiamant, des calculs GATE dans un fantôme d'eau, pour les tailles de champs de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ à $16 \times 16 \text{ cm}^2$, pour un faisceau de photons en mode 6FFF.	105
Figure II-19 : Comparaison des profils de doses absorbées mesurés avec les films EBT3 et le détecteur microdiamant, et ceux calculés avec GATE, AAA et AXB dans les directions X et Y pour l'énergie 6WFF.	106
Figure II-20 : Zoom sur les profils X dans la zone de pénombre pour l'énergie 6WFF.	107

Figure II–21 : Comparaison des profils des doses absorbées mesurés avec les films EBT3 et le détecteur microdiamant, et ceux calculés avec GATE, AAA et AXB dans les directions X et Y pour l'énergie 6FFF...	107
Figure II–22 : Comparaison des profils de doses absorbées mesurés avec les films EBT3 et ceux calculés avec GATE, AAA et AXB dans les directions X et Y pour l'énergie 10FFF.	108
Figure II–23 : Rapport d'ouverture du collimateur calculés et mesurés pour des tailles de champs allant de 0.5×0.5 cm ² à 3×3 cm ² et pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.	109
Figure II–24 : Profil X de transmission entre les deux blocs du MLC mesuré par film EBT3 et calculé par GATE.	112
Figure II–25 : Analyse du gamma index (3%/3 mm) et profils de dose absorbée associés à la flèches en noire de chaque configuration pour deux champs à géométries complexes. Mesures par films (trait continu) et calculs GATE (marqueurs).	112
Figure II–26 : Profil Y de dose absorbée calculé avec un film EBT3 et GATE pour une configuration MLC avec une lame sur deux rétractée excepté pour les lames centrales.	113
Figure III–1 : Modèles et mammographies des détecteurs étudiés.	118
Figure III–2 : Illustration schématique de la détermination des facteurs correctifs des détecteurs selon les différentes méthodes.	120
Figure III–3 : Illustration de l'influence du positionnement des détecteurs avec le laser sur les profils de dose absorbée dans le cas où un erreur de calibration du laser de moins de 1 mm est présente [Palmans et al. 2017].	122
Figure III–4 : Différentes parties des détecteurs modélisés dans GATE en utilisant les fiches techniques confidentielles fournies par PTW (Freiburg, Germany).	127
Figure III–5 : Illustration des formes géométriques tessellées créées avec Blender et formant le bout d'une hémisphère. Ces géométries sont ensuite importées dans GATE avec le format STL. Les faces formants les géométries peuvent être aussi observées.	127
Figure III–6 : Géométries des détecteurs modélisés dans GATE selon les fiches techniques fournies par la société PTW (Freiburg, Germany). Les différentes couleurs utilisées correspondent aux différents matériaux de chaque détecteur.	128
Figure III–7 : Zoom sur le détecteur placé dans une ROI sphérique de 2 cm de rayon pour appliquer des énergies de coupures selon des régions. Les détecteurs sont gardés à l'isocentre dans la ROI.	129
Figure III–8 : $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de la chambre d'ionisation T31016 en fonction de la taille de champ pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.	136
Figure III–9 : Comparaison des facteurs correctifs de la chambre d'ionisation T31016 calculés dans notre étude selon les différentes méthodes avec les résultats d'autre études publiées et l'IAEA TRS-483 pour l'énergie 6WFF. Les notations « exp » et « MC » correspondent respectivement à la méthode expérimentale ou numérique utilisée pour la détermination des facteurs correctifs.	137
Figure III–10 : $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de la chambre d'ionisation T31022 en fonction de la taille de champ pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.	140
Figure III–11 : $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de la diode E T60017 en fonction de la taille de champ pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.	142
Figure III–12 : Comparaison des facteurs correctifs calculés pour le diode E T60017 (selon les différentes méthodes) avec les résultats d'autres études publiées et l'IAEA TRS-483. Les notations « exp » et « MC » correspondent respectivement à la méthode expérimentale ou numérique utilisée pour la détermination des facteurs correctifs.	143

Table des figures

Figure III-13 : $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de la diode E T60017 en fonction de la taille de champ déterminé en utilisant la méthode du « champ intermédiaire » pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.	144
Figure III-14 : $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ du détecteur microdiamant T60019 en fonction de la taille de champ pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.	147
Figure III-15 : Comparaison des facteurs correctifs calculés pour le détecteur microdiamant T60019 (selon les différentes méthodes) avec les résultats d'autres études publiées et l'IAEA TRS-483. Les dénominations « exp » et « MC » correspondent respectivement à la méthode expérimentale ou numérique utilisée pour la détermination des facteurs correctifs.....	148
Figure IV-1 : Illustration de la première méthode de calcul du spectre d'énergie où le pas S_i contribue uniquement à l'intervalle $[E_{k+2} E_{k+3}]$	158
Figure IV-2 : Illustration des deuxième et troisième méthodes de calcul du spectre d'énergie où le pas S_i est subdivisé en 4 contributions (S_1, S_2, S_3 et S_4) proportionnelles à la largeur en énergie parcourue dans chaque intervalle.	159
Figure IV-3 : Configurations établies pour la vérification du modèle de calcul de fluence électronique et photonique différentielle en énergie.....	161
Figure IV-4 : Distributions spectrales de la fluence électronique dans un volume d'eau pour des photons monoénergétiques de 1 MV(a), 2 MV (b) et 6 MV (c) selon les méthodes 1 et 2 de GATE (« emstandard opt3 ») et FLURZnrc.	167
Figure IV-5 : Distributions spectrales de la fluence électronique dans un volume d'eau pour des photons monoénergétiques de 1 MV(a), 2 MV (b) et 6 MV (c), selon les méthodes 1 et 2 de GATE (« emlivermore ») et avec FLURZnrc. La Figure (d) représente un zoom entre 1 keV et 100 keV du spectre total des photons monoénergétiques de 6 MV, pour illustrer les fluctuations observées avec les calculs GATE selon la méthode 2 avec « emlivermore ».....	167
Figure IV-6 : Distributions des valeurs du CEMA différentiel en énergie pour des photons mono-énergétiques de 1 MV, 2 MV et 6 MV.	168
Figure IV-7 : Distributions spectrales de la fluence photonique dans un volume d'eau pour des photons monoénergétiques de 1 MV(a), 2 MV (b) et 6 MV (c) avec GATE (« emstandard opt3») et FLURZnrc.	168
Figure IV-8 : Spectres de fluence électronique calculés dans un volume d'eau et dans les volumes sensibles des détecteurs étudiés pour les tailles de champ $3 \times 3 \text{ cm}^2$ et $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$, et pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.....	171
Figure IV-9 : Distributions spectrale de la fluence photonique dans les détecteurs et dans un volume d'eau pour les tailles de champ $3 \times 3 \text{ cm}^2$ et $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ en mode 6WFF.	172
Figure IV-10 : Distributions spectrale de la fluence photonique dans les volume sensible des détecteurs sans l'enrobage et dans un volume d'eau pour une taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ en mode 6WFF.	173
Figure IV-11 : Spectres de fluence électronique calculés dans le volume sensible de la diode E, dans un volume d'eau, dans la diode E avec le volume sensible remplacé par de l'eau et dans le volume sensible de silicium sans l'enrobage pour une taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ et pour l'énergie 6WFF.	174
Figure IV-12 : a) Spectres de fluence électronique calculés dans un volume de silicium, dans un volume d'eau et dans du silicium avec un ou plusieurs paramètres physiques modifiés (densité et/ou potentiel d'ionisation). b) Variation des $[S_{EL}/P]_{W, S_I}$ en fonction de l'énergie en modifiant les paramètres physiques du silicium.	174
Figure IV-13 : a) Spectres de fluence électronique calculés dans un volume de carbone, dans un volume d'eau et dans un volume de carbone avec un ou plusieurs paramètres physiques modifiés (densité et/ou potentiel	

d'ionisation). b) Variation des $[S_{el}/\rho]_{w,C}$ en fonction de l'énergie en modifiant les paramètres physiques du diamant.....	176
Figure IV-14 : Spectres de fluence électronique calculés dans le volume sensible de la chambre d'ionisation T31022, dans un volume d'eau, dans la chambre d'ionisation T31022 avec le volume sensible remplacé par de l'eau et dans le volume sensible d'air sans l'enrobage pour une taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ et pour l'énergie 6WFF.....	177
Figure IV-15 : a) Spectres de fluence électronique calculés dans un volume d'air, dans un volume d'eau et dans de l'air avec un ou plusieurs paramètres physiques modifiés (densité et/ou potentiel d'ionisation). b) Variation des $[S_{el}/\rho]_{w,Air}$ en fonction de l'énergie en modifiant les paramètres physiques de l'air.....	178
Figure V-1 : Courbe de calibration du AAA basée sur les densités électroniques.	182
Figure V-2 : Affectation des matériaux à une image CT selon la table des matériaux de l'algorithme AXB à partir de la courbe de calibration.	182
Figure V-3 : Illustration de la configuration établie pour le calcul de la fluence électronique différentielle en énergie dans l'eau et dans les différents milieux étudiés.....	185
Figure V-4 : Les configurations expérimentales (a) avec des plaques équivalentes « poumon » et (b) avec des plaques équivalentes « os cortical ». Les traits en verts représentent les films EBT3 placés aux différentes positions de mesures.	188
Figure V-5 : Fantômes expérimentaux créés dans le TPS Eclipse avec les matériaux de la librairie des matériaux d'AXB.	190
Figure V-6 : Comparaison des calculs D_m^{AXB} aux calculs D_m^{GATE} et des calculs D_w^{AXB} et D_w^{AAA} aux calculs D_w^{GATE} . Les simulations avec les compositions expérimentales (RW3, poumon-Gammex et os-Gammex) et avec les compositions de la librairie des matériaux d'AXB (Polystyrène, poumon-AXB et os-AXB) sont notées « comp exp » et « comp AXB », respectivement.	194
Figure V-7 : Incertitude statistique en pourcentage sur l'axe central des calculs GATE pour les configurations avec les compositions expérimentales et AXB.....	194
Figure V-8 : a) Rapports des pouvoirs d'arrêt collisionels entre l'eau et les milieux inclus dans cette partie. b) Pouvoir d'arrêt collisionel des différents milieux inclus dans cette partie. Les valeurs ont été extraites du site du NIST: https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html	196
Figure V-9 : Fluence électronique primaire différentielle en énergie a) dans le poumon et b) dans l'os avec les compositions AXB et expérimentales.	197
Figure V-10 : Distributions des valeurs du CEMA différentiel en énergie dans l'os et dans le poumon avec les compositions expérimentales et les compositions AXB pour une énergie 6WFF.....	197
Figure V-11 : Comparaison des calculs avec une énergie de coupure des particules chargées de 10 keV et de 1 keV.	198
Figure V-12 : Comparaison des PDDs des tailles de champs allant de 0.5×0.5 à $3 \times 3 \text{ cm}^2$ calculés par D_m^{AXB} et les simulations D_m^{GATE} avec les compositions expérimentales (comp exp) et les compositions AXB (comp AXB) pour la configuration avec hétérogénéité type poumon. L'incertitude sur les PDDs calculés par GATE est inférieure à 1%.....	200
Figure V-13 : Comparaison des PDDs des tailles de champs allant de 0.5×0.5 à $3 \times 3 \text{ cm}^2$ calculés par D_m^{AXB} et les simulations D_m^{GATE} avec les compositions expérimentales (comp exp) et les compositions AXB (comp AXB) pour la configuration avec hétérogénéité type os. L'incertitude sur les PDDs calculés par GATE est inférieure à 1%.	201
Figure V-14 : Comparaison des PDDs normalisés au maximum de dose absorbée pour la taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ calculés par D_m^{AXB} et les simulations D_m^{GATE} avec les compositions expérimentales (comp exp) et les compositions AXB (comp AXB) pour les configurations avec une hétérogénéité type poumon ou os.	203

Table des figures

Figure V–15 : Comparaison des PDDs des tailles de champs allant de 0.5×0.5 à 3×3 cm ² calculés par D_w^{AXB} , D_w^{AAA} et les simulations D_w^{GATE} avec les compositions expérimentales (comp exp) et les compositions AXB (comp AXB) pour la configuration avec hétérogénéité type poumon. L'incertitude sur les PDDs calculés par GATE est de moins de 1%. 205	205
Figure V–16 : Comparaison des PDDs des tailles de champs allant de 0.5×0.5 à 3×3 cm ² calculés par D_w^{AXB} , D_w^{AAA} et les simulations D_w^{GATE} avec les compositions expérimentales (comp exp) et les compositions AXB (comp AXB) pour la configuration avec hétérogénéité type os. L'incertitude sur les PDDs calculés par GATE est de moins de 1%. 206	206
Figure V–17 : Comparaison des PDDs calculés par D_w^{AXB} , D_w^{AAA} , D_w^{GATE} avec les compositions expérimentales et D_w^{GATE} dans le film modélisé (D_w^{GATE} Film mod) avec les mesures par films EBT3 (D_w^{FILM}). Les calculs ont été également comparés aux mesures avec la chambre d'ionisation T31016 (D_w^{T31016}). 208	208
Figure V–18 : Comparaison des PDDs calculés par D_w^{AXB} , D_w^{AAA} , D_w^{GATE} avec les mesures par films EBT3 (D_w^{FILM}) pour les champs allant de 0.5×0.5 à 3×3 cm ² . Les calculs ont été également comparés aux mesures avec la chambre d'ionisation T31016 pour les champs allant de 2×2 cm ² à 3×3 cm ² . 210	210
Figure V–19 : Comparaison des PDDs calculés par D_w^{AXB} , D_w^{AAA} , D_w^{GATE} et D_w^{GATE} dans le film modélisé (D_w^{GATE} Film mod) avec les mesures par films EBT3 (D_w^{FILM}) pour les champs allant de 0.5×0.5 cm ² à 3×3 cm ² . Les calculs ont été également comparés aux mesures avec la chambre d'ionisation T31016 pour les champs allant de 2×2 cm ² à 3×3 cm ² . 213	213
Figure V–20 : Spectres de fluence électronique primaire différentielle en énergie calculés dans un volume de 25 mm de rayon et 1 mm de hauteur contenant un matériau pour un champ 10×10 cm ² . 217	217
Figure V–21 : Spectres de fluence photonique différentielles en énergie calculées dans un volume de 25 mm de rayon et 1 mm de hauteur contenant un matériau pour un champ 10×10 cm ² . 217	217
Figure V–22 : Illustration des différences entre (a) la D_w comme calculée par les algorithmes conventionnels où les voxels sont uniquement distingués par leur densité électronique et (b) la D_w déterminée par la conversion selon les pouvoirs d'arrêts où le calcul donne la dose absorbée dans un petit volume d'eau dans le milieu. 218	218
Figure V–23 : Comparaison des calculs de la D_w comme calculée par les algorithmes conventionnels en modélisant le milieu comme de l'eau avec la densité électronique du milieu et en calculant la dose absorbée dans un petit volume d'eau placé aux points de mesures. 219	219
Figure V–24 : Configurations établies pour calculer le rapport entre (a) $[p_{\Phi}^{f_{clin}}]_{w,det}^m$ et (b) $[p_{\Phi}^{f_{ref}}]_{w,det}^w$. Le volume en rouge représente la couche active du film qui est placée entre deux couches de polyester (en vert). 222	222
Figure V–25 : Comparaison des PDDs calculés par D_w^{AXB} et D_w^{GATE} avec les mesures par films EBT3 corrigées du $[p_{\Phi}^{f_{clin},f_{ref}}]_{w,FILM}^M (D_w^{FILM CORR})$ ainsi que les mesures de la chambre d'ionisation T31016 corrigées du $[p_{\Phi}^{f_{clin},f_{ref}}]_{w,T31016}^M (D_w^{T31016 CORR})$. 224	224
Figure V–26 : Dose absorbée relative en fonction de la profondeur pour une taille de champ 4×4 cm ² et une énergie 6WFF dans le cas d'un fantôme hétérogène avec du poumon de densité 0.1 g/cm ³ . [Bush et al. 2011] 226	226
Figure V–27 : Dose absorbée relative en fonction de la profondeur pour une taille de champ 1×1 cm ² et une énergie 6WFF dans le cas d'un fantôme hétérogène avec du poumon de densité 0.3 g/cm ³ . [Stathakis et al. 2012] 227	227
Figure V–28 : a) Rapport d'énergie déposée utilisé par AXB et b) les rapports des pouvoirs d'arrêt collisionnels employés par les calculs Monte-Carlo pour déterminer la dose absorbée dans l'eau [Failla et al. 2010]. 228	228

Liste des tableaux

Tableau I-1 : Caractéristiques et compositions des films EBT3 fournies par le constructeur.	30
Tableau I-2 : Liste des codes Monte-Carlo de classe I ou II et utilisant la technique d’histoire condensée.[Nikjoo et al. 2006]	36
Tableau I-3 : Classification des systèmes Monte-Carlo utilisés en radiothérapie selon les critères utilisés dans la revue de Brualla et al. [Brualla et al. 2017]	51
Tableau I-4 : Matériaux biologiques avec les intervalles de densité.	52
Tableau I-5 : Milieu associé à une gamme de densités déterminées à partir de la courbe de calibration CT selon différentes études [Demarco et al. 1998; Ma et al. 1999; Siebers, Paul J Keall, et al. 2000].	56
Tableau I-6 : Potentiels d’ionisation de certains matériaux.	71
Tableau II-1 : Données du contenu des fichiers d’espaces des phases au format IAEA.	86
Tableau II-2 : Caractéristiques des détecteurs utilisés pour la validation du modèle du MLC HD120.	91
Tableau II-3: Positions des mâchoires X et Y relativement aux tailles de champs MLC.	94
Tableau II-4: ROI utilisées pour la détermination des $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ à partir des mesures par films EBT3.	95
Tableau II-5: Tailles des voxels utilisés pour les calculs GATE, AAA et AXB (cas des champs simples).	96
Tableau II-6 :Récapitulatif des mesures effectuées avec les détecteurs associés.	96
Tableau II-7:Représentation schématique des formes de MLC et des paramètres de différentes configurations employées pour la validation du MLC. Les pointillés représentent les positions des mâchoires X et Y.	97
Tableau II-8 : Tailles de champs carré équivalentes mesurées et calculées pour les champs MLC allant de 0.5×0.5 cm ² à 3×3 cm ² avec des faisceaux de photons d’énergie 6WFF.	106
Tableau II-9 : Différences relatives entre les $OR_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ mesurés et les $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ calculés par GATE, et les algorithmes AAA et AXB pour l’énergie 6WFF.	110
Tableau II-10 : Différences relatives entre les $OR_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ mesurés et les $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ calculés par GATE, et les algorithmes AAA et AXB pour l’énergie 6FFF.	110
Tableau II-11 : Différences relatives entre les $OR_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ mesurés et les $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ calculés par GATE, et les algorithmes AAA et AXB pour l’énergie 10FFF.	110
Tableau II-12 : Différence globale entre les $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ calculés par les algorithmes AAA (v13) et AXB (v13) par rapport à GATE pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.	111
Tableau III-1 : Caractéristiques des détecteurs utilisés pour les mesures et les simulations Monte-Carlo.	117
Tableau III-2 : Orientation recommandée pour les mesures des rapports d’ouverture du collimateur et des profils de dose absorbée.	119
Tableau III-3 : Facteurs correctifs $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ extraits du protocole IAEA TRS-483 (Tables 26 et 27) pour des champs définis par un MLC ou par un cône SRS pour les énergies 6 MV et 10 MV WFF et FFF, en fonction de la taille de champ équivalente.	121
Tableau III-4 : Exemples de matériaux définis dans la librairie des matériaux de GATE/GEANT4 ou créés à partir des compositions atomiques. Les valeurs dans les parenthèses représentent les fractions massiques de chaque élément ou matériau.	126
Tableau III-5 : k_{poi} de la chambre d’ionisation T31016 calculés pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.	133
Tableau III-6 : $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de le chambre d’ionisation T31016 obtenus avec les trois méthodes pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF. L’incertitude de Type A en pourcentage est notée entre parenthèses.	135

Liste des tableaux

Tableau III-7 : k_{pol} de la chambre d'ionisation T31022 pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.	138
Tableau III-8 : $k_{\text{Qclin}, \text{Qmsr}}^{\text{fclin}, \text{fmsr}}$ de la chambre d'ionisation T31022 obtenus avec les trois méthodes pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF. L'incertitude de Type A en pourcentage est notée entre parenthèses.	139
Tableau III-9 : $k_{\text{Qclin}, \text{Qmsr}}^{\text{fclin}, \text{fmsr}}$ de la diode E T60017 obtenus avec les trois méthodes pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF. L'incertitude Type A en pourcentage est notée entre parenthèses.	141
Tableau III-10 : $k_{\text{Qclin}, \text{Qmsr}}^{\text{fclin}, \text{fmsr}}$ de la chambre microdiamant T60019 obtenus avec les trois méthodes pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF. L'incertitude Type A en pourcentage est notée entre parenthèses.	146
Tableau III-11 : Gammes des valeurs des incertitudes u_A sur les $K_{\text{DET}, \text{METHODE}}^{\text{FCLIN}, \text{FMSR}}$ déterminés par la méthode expérimentale (exp), numérique (MC) et hybride (hyb) pour les différents détecteurs étudiés.	152
Tableau III-12 : Gammes des valeurs des incertitudes u_c sur les $K_{\text{DET}, \text{METHODE}}^{\text{FCLIN}, \text{FMSR}}$ déterminés par la méthode expérimentale (exp), numérique (MC) et hybride (hyb) pour les différents détecteurs étudiés.	152
Tableau III-13 : Différences en pourcentage entre les $k_{\text{Qclin}, \text{Qmsr}}^{\text{fclin}, \text{fmsr}}$ de la chambre d'ionisation T31016 déterminés selon les différentes méthodes pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.	153
Tableau III-14 : Différences en pourcentage entre les $k_{\text{Qclin}, \text{Qmsr}}^{\text{fclin}, \text{fmsr}}$ de la chambre d'ionisation T31022 déterminés selon les différentes méthodes pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.	153
Tableau III-15 : Différences en pourcentage entre les $k_{\text{Qclin}, \text{Qmsr}}^{\text{fclin}, \text{fmsr}}$ de la diode E T60017 déterminés selon les différentes méthodes pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.	154
Tableau III-16 : Différences en pourcentage entre les $k_{\text{Qclin}, \text{Qmsr}}^{\text{fclin}, \text{fmsr}}$ de la chambre microdiamant T60019 déterminés selon les différentes méthodes pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.	154
Tableau IV-1 : Représentation des différentes combinaisons réalisées pour quantifier les effets liés aux paramètres physiques du volume sensible.	165
Tableau IV-2 : Propriétés physiques des matériaux utilisés.	165
Tableau IV-3 : Rapports des facteurs de perturbation de la fluence électronique des différents détecteurs entre la taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ et $10 \times 10 \text{ cm}^2$ pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.	170
Tableau V-1 : Profondeurs de mesures par films dans les deux fantômes étudiés.	188
Tableau V-2 : Compositions chimiques et potentiel d'ionisations des matériaux inclus dans la librairie de AXB et ceux des fantômes expérimentaux.	190
Tableau V-3: Tailles des voxels utilisés pour les calculs GATE, AAA et AXB.	191
Tableau V-4 : Différences entre les calculs D_M^{AXB} et D_M^{GATE} avec les compositions de la librairie des matériaux d'AXB et les compositions du fantôme expérimentale dans le cas de la configuration avec une hétérogénéité type poumon.	199
Tableau V-5 : Différences entre les calculs D_M^{AXB} et D_M^{GATE} avec les compositions de la librairie des matériaux d'AXB et les compositions du fantôme expérimental dans le cas de la configuration avec une hétérogénéité type os.	202
Tableau V-6 : Gammes et moyennes des différences entre les calculs D_W^{GATE} , D_W^{AXB} , et D_W^{AAA} , par rapport aux mesures par film EBT3 dans le poumon.	211
Tableau V-7 : Gammes et moyennes des différences entre les calculs D_W^{GATE} , D_W^{AXB} , et D_W^{AAA} par rapport aux mesures par film EBT3 après le poumon.	211
Tableau V-8 : Gammes et moyennes des différences entre les calculs D_W^{GATE} , D_W^{AXB} , et D_W^{AAA} , et les mesures par film EBT3 dans l'os.	212
Tableau V-9 : Rapports moyens des D_w/D_m calculés dans les hétérogénéités os et poumon avec les compositions AXB et Gammex pour une taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$	215

Tableau V-10 : $S_{W,M}^{BG}$ des différents milieux, dérivés à partir des spectres des électrons primaires et des $[S_{EL}/P]_M$ déterminées à partir du site du NIST. Les résultats des $S_{W,M}^{BG}$ des études réalisées par Siebers et al. (2000), Fernández-Varea et al. (2007) et Andreo (2015). Les $S_{W,M}^H$ de l'approximation « Harder » sont aussi inclus pour la comparaison.	215
Tableau V-11 : Représentation des facteurs de correction de fluence déterminés dans notre étude et dans l'étude d'Andreo (2015), des $S_{W,M}^{BG}$ corrigés des k_Φ et du rapport des coefficients d'absorption massique moyen.	218
Tableau V-12 : Taille du volume de calcul de la fluence électronique en fonction de la taille de champ.....	223
Tableau V-13 : Rapport entre la fluence dans le film et en absence du film dans les conditions de référence et celle au point de mesures pour une taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$	223
Tableau V-14 : Rapport entre la fluence dans le film et en absence du film dans les conditions de référence et celle à 6 cm dans l'os pour les films EBT3 et la chambre d'ionisation T31016, et pour des champs allant de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ à $10 \times 10 \text{ cm}^2$	224
Tableau V-15 : Rapport moyen entre la D_w et la D_m calculée par GATE et AXB dans le poumon et dans l'os avec les compositions AXB ou Gammex en fonction de la taille de champ.	234

Introduction

La radiothérapie est une technique importante du traitement du cancer qui vise l'éradication des cellules tumorales à partir des rayonnements ionisants. Elle peut être utilisée seule ou combinée à la chimiothérapie et à la chirurgie et son objectif principal est de délivrer le maximum de dose absorbée à la tumeur tout en épargnant les tissus sains environnants.

Différentes techniques de traitement ont émergé au cours des dernières décennies permettant une meilleure prise en charge des patients atteints du cancer telles que la radiochirurgie intracrânienne (SRS) et la radiothérapie stéréotaxique extra-crânienne (SBRT). Elles consistent toutes les deux à délivrer, à l'aide d'un système de collimation, des doses absorbées élevées à un ou plusieurs volumes cibles de petits volumes par un faible nombre de séances. Ces techniques permettent ainsi de traiter de façon non invasive des tumeurs situées à proximité des organes à risque. Les distributions de doses absorbées sont caractérisées par une dose absorbée élevée dans les volumes cibles et associées à un fort gradient de doses absorbées en bordure du champ, permettant une meilleure protection des tissus sains avoisinants. Afin de préserver l'efficacité de ces fortes doses absorbées, il est nécessaire de garantir une haute précision dans la planification et la délivrance des faisceaux d'irradiation [Benedict et al. 2010; ICRU Report 91 2014]

Bien que les techniques SRS et SBRT représentent une évolution majeure dans le domaine de la radiothérapie, plusieurs problèmes sont présents notamment dus à la taille de champ rencontrée qui implique un manque d'équilibre électronique latéral quand le parcours des électrons secondaires devient comparable à la taille de champ. Cette condition est exacerbée pour les milieux de basse densité essentiellement les poumons. L'utilisation de dose absorbée forte avec des gradients importants ainsi que la gestion des hétérogénéités demandent une grande précision au niveau de la mesure et du calcul de dose absorbée. Dans ce contexte, il est primordial de maîtriser la dosimétrie des petits champs pour l'essor des nouvelles techniques.

La délivrance précise d'une dose prescrite à une cible définie dépend de la précision avec laquelle le faisceau a été étalonné dans des conditions de référence dans un milieu homogène équivalent eau et de la possibilité de calculer la dose absorbée en tout point d'un patient en fonction de cette dose absorbée de référence pour un faisceau quelconque.

Deux problèmes majeurs sont rencontrés dans la dosimétrie des petits champs. Le premier est lié aux mesures des données dosimétriques de base nécessaires pour le paramétrage du système de planification de traitement (TPS), en particulier les rapports d'ouverture du collimateur qui sont très différents selon le type de détecteurs utilisé [Benmakhlouf, Sempau, and Andreo 2014; Das et al. 2000; Das, Ding, and Ahnesjö 2008; O'Brien, Leon-Vintro, and McClean 2015; Underwood et al. 2015]. Le deuxième réside dans la capacité des algorithmes à calculer précisément la dose absorbée dans les conditions de petits champs dans les milieux homogènes et hétérogènes [Bueno et al. 2017; Stathakis 2012; Wilcox and Daskalov 2008].

Ces travaux de thèse sont motivés par les difficultés rencontrées dans la dosimétrie des petits champs. Ils consistent à étudier la métrologie des petits faisceaux dans les milieux homogènes et hétérogènes en combinant des mesures expérimentales, des calculs Monte-Carlo et des calculs issus des algorithmes implémentés dans un TPS utilisé en radiothérapie stéréotaxique.

Le **premier chapitre** de cette thèse présente la problématique de notre étude et est découpé en deux grandes parties. La première partie consiste à présenter les grandeurs fondamentales utilisées pour la dosimétrie en radiothérapie externe ainsi que les données dosimétriques de base nécessaires pour la configuration du TPS. Les enjeux liés à la dosimétrie des petits champs ainsi que le formalisme de détermination des facteurs correctifs ($k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$) des détecteurs [Alfonso et al. 2008; Palmans et al. 2017] sont également présentés. Dans la deuxième partie, les différents types d'algorithmes de calculs de dose absorbée ainsi que la problématique liée au choix du mode de report de dose absorbée (dose absorbée dans le milieu et dose absorbée dans l'eau) sont abordés.

Dans le **second chapitre**, le collimateur multi-lames haute définition (MLC HD120) de l'accélérateur linéaire TrueBeam STx a été modélisé avec le code de calcul Monte-Carlo GATE/Geant4. Le modèle a été validé par comparaison avec des mesures expérimentales et a permis l'évaluation des algorithmes de calculs de dose absorbée du TPS Eclipse (Acuros XB (AXB) et Anisotropic Analytical Algorithm (AAA)) en conditions de petits champs dans les milieux homogènes.

Le but du **troisième chapitre** est dédié à la détermination des $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de deux chambres d'ionisation à cavité d'air et de deux détecteurs solides afin de déterminer les facteurs d'ouverture de collimateur des petits champs définis par le MLC. Pour cela, les quatre détecteurs ont été modélisés dans GATE et les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ ont été déterminés à partir des trois méthodes (basées soit sur les calculs Monte-Carlo, soit sur les mesures expérimentales, soit combinant les mesures expérimentales et les calculs Monte-Carlo). Les facteurs correctifs obtenus par les trois méthodes ont été confrontés à ceux extraits du récent protocole IAEA TRS-483 [Palmans et al. 2017].

Le **quatrième chapitre** apporte des éléments pour renforcer la compréhension des $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ obtenus dans le chapitre III. Les fluences électroniques et photoniques au sein des détecteurs ont été déterminées afin d'identifier les paramètres physiques impliqués dans la réponse des détecteurs en conditions de petits champs. Les effets liés à la composition atomique, la densité, le potentiel d'ionisation et l'enrobage du volume sensible des détecteurs ont été également quantifiés. Pour cela, un modèle de calcul de fluence différentielle en énergie pour les électrons et les photons a été développé et implémenté dans GATE.

Dans le **cinquième chapitre**, l'étude s'est portée sur la métrologie des petits faisceaux dans les milieux hétérogènes de basse densité (équivalent poumon) et de haute densité (équivalent os). Les algorithmes de calculs de dose absorbée du TPS Eclipse ont été évalués par comparaison avec les mesures expérimentales et les calculs Monte-Carlo. D'une part, l'impact de la composition atomique sur le calcul de dose absorbée a été quantifié. D'autre part, une analyse des différentes approches de la conversion de la dose dans le milieu D_m à la dose dans l'eau D_w a été réalisée. Enfin, les fluences électroniques ont été calculées dans les milieux étudiés afin de mieux comprendre les différences entre les modes de report de dose absorbée.

Chapitre I.

Etat de l'art

I.1 Introduction

Ce premier chapitre est consacré à présenter le contexte de l'étude. Il comporte plusieurs parties permettant de poser les problématiques rencontrées dans la dosimétrie des petits faisceaux dans les milieux homogènes et hétérogènes.

Les données dosimétriques de base permettant de caractériser un faisceau en radiothérapie conventionnelle seront rappelées. La suite du chapitre présente les difficultés associées aux petits faisceaux ainsi que le formalisme des petits champs. Les caractéristiques des machines et des détecteurs associés à la dosimétrie des petits faisceaux sont récapitulées.

Ensuite, nous introduirons le principe des codes Monte-Carlo ainsi que les principes des différents algorithmes implémentés dans les TPS. Les enjeux liés à la précision des algorithmes et les différentes approches de conversion de la dose absorbée dans le milieu à la dose absorbée dans l'eau seront détaillées.

Les objectifs de cette thèse seront exposés en dernière partie. Les grandeurs dosimétriques fondamentales d'intérêt à cette étude sont données en annexe du chapitre.

I.2 Faisceaux de photons issus d'un accélérateur linéaire

L'accélérateur linéaire utilisé dans cette étude est le TrueBeam™ STx (cf. Figure I-1a) développé par la société VARIAN (Palo Alto, Etats Unis). Ce système est équipé d'un collimateur multi-lames haute définition composé de 120 lames (HD120) qui permet de traiter les tumeurs de petites dimensions en conditions stéréotaxiques grâce aux lames centrales qui font 2.5 mm de largeur à l'isocentre. Cet accélérateur permet d'établir un champ de référence de $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

Le TrueBeam produit des faisceaux de photons de 6 MV et 10 MV délivrés avec (WFF) et sans filtre égalisateur (FFF). Le filtre égalisateur n'est plus présent dans le cas des faisceaux FFF mais une plaque de laiton de 0.8 mm est interposée pour filtrer les

électrons et les photons de basses énergies. Ces faisceaux FFF peuvent délivrer des débits de dose jusqu'à 1400 unités moniteur par minute (UM/min) pour les faisceaux 6FFF et 2400 UM/min pour les faisceaux 10FFF [Xiao et al. 2013]. Ils sont caractérisés par moins de durcissement de faisceaux et un profil de dose absorbée non uniforme (cf. Figure I-1b).

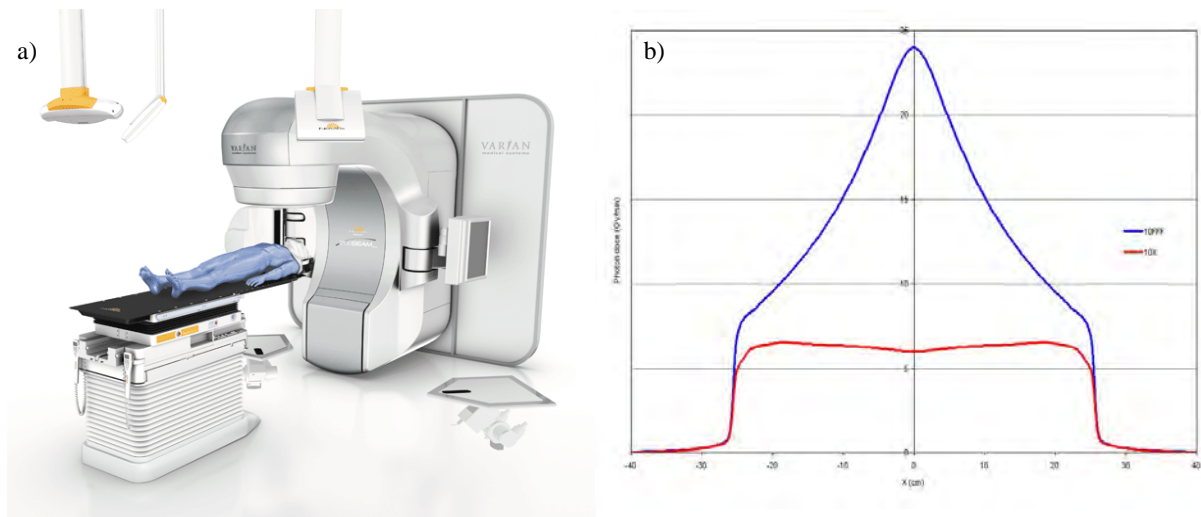


Figure I-1 : a) L'accélérateur linéaire TrueBeam STx. b) Profil de dose absorbée pour un faisceau de photons de 10 MV en mode FFF (courbe bleue) et en mode WFF (courbe rouge).

La Figure I-2 présente les spectres de fluence différentielle en énergie des faisceaux de photons de 6WFF et 6FFF pour les accélérateurs linéaires Elekta Precise et TrueBeam de Varian [Tyler et al. 2016].

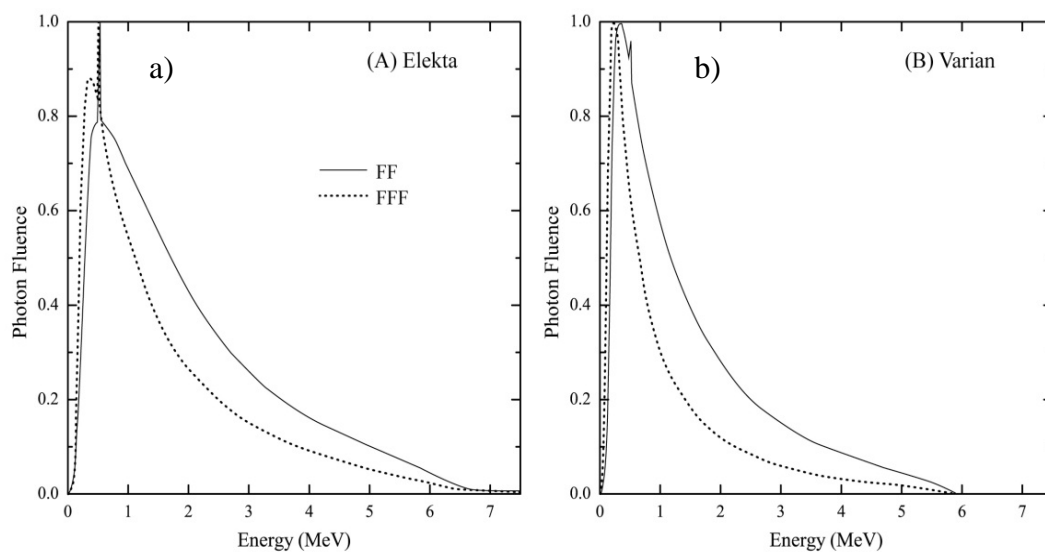


Figure I-2 : Spectres de fluence photonique différentielle en énergie des faisceaux 6WFF et 6FFF des accélérateurs linéaires a) Elekta Precise et b) TrueBeam Varian [Tyler et al. 2016].

I.3 Données dosimétriques de base

L'utilisation des faisceaux de photons dans le traitement des cancers demande une détermination de la distribution de la dose absorbée dans le patient. Il est donc nécessaire de prédire la distribution de dose absorbée à partir des modèles de calculs. Ces modèles ont besoin des données d'entrées acquises à partir des mesures préliminaires sur la machine de traitement. La détermination de ces paramètres de base se fait par des mesures de dose absorbée de référence et des mesures de doses absorbées relatives qui vont être définies dans les paragraphes suivants (cf. I.3.1 et I.3.2). Le protocole international IAEA TRS-398 [Andreo et al. 2000] recommande l'utilisation de l'eau comme milieu de référence de ces mesures.

I.3.1 Dosimétrie de référence

Le débit de référence, exprimé en Gy/UM, permet d'établir la relation entre la dose absorbée en un point situé à la position de référence et le nombre d'unités moniteur (UM). La mesure de la dose absorbée à la profondeur de référence (z_{ref}) s'effectue avec une chambre d'ionisation à cavité d'air reliée à un électromètre. La chaîne de référence (chambre d'ionisation, électromètre et câble) est étalonnée dans un laboratoire primaire ou secondaire de métrologie en termes de dose absorbée dans l'eau. En France, le Laboratoire National Henri Becquerel (LNHB) est le laboratoire primaire qui fournit le coefficient d'étalonnage du détecteur (N_{D,w,Q_0}). Selon les protocoles IAEA TRS-398 et IAEA TRS 483 [Andreo et al. 2000; Palmans et al. 2017], la qualité du faisceau est spécifiée par l'indice de qualité $TPR_{20,10}(10)$ pour les faisceaux de photons de haute énergie. L'indice de qualité correspond au rapport entre la dose absorbée à 20 cm et à 10 cm de profondeur dans un fantôme d'eau, mesurée à une distance source-détecteur de 100 cm et pour un champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

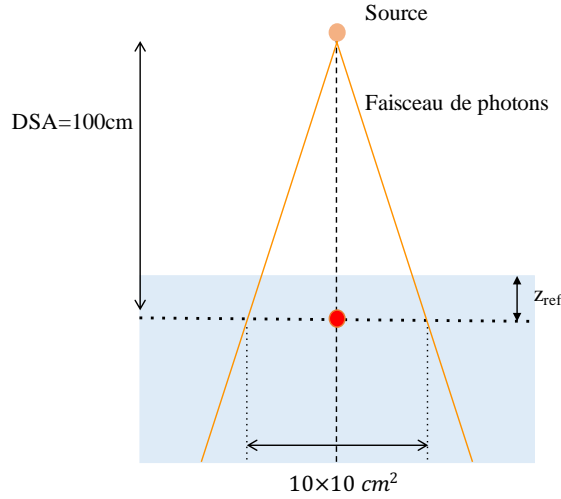


Figure I-3 : Conditions de référence recommandées par l'IAEA TRS-398 pour les mesures de dose absorbée de référence.

Le protocole IAEA TRS-398 [Andreo et al. 2000] recommande que les mesures de référence soient effectuées avec une chambre d'ionisation cylindrique avec une paroi en graphite et dont le volume de la cavité est entre 0.1 et 1 cm³. Ces mesures doivent être réalisées pour une taille de champ f_{ref} de 10×10 cm², à une distance source axe (DSA) de 100 cm et à une profondeur de référence z_{ref} de 10 ou 5 cm (cf. Figure I-3) quand le $TPR_{20,10}$ est inférieur à 0.7 et à z_{ref} de 10 cm quand le $TPR_{20,10}$ est supérieur ou égale à 0.7 (cf. Table 13 de l'IAEA TRS-398). Sous ces conditions et en se référant à la théorie de Bragg-Gray (cf. I.10.2), la dose absorbée dans l'eau $D_{w,Q}$ pour un faisceau de qualité Q en l'absence du détecteur est déterminée selon :

$$D_{w,Q} = M_Q N_{D,w,Q_0} k_{Q,Q_0} \quad (1)$$

où M_Q est la lecture du détecteur de référence corrigée des facteurs d'influence (température, pression, humidité, polarité et recombinaison). N_{D,w,Q_0} est le coefficient d'étalonnage dans l'eau de la chambre d'ionisation de référence pour un faisceau de qualité Q_0 . k_{Q,Q_0} est le facteur qui prend en compte les différences entre la réponse de la chambre pour des faisceaux de qualités différentes Q et Q_0 et qui est déterminé selon

$$k_{Q,Q_0} = \frac{(s_{w,air})_Q p_Q}{(s_{w,air})_{Q_0} p_{Q_0}} \quad (2)$$

où p_Q et p_{Q_0} représentent les facteurs de correction de perturbation de la fluence électronique due à la différence entre la fluence électronique dans la cavité et dans le milieu en absence de la cavité pour un faisceau de qualité Q et Q_0 , respectivement (écart de la théorie de Bragg Gray). En général, les accélérateurs sont calibrés pour obtenir 1 cGy/UM à z_{ref} dans les conditions de référence.

Il faut noter que la différence entre les $s_{w,air}$ des faisceaux WFF et FFF pour les grandes tailles de champ est inférieure ou égale à 0.6% pour des énergies autour de 6MV (cf. Table 30 de l'IAEA TRS-483) [P. Andreo 2018; Palmans et al. 2017]. La dose par pulse est plus élevée dans le cas des faisceaux FFF et cela va engendrer un facteur de recombinaison plus élevé.

1.3.1.1 Cas des accélérateurs qui ne peuvent pas établir les conditions de référence :

En complémentent de l'IAEA TRS-398, le nouveau protocole IAEA TRS-483 a introduit le concept de champ de référence spécifique à la machine f_{msr} pour les accélérateurs qui ne peuvent pas établir les conditions de référence (tel qu'un champ 10×10 cm² dénoté f_{ref} dans le protocole IAEA TRS-398) en se basant sur le formalisme de Alfonso et al. [Alfonso et al. 2008]. Le champ f_{msr} est considéré comme un champ de référence pour une machine spécifique. Le facteur $k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}}$ permet d'obtenir la dose absorbée dans un champ f_{msr} à partir de la dose absorbée dans le champ de référence f_{ref} . Ce facteur a pour fonction de corriger la différence entre les conditions de la géométrie, de la taille du champ, du matériau du fantôme et la qualité du faisceau du champ de référence f_{ref} et le champ de référence spécifique f_{msr} .

$$k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}} = \frac{D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}} / M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}}{D_{w,Q}^{f_{ref}} / M_Q^{f_{ref}}} \quad (3)$$

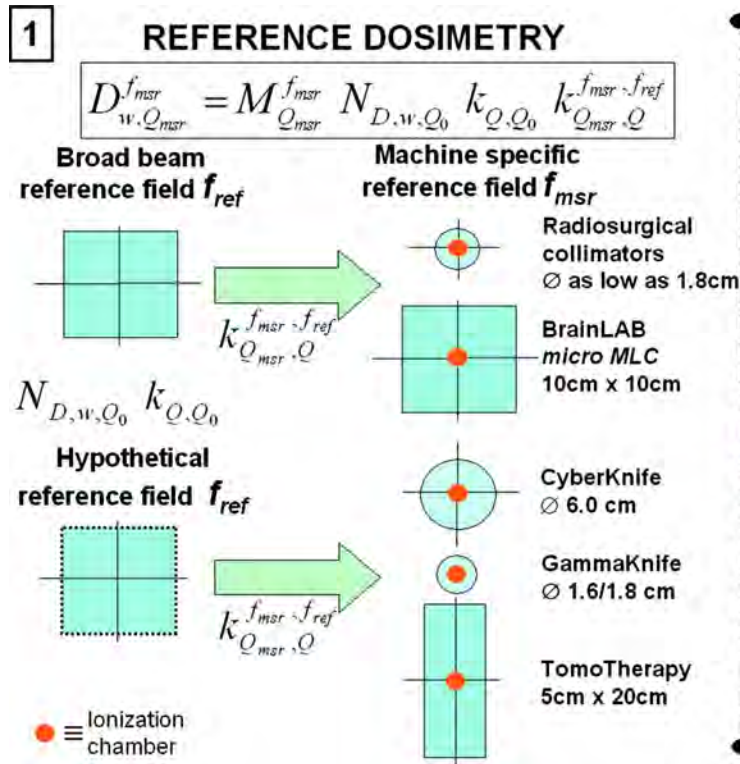


Figure I-4 : Représentation schématique de la dosimétrie de référence avec une taille de champ spécifique à la machine (msr) selon le formalisme de Alfonso *et al* [Alfonso et al. 2008].

Ainsi pour ce type de machine, la détermination de la dose absorbée dans l'eau à la profondeur de référence dans l'eau, pour un faisceau de qualité Q_{msr} et le champ de référence f_{msr} et en absence de la chambre sera notée $D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}}$ (cf. Figure I-4) et donnée par :

$$D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}} = M_{Q_{msr}}^{f_{msr}} \times N_{D,w,Q_0} \times k_{Q,Q_0} \times k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}} \quad (4)$$

où

Q est la qualité du champ de référence conventionnel f_{ref} selon l'IAEA TRS-398.

Q_{msr} est la qualité du faisceau du champ de référence spécifique f_{msr} . Ce dernier n'est pas un petit champ et il est établi pour avoir le TCPE.

$M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}$ est la mesure dans le champ f_{msr} exprimée en Coulomb et corrigée par les facteurs d'influence tels que la température, la pression, polarité, humidité et recombinaison.

N_{D,w,Q_0} est le coefficient d'étalonnage en termes de dose absorbée dans l'eau pour la chambre d'ionisation à un faisceau de qualité Q_0 .

k_{Q,Q_0} est le facteur de correction de la qualité du faisceau, qui corrige la différence entre la qualité du faisceau Q_0 dans le laboratoire standard et la qualité Q du faisceau du champ conventionnel de référence f_{ref} .

I.3.2 Dosimétrie relative

I.3.2.1 Facteur d'ouverture du collimateur

Le facteur d'ouverture du collimateur ($\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$: « Output Factor » en anglais) est défini par le rapport entre la dose absorbée dans l'eau en un point situé sur l'axe du faisceau à la profondeur de référence (z_{ref}) pour une taille de champ quelconque (f_{clin}) et la dose absorbée au même point pour le champ de référence de la machine (f_{msr}), qui est un champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ pour les machines pouvant réaliser un champ de référence $10 \times 10 \text{ cm}^2$, à une DSA fixe (cf. Figure I-5) .

$$\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} = \frac{D_{Q_{clin}}^{f_{clin}}(z_{ref})}{D_{Q_{msr}}^{f_{msr}}(z_{ref})} \quad (5)$$

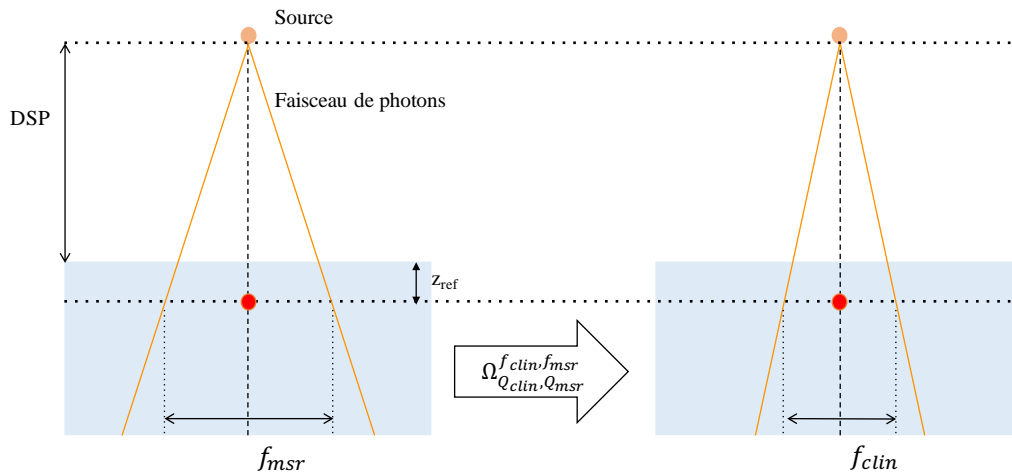


Figure I-5 : Diagramme illustrant la mesure du facteur d'ouverture du collimateur dans un fantôme. f_{msr} est la taille du champ de référence de la machine à la profondeur de mesure z_{ref} et f_{clin} est la taille de champ quelconque.

Dans le cas des champs où les conditions du d'équilibre électronique sont établies, le $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ peut être directement déterminé à partir des rapports des lectures du détecteur ($OR_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$: « Output Ratio » en anglais) comme le facteur de perturbation de la fluence électronique est indépendant de la taille de champ.

$$\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} \stackrel{TCPE}{\equiv} OR_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = \frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \quad (6)$$

Cela ne sera pas le cas dans les petits champs et cette partie sera abordée en détail dans la section I.4.

Le $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ représente la variation du diffusé dans la tête de l'accélérateur et dans le fantôme d'eau en fonction de la taille de champ. Il permet également de prendre en compte la diminution de la fluence du faisceau quand la taille de champ diminue. Ce facteur permet de déterminer le débit de dose absorbée pour n'importe quelle taille de champ à partir du débit de référence à condition d'être à l'équilibre électronique.

I.3.2.2 Rendement de dose absorbée en profondeur

La variation de la dose absorbée dans l'eau en fonction de la profondeur z sur l'axe du faisceau à une DSP constante et pour une taille de champ donnée est décrite par le rendement de dose absorbée en profondeur (PDD). Cette distribution est en général normalisée à la valeur maximale de la dose absorbée $D_w^{f_{clin}}(z_{max})$ sur l'axe du champ :

$$PDD(z, f_{clin}) = \frac{D_w^{f_{clin}}(z)}{D_w^{f_{clin}}(z_{max})} \quad (7)$$

Pour les faisceaux de photons de haute énergie la forme du PDD et la profondeur du maximum de dose absorbée (z_{max}) varie en fonction du spectre du faisceau de photons .

1.3.2.3 Profil de dose absorbée

Le profil de dose absorbée représente la variation de la dose absorbée dans l'eau D_w en fonction de la distance latérale à l'axe d_l , pour une taille de champ f_{clin} et à une profondeur z données. Les profils (P_l) sont mesurés dans deux directions perpendiculaires à l'axe du faisceau: profil X dans le sens droite-gauche du patient ("Crossplane") et le profil Y dans le sens tête-pied ("Inplane"). Les profils de dose absorbée sont en général normalisés à la dose absorbée sur l'axe central $D_w^{f_{clin}}(z, d_l = 0)$.

$$P_l = \frac{D_w^{f_{clin}}(z, d_l)}{D_w^{f_{clin}}(z, d_l = 0)} \quad (8)$$

La « pénombre » correspond à la zone en bordure de champ où on a un fort gradient de dose absorbée. Elle est définie comme la distance entre 20% et 80% de la dose absorbée à l'axe. Le manque d'équilibre électronique latéral est présent dans cette zone et celle-ci varie en fonction de l'énergie du faisceau, de la taille du champ et de la profondeur de mesure.

I.4 Métrologie des petits faisceaux

I.4.1 Radiothérapie stéréotaxique

En 1951, Dr. Lars Leksell et Börje Larsson ont introduit le concept de la radiochirurgie qui est appliqué dans les conditions intracrâniennes (SRS). Cette technique a été initialement conçue pour traiter les troubles fonctionnels du cerveau. Le développement de la radiothérapie stéréotaxique extra-crânienne (SBRT) a commencé au début des années 1990s à l'institut Karolinska (Stockholm, Suède) et s'est inspirée des techniques et des procédures de la SRS.

La SBRT est définie comme une méthode de radiothérapie externe utilisée pour délivrer précisément une dose absorbée élevée (6 à 30 Gy) à une cible extra-crânienne, en un nombre réduit de fractions (1 à 5 séances) [Benedict et al. 2010; ICRU Report 91 2014]. Plusieurs études ont montré des résultats favorables de la SBRT en termes de contrôle tumoral et toxicité des organes à risque [Giraud 2013; Navarria et al. 2013; Uematsu et al. 1998].

Cette technique repose sur l'utilisation des petits faisceaux de photons obtenus au moyen d'un système de collimation. Les tumeurs irradiées ont souvent un diamètre inférieur ou égal à 3 cm et plus rarement 5 cm. Grâce à la SBRT, il est possible de traiter de manière non invasive sans acte chirurgical des tumeurs malignes situées à proximité ou dans un organe critique tels que le poumon, les vertèbres et le cerveau.

Plusieurs équipements ont été conçus pour la radiothérapie stéréotaxique et sont actuellement disponibles, notamment les accélérateurs linéaires classiques équipés soit de collimateur muti-lames ou de cônes additionnels (TrueBeam STX®, Synergy®, Novalis®, Versa HD), le système CyberKnife® équipé d'un bras robotisé et l'accélérateur GammaKnife® équipé de 192 sources de Cobalt-60 avec un système de collimation concentrique.

I.4.2 Définition d'un petit faisceau

Les évolutions rapides de l'imagerie médicale et des techniques de radiothérapie ont permis l'utilisation des petits faisceaux de photons dans les applications cliniques. Cela est le cas des techniques telles que la radiothérapie conformationnelle par modulation d'intensité (RCMI), la SBRT et la SRS. Pour des raisons qui seront explicitées par la suite, les protocoles dosimétriques utilisés pour les champs standards (où les conditions de CPE sont établies) tels que le protocole de l'Agence Internationale de l'Energie Atomique (IAEA) TRS-398 [Andreo et al. 2000] et celui de l'Association Américaine des Physiciens Médicaux (AAPM) TG-51 [Almond et al. 1999; McEwen et al. 2014] ne sont pas adaptés pour les petits champs. Un grand intérêt a donc été porté pour bien caractériser la dosimétrie des petits champs.

En 2008, l'AAPM et l'IAEA ont établi un formalisme pour les petits champs et les champs non-standard [Alfonso et al. 2008]. Ce formalisme a été suivi du rapport IPeM 103 [IPeM Report N°103, 2010] et de l'ICRU 91 [ICRU Report 91 2014]. Plusieurs études ont utilisé ce formalisme et leurs résultats ont servi de base pour établir le protocole IAEA TRS-483 [Palmans et al. 2017] en 2017. Avant de détailler le formalisme, la définition et les problématiques des petits faisceaux vont être présentées.

Selon l'IAEA TRS-483, lorsqu'au moins une des conditions suivantes est rencontrée, le champ étudié est considéré comme un petit champ :

- Manque d'équilibre électronique latéral
- Occultation partielle de la source des photons primaires par le système de collimation de l'accélérateur linéaire.
- Taille du détecteur comparable à la taille de champ à la profondeur de mesure.

D'autres aspects sont aussi observés quand la taille de champ diminue et notamment la variation des spectres en énergie dans l'air et dans le milieu.

Les deux premières conditions sont en relation avec le faisceau, alors que la troisième est dépendante du détecteur. Toutes ces trois conditions entraînent un chevauchement entre la pénombre du champ et le volume du détecteur.

I.4.3 Problématiques

I.4.3.1 Manque d'équilibre électronique latéral

Le manque de LCPE (cf. I.9.10) est le problème le plus critique rencontré dans la dosimétrie des petits champs. Cet effet a été évoqué par plusieurs auteurs et il est principalement lié au fait que la taille de champ devient comparable au parcours des électrons secondaires [Björngård et al. 1990; Dutreix et al. 1965]. Le manque de LCPE est exacerbé dans des milieux de basse densité comme les électrons produits par les photons auront un parcours prolongé comparé à un milieu équivalent eau.

Selon l'étude de Li et al [Li et al. 1995] le rapport entre la dose absorbée et le kerma de collision D/K_{el} est utilisé pour mesurer le degré de CPE ou TCPE. Le rayon du faisceau minimal pour lequel $D/K_{el} = 1$ définit le parcours de LCPE noté r_{LCPE} (cf. Figure I-6).

Une relation entre r_{LCPE} et le $TPR_{20,10}(10)$ a été établie par l'IAEA TRS-483 selon :

$$r_{LCPE}[cm] = a \times TPR_{20,10}(10) - b \quad (9)$$

Avec : $a=8.369$ et $b=4.382$.

Les coefficients a et b ont été obtenus par une courbe d'ajustement aux données Monte-Carlo calculées par Papaconstadopoulos [Papaconstadopoulos 2016].

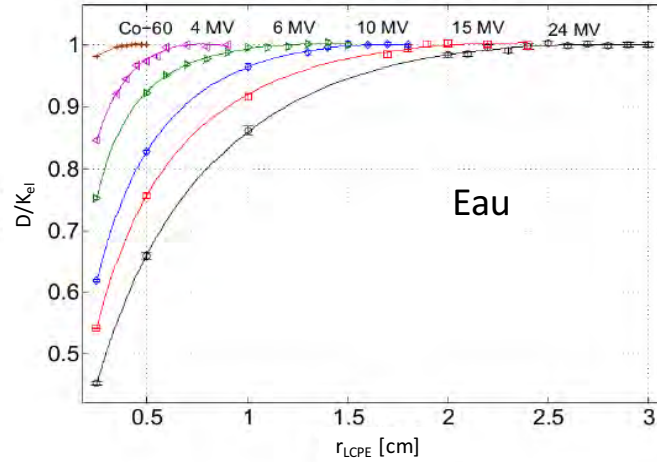


Figure I-6: Rapports D/K_{el} à 5 cm de profondeur dans l'eau calculés par Monte-Carlo sur l'axe central des faisceaux de photons pour différentes énergies nominales en fonction du rayon du faisceau. Les points où les courbes s'éloignent de l'unité correspondent au rayon de manque d'équilibre électronique latéral [Papaconstadopoulos 2016].

Le manque de LCPE a un grand effet sur la détermination des facteurs d'ouverture du collimateur. La Figure I-7 montre la différence entre les $OR_{Q_{clin}, Q_{ref}}^{f_{clin}, f_{ref}}$ calculés par Monte-Carlo et ceux obtenus par des mesures de différents détecteurs dans l'étude de Das et al [Das et al. 2000]. On note des différences très importantes qui augmentent au fur et à mesure que la taille du champ diminue.

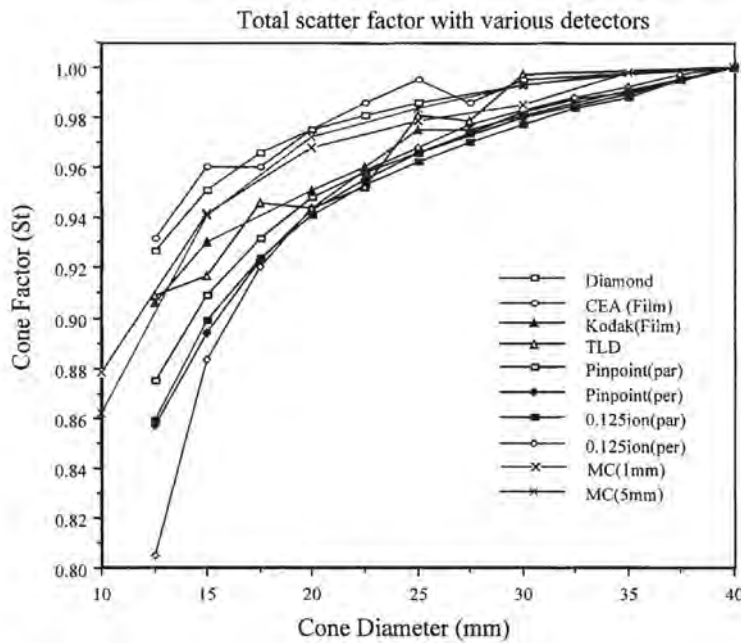


Figure I-7: $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ calculés par Monte-Carlo dans l'eau et les $OR_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de plusieurs détecteurs sans correction [Das et al. 2000].

1.4.3.2 Occultation de la source

La source des rayonnements utilisée en radiothérapie n'est pas une source ponctuelle. Ainsi en dessous d'une certaine taille de champ, une occultation partielle de la source et un chevauchement des pénombres sont observés (cf. Figure I-8).

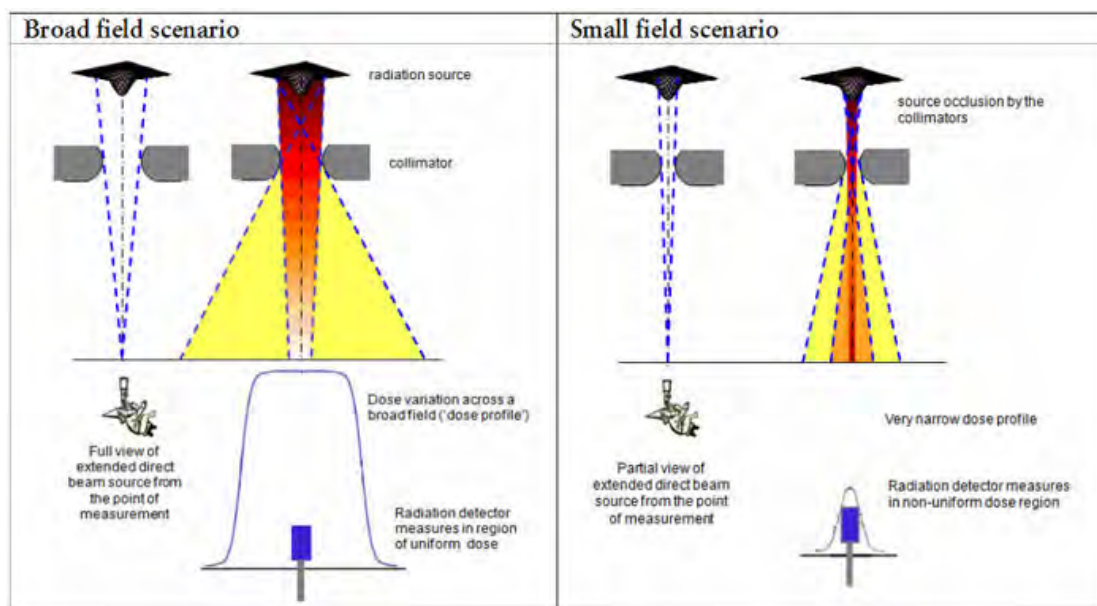


Figure I-8: La figure à gauche montre le cas d'un grand champ: la source est entièrement visible à partir de la position de mesure et le détecteur mesure dans un profil de dose absorbée uniforme. La figure à droite montre le cas d'un petit champ : la source de faisceau est obstruée par le dispositif de collimation et le détecteur mesure dans un profil de dose absorbée avec une fluence non uniforme [IPEM Report N°103, 2010].

La taille de champ peut être définie selon deux termes différents :

- 1) **La taille de champ géométrique** définie comme la projection de l'ouverture du collimateur par la source de rayonnements sur un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau.
- 2) **La taille du champ d'irradiation** définie en termes de dimension d'une surface dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau représenté par une ligne spécifique d'isodose. En général, elle est définie par la largeur à mi-hauteur (50%) des profils de dose absorbée (FWHM).

Le champ géométrique correspond ainsi au champ lumineux qui équivaut au réglage du collimateur pour des collimateurs à bord plats focalisés. Pour les champs conventionnels, la FWHM du profil latéral, spécifiée à 50% du niveau de dose absorbée relative équivaut au réglage du collimateur (taille de champ nominale) et il est ainsi

conforme à la taille de champ géométrique. La mesure de la FWHM permet alors de vérifier le réglage de la taille de champ.

Dans le cas d'un petit champ, la méthode traditionnelle de détermination de la taille de champ selon la FWHM est discutable car on mesure uniquement des pénombreses et la taille de champ nominale diffère ainsi de la FWHM à l'isocentre. Dans ce cas, la taille de champ donnée par la FWHM est surestimée et une réduction de la dose absorbée au centre du faisceau est observée. Ces effets sont illustrés dans la Figure I-9.

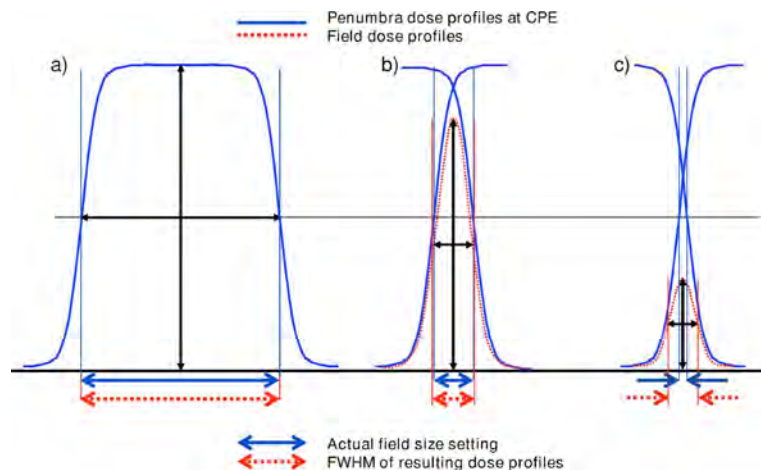


Figure I-9: Effet du chevauchement des pénombres sur la FWHM du profil latéral pour les petits champs illustrant l'élargissement de la taille de champ et la réduction de la dose absorbée [Das et al. 2008].

La réponse du détecteur dépend de la taille de champ qui peut être définie soit par la FWHM soit par la taille nominale du champ donnée par le collimateur. L'IAEA TRS-483 recommande de spécifier la taille de champ à partir de la FWHM.

1.4.3.3 Variation du spectre en énergie de faisceau

Du fait de l'occultation de la source, le nombre de photons diffusés de basse énergie arrivant au centre du champ sera réduit. Une grande différence est donc observée entre le spectre de photons d'un petit champ comparé à celui d'un grand champ dans l'air (cf. Figure I-10) ainsi que dans le fantôme (cf. Figure I-11). On note un durcissement du faisceau dans le cas d'un petit champ et l'énergie moyenne déduite du spectre de photon sera plus élevée que celle d'un grand champ.

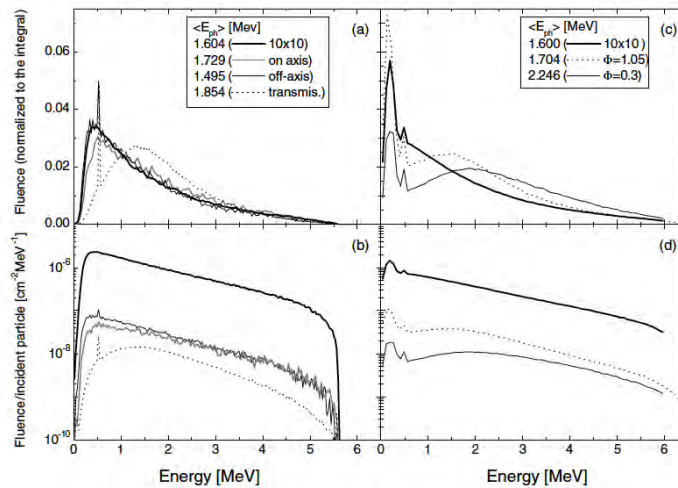


Figure I-10 : Variation du spectre d'énergie et de l'énergie moyenne dans l'air en fonction de la taille du champ. Plus la taille de champ diminue plus l'énergie moyenne augmente [Sánchez-Doblado et al. 2003].

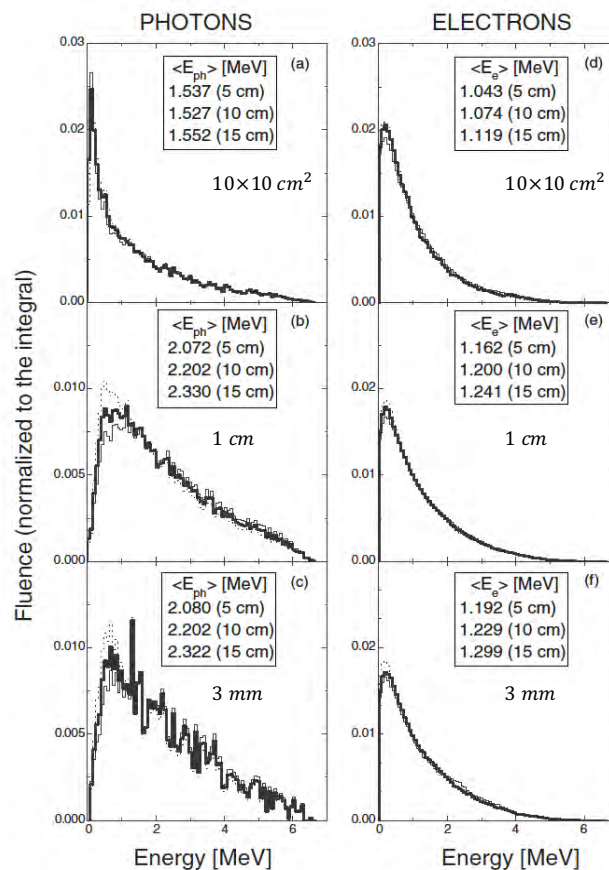


Figure I-11 : Variation du spectre d'énergie dans le fantôme d'eau en fonction de la taille de champ (un champ carré de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et deux champs circulaires de 1 cm et 3 mm de diamètre) et à différentes profondeurs (5, 10 et 15 cm) [Sánchez-Doblado et al. 2003].

L'énergie moyenne de la fluence des électrons sera aussi plus élevée. De ce fait, il est attendu une modification du $s_{w,air}$ comparé à celui calculé pour un champ de référence de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Cela peut entraîner des modifications lors de l'application de la théorie de la cavité pour la détermination de la dose absorbée. Cependant plusieurs études ont montré que le changement du $s_{w,air}$ était de l'ordre de 0.3% en fonction de la taille de champ [Andreo and Brahmes 1986; Eklund and Ahnesjö 2008; Sánchez-Doblado et al. 2003]. Cela est une propriété importante, comme le $s_{w,air}$ est l'une des quantités les plus importantes dans la dosimétrie de référence des faisceaux de photons réalisée avec une chambre d'ionisation à cavité d'air [P. Andreo 2018]. Les petites variations du $s_{w,air}$ en fonction de la taille de champ suggèrent que le $\text{TPR}_{20,10}(10)$ est adapté et suffisant pour caractériser la qualité d'un petit faisceau. Ainsi pour les chambres d'ionisation, l'indice de qualité du faisceau d'un grand champ est suffisant pour toutes les autres tailles de champs [Palmans et al. 2017].

1.4.3.4 Problèmes lié au détecteur

Deux problèmes importants liés aux propriétés des détecteurs sont aussi présents dans la dosimétrie des petits champs. Ceux-là sont les perturbations du détecteur dues à sa taille et à sa composition atomique.

i. Effet de la taille du détecteur

Le volume sensible du détecteur doit être irradié de manière uniforme et le signal collecté est toujours une moyenne. Cette condition n'est plus valide dans le cas des petits champs où la fluence varie dans le volume sensible. Cela peut être problématique également pour les faisceaux FFF

Le signal du détecteur moyenné sur son volume va être erroné en le comparant à un détecteur infinitésimal [Wuerfel 2013]. Cela est appelé l'effet du moyennage volumique et il est illustré dans la Figure I-12. Le facteur de correction du moyennage volumique (p_{vol}) est donné par le rapport entre la dose absorbée dans l'eau en absence du détecteur dans un petit voxel d'eau sur la dose absorbée moyenne dans l'eau moyennée sur le volume sensible du détecteur (toujours en absence du détecteur) [Palmans et al. 2017]. L'effet de moyennage est présent dans les grands champs dans les zones de pénombre mais devient très problématique dans les petits champs car cet effet est présent sur l'axe central du faisceau.

Cet effet peut produire une sous-estimation de la dose absorbée qui a une grande importance au niveau des mesures des facteurs d'ouverture du collimateur. Dans la Figure

I-7 on peut voir que les $OR_{Q_{clin}, Q_{ref}}^{f_{clin}, f_{ref}}$ calculés par Monte-Carlo dans un voxel d'eau de 5 mm de côté sont inférieurs à ceux calculés dans un voxel d'eau de 1 mm de côté.

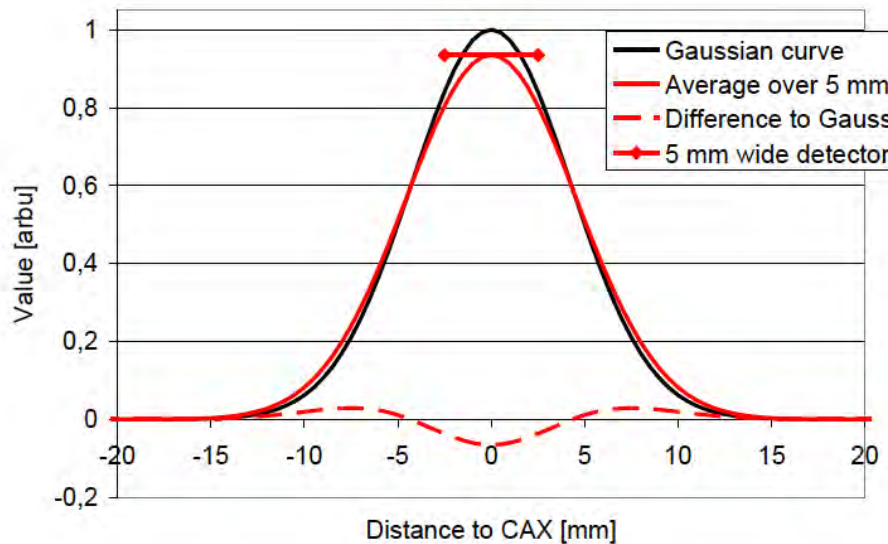


Figure I-12 : Effet du moyennage volumique. La courbe en noir représente un profil Gaussien hypothétique pour avoir une FWHM de 10 mm et la courbe en rouge représente un profil mesuré avec un détecteur de 5 mm de largeur [Wuerfel 2013].

Pour éviter l'effet du moyennage volumique, il faut choisir un détecteur de très petit volume pour que la fluence électronique dans le milieu soit le moins possible perturbée. Cependant, Bouchard et al. [Bouchard et al. 2015] ont montré que cette condition n'est pas réalisable. Cela a été prouvé en comparant le parcours et l'angle de diffusion des électrons dans un volume de 396 nm d'épaisseur contenant différent milieu à celui de l'eau pour des énergies entre 1 keV et 10 MeV (cf. Figure I-13). On rappelle que la fluence dans une cavité est égale au parcours moyen des particules fois le nombre des particules divisé par le volume de la cavité (cf. Equation (52)). La Figure I-13 montre que même dans un volume de 396 nm d'épaisseur contenant différents matériaux, les angles de diffusion et les parcours des électrons relativement à l'eau diffèrent significativement de l'unité pour les énergies inférieures à environ 40 keV. Cet exemple montre que la fluence électronique peut être significativement perturbée même à l'échelle nanométrique.

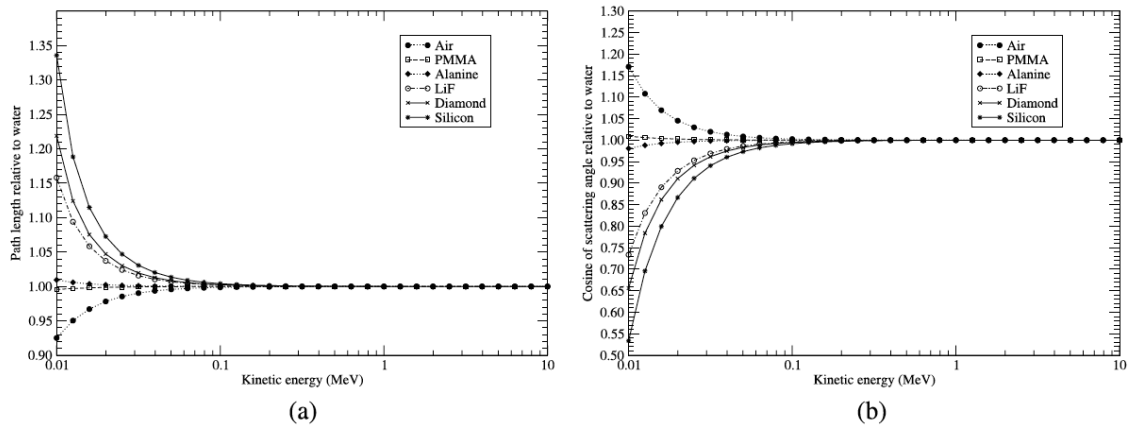


Figure I-13 : Illustration de la perturbation de fluence relativement à l'eau dans un volume fin (396 nm) constitué de différents matériaux : a) Le parcours moyen des électrons relativement à l'eau et b) l'angle de diffusion moyen relativement à l'eau. L'épaisseur a été choisie de sorte que l'électron perde moins de 1 keV en moyenne en traversant le volume constitué d'eau [Bouchard et al. 2015].

Il est possible de corriger les mesures du moyennage du volume par méthode de déconvolution. Ce facteur peut être calculé par le rapport de la dose absorbée dans un petit volume d'eau et de la dose absorbée dans un volume d'eau remplaçant le volume sensible du détecteur [Palmans et al. 2017; Scott et al. 2012]. L'effet du moyennage volumique sur la détermination du facteur d'ouverture du collimateur est illustré dans la Figure I-14. Pour les calculs Monte-Carlo le choix du volume de calcul devient très important et peut induire une sous-estimation de la dose absorbée si le volume du calcul est comparable à la taille de champ.

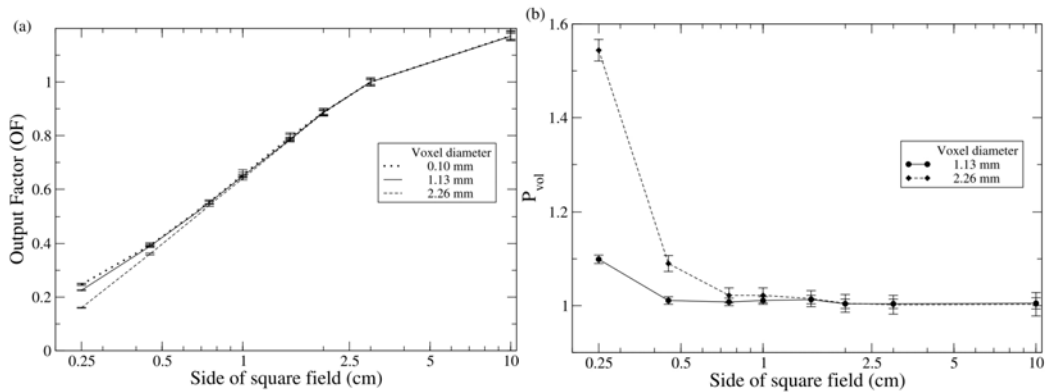


Figure I-14 : La figure (a) représente les $\Omega_{Q_{clin}, Q_{ref}}^{f_{clin}, f_{ref}}$ calculés dans des voxels d'eau de différents diamètres pour un faisceau de photons de 15 MV. La figure (b) illustre l'effet du moyennage volumique déterminé par le rapport de la dose absorbée calculée dans un voxel d'eau de 0.1 mm de diamètre et celle calculée dans un voxel plus grand (1.13 et 2.26 mm de diamètre) [Scott et al. 2012].

ii. Effet de la composition sur la perturbation de la fluence

En plus du moyennage volumique, la fluence des particules chargées peut être perturbée à cause de la composition du détecteur surtout en présence des gradients de dose absorbée importants et de manque de LCPE. Cela conduit à une déviation des conditions de la théorie de la cavité de Bragg-Gray ($\Phi_{det} \neq \Phi_m$).

La composition atomique, la densité, le potentiel d'ionisation et l'enrobage du volume sensible peuvent modifier les propriétés de transport des photons et des électrons. Plusieurs études [Bouchard et al. 2015; Fenwick et al. 2013; Scott et al. 2012] ont mis en évidence que l'effet de perturbation était principalement dû à la densité du volume sensible (différente de celle de l'eau). Néanmoins, Andreo et al. [Andreo and Benmakhlouf 2017; Benmakhlouf et al. 2014] ont démontré que cet effet est plus dépendant du potentiel d'ionisation (cf. I.9.4) que de la densité électronique. Ce phénomène est illustré sur la figure Figure I-15. On remarque que les distributions spectrales dans les matériaux qui ont une densité différente de celle de l'eau mais un potentiel d'ionisation proche de celui de l'eau (diamant, graphite et LiF), sont proches des distributions spectrales dans un volume d'eau.

Néanmoins, les déviations des distributions spectrales dans un volume de silicium ou de phosphore par rapport à l'eau sont beaucoup plus importantes dues à la différence entre les potentiels d'ionisations (173 eV et 78 eV).

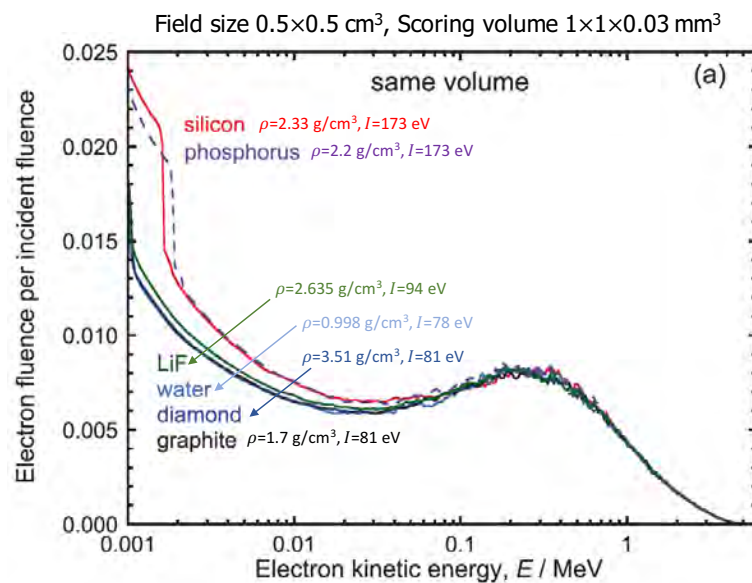


Figure I-15 : Fluence électronique différentielle en énergie calculée dans différents matériaux [Andreo and Benmakhlouf 2017].

La Figure I-16 représente les fluences électroniques dans le volume sensible de différents types de détecteurs (chambres d'ionisations, diodes et détecteurs diamant) et dans un volume d'eau pour une taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$. Pour les deux tailles de champ, les spectres dans le volume sensible du détecteur sont relativement similaires à celui dans l'eau excepté dans le cas des diodes. Néanmoins, le degré de perturbation pour la taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ est dans la plupart des cas moindre que celui du champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ et explique la réponse des détecteurs dans les petits champs.

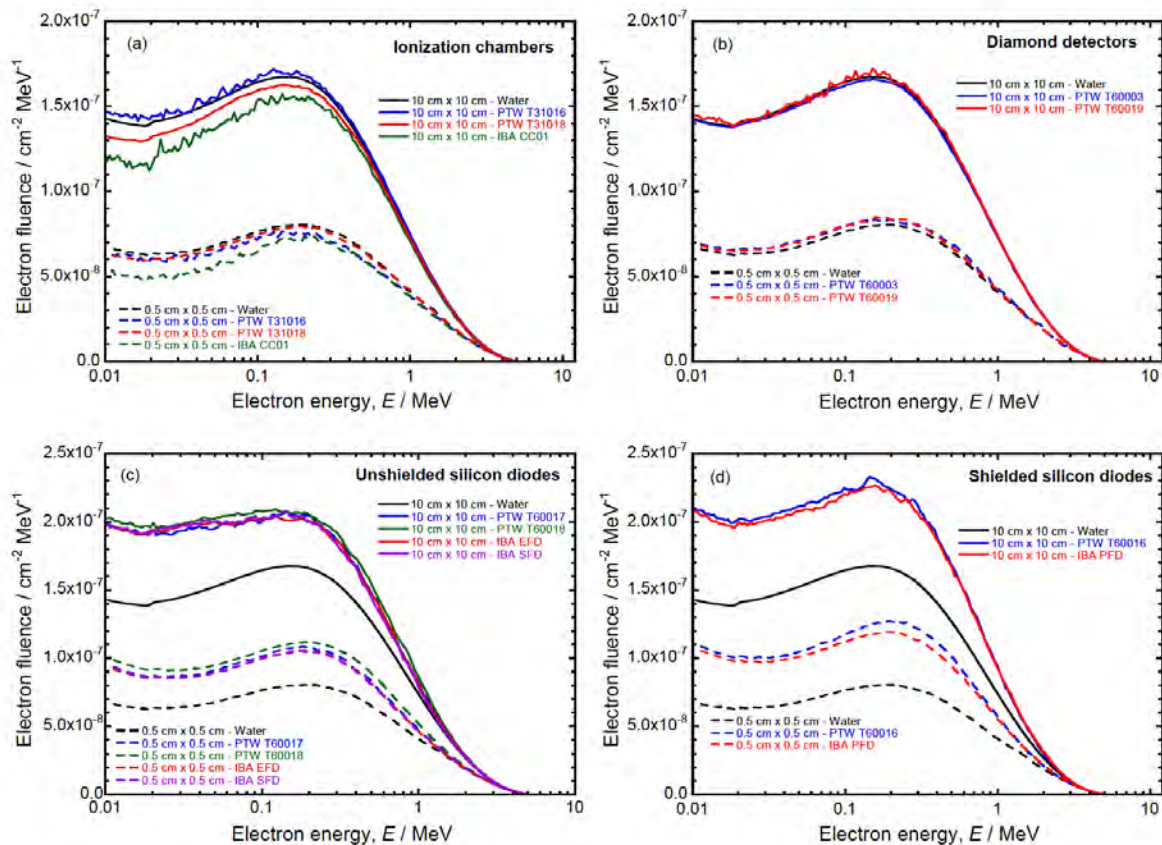


Figure I-16 : Spectre de fluence électronique calculé dans le volume sensible de différents type de détecteurs et dans un volume d'eau pour une taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ [Benmakhlouf and Andreo 2017].

I.4.4 Formalisme des petits champs

Le formalisme pour la détermination des facteurs d'ouverture de collimateur des petits champs est présenté dans l'IAEA TRS-483 [Palmans et al. 2017] et a repris le formalisme publié en 2008 par Alfonso et al. [Alfonso et al. 2008].

Le facteur qui convertit la dose absorbée dans l'eau pour f_{msr} ($D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}}$) à la dose absorbée dans l'eau pour le champ clinique f_{clin} ($D_{w,Q_{msr}}^{f_{clin}}$) est représenté par $\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ (cf. Figure I-17).

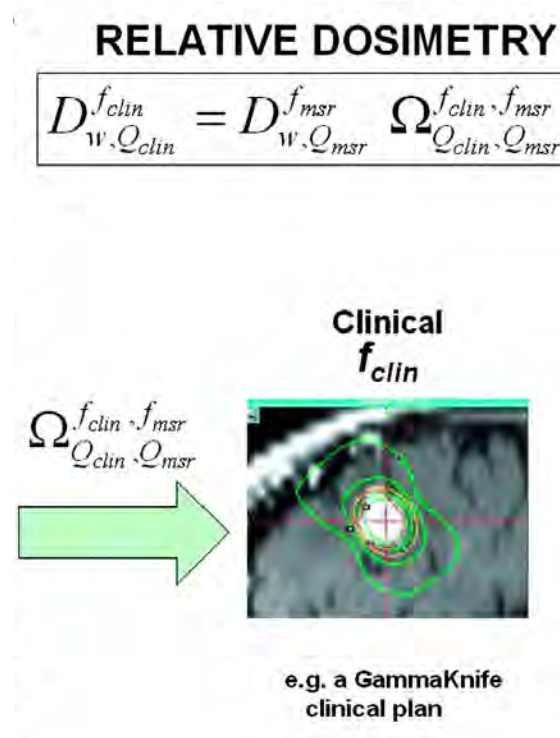


Figure I-17 : Illustration du concept de la dosimétrie relative qui lie la $D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}}$ à la $D_{w,Q_{msr}}^{f_{clin}}$ à partir du $\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ [Alfonso et al. 2008].

$\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ représente le $OR_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ dans le cas des grands champs où le TCPE est établi (cf. I.3.2). Il peut être calculé directement en utilisant seulement un code Monte-Carlo ou mesuré en utilisant un détecteur de référence.

Cependant en conditions de petits champs, $\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ n'est pas égal au $OR_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ dû au manque de LCPE et à la perturbation du détecteur (cf. I.4.3). Ainsi un facteur correctif $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ doit être appliqué au $OR_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ mesuré avec un détecteur donné. Ce

facteur de correction calcule la différence entre les réponses du détecteur dans les champs f_{clin} et f_{msr} selon :

$$k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = \left(\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} / \frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \right) = \left(\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} / OR_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} \right) \quad (10)$$

La dose absorbée dans l'eau pour un champ clinique f_{clin} de qualité Q_{clin} au point de référence dans un fantôme et en absence du détecteur sera donnée par :

$$D_{w, Q_{clin}}^{f_{clin}} = D_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}} \Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = D_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}} OR_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} \quad (11)$$

Le facteur $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ peut être déterminé en utilisant une méthode expérimentale ou numérique ou hybride. Les trois méthodes seront développées dans le chapitre III, dont l'objectif est de déterminer les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de différents détecteurs.

I.4.5 Détecteurs rencontrés pour la dosimétrie des petits champs

Parmi une panoplie de détecteurs dont l'utilisation est décrite dans la littérature, on retrouve les chambres d'ionisation à cavité d'air, les chambres d'ionisation liquides, les diodes en silicium, les détecteurs diamants, les films radiographiques et radiochromiques et les scintillateurs plastiques et organiques [Palmans et al. 2017]. Ci-dessous sera présenté un aperçu de ces différents types de détecteurs.

i. Chambres d'ionisation à cavité d'air et liquide

Une chambre d'ionisation est constituée d'une cavité (remplie d'air ou de liquide) et de deux électrodes. Une différence de potentiel est appliquée entre les électrodes afin que les particules chargées créées par les ionisations dans la cavité soient collectées par une électrode. Le signal produit par l'électrode de collecte est mesuré par un électromètre qui est l'outil utilisé pour la mesure des petits courants. Pour les chambres d'ionisation à cavité d'air, plusieurs facteurs de correction doivent être appliqués, notamment les facteurs de correction de température, pression, recombinaison et polarité. Une relation

Etat de l'art

peut être alors établie entre la charge mesurée et la dose absorbée dans l'air. Cette dernière sera reliée à la dose absorbée dans le milieu (souvent de l'eau) en absence du détecteur.

La dose absorbée dans la cavité d'air D_{air} peut être déterminée à partir de l'énergie nécessaire pour créer une paire d'ions produite dans l'air W_{air} , le volume de la cavité V_c , la densité massique de l'air ρ_{air} , et la charge mesurée dans l'air Q_{ion} selon :

$$D_{air} = \frac{Q_{ion}}{\rho_{air} V_c} \left(\frac{W_{air}}{e} \right) \quad (12)$$

Deux types de chambres d'ionisation à cavité d'air peuvent être utilisées pour les mesures en conditions de petits champs. Celles-ci se distinguent par la taille de leur volume sensible : « mini » si la taille du volume sensible est entre 0.01 et 0.3 cm³ et « micro » si la taille du volume sensible est entre 0.002 et 0.01 cm³ [Palmans et al. 2017]. Une tension de polarisation est en général recommandée par le constructeur et se situe entre 100V et 400V.

Les chambres d'ionisation liquides sont remplies de liquide diélectrique de densité élevée. Le signal de la chambre est significativement plus élevé que celui provenant d'une chambre d'ionisation à cavité d'air ayant le même volume, rendant ce type de détecteur particulièrement intéressant pour la dosimétrie des petits champs. De plus, leur équivalence eau réduit les effets de perturbation de la chambre relativement à ceux produits par une chambre à cavité d'air. La tension utilisée pour les chambres d'ionisation liquides est de 800 V. Les effets de recombinaison sont responsables d'une dépendance de la réponse au débit de dose, d'où l'intérêt de bien corriger cet effet pour les mesures de profil de dose absorbée. D'autres effets doivent être aussi corrigés, notamment la température, l'effet de l'irradiation de la manche et du câble car toute irradiation d'une partie du câble peut augmenter considérablement le signal recueilli. La seule chambre d'ionisation liquide commerciale était la chambre de la société PTW type T31018 (Freiburg, Allemagne), qui n'est plus disponible sur le marché.

ii. Diode en silicium

Une diode est un semi-conducteur possédant d'une jonction p-n. Les jonctions p-n sont obtenues par le dopage d'un substrat de silicium pur afin de le rendre soit dopé n (excès d'électrons) soit dopé p (excès de trous). La juxtaposition des deux types crée une zone de déplétion sans aucune charge libre en déplacement à l'interface des deux

matériaux. La région de déplétion est de l'ordre du micromètre à une dizaine de micromètres. Les rayonnements ionisants traversant la diode vont créer des paires d'électron-trou dans la zone de déplétion et sont recueillies par le champ électrique. Le déplacement des charges va créer un courant qui sera mesuré par des électrodes positionnées de chaque côté de la jonction.

Les détecteurs en silicium ont plusieurs avantages dans la dosimétrie des photons et des électrons en radiothérapie. Le volume de détection est très petit et permet d'obtenir une bonne résolution spatiale, une haute sensibilité aux rayonnements et un bon rapport signal sur bruit. Cependant, une limitation des diodes en silicium est la sensibilité aux photons de basse énergie.

La Figure I-18 montre que pour les basses énergies (<0.2 MeV), le coefficient d'atténuation massique du silicium est à peu près 7 fois plus important que celui de l'eau. Cela est dû au fait que le numéro atomique du silicium est élevé ($Z=14$) et ainsi les sections efficaces de l'effet photoélectrique sont plus élevées. Ceci conduit à une surestimation de la dose absorbée, surtout quand une grande partie de la dose absorbée provient des photons diffusés de basses énergies, comme dans le cas des grands champs avec la profondeur. Cependant pour les petits champs, la contribution des photons de basse énergie est moins importante due au durcissement du faisceau. De plus, les diodes présentent une dépendance à la température, à l'angulation et au débit de dose absorbée qui doivent être pris en compte dans le processus de la détermination de la dose absorbée.

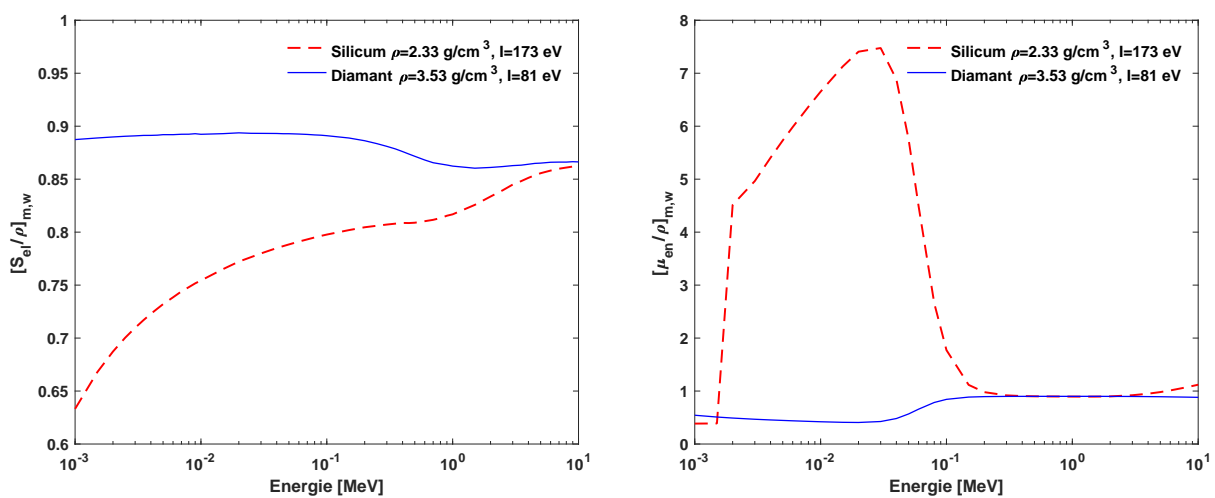


Figure I-18 : Rapport des coefficients d'absorption massique et des pouvoirs d'arrêt du silicium par rapport à l'eau et du diamant par rapport à l'eau. Données du site du Nist : <https://www.physics.nist.gov/>.

Nous pouvons distinguer deux types de diodes : les diodes blindées et les diodes non blindées. Les diodes utilisées pour les faisceaux de photons sont équipées d'un blindage de matériau avec un numéro atomique élevé pour absorber les photons de basse

énergie. Cependant, l'enrobage peut produire une sur-réponse dans le cas des petits faisceaux due à une augmentation de la fluence des électrons secondaires dans le silicium.

Selon le protocole IAEA TRS-483, il est recommandé d'utiliser une diode non-blindée pour les applications de petits champs. Cependant, il faut rappeler que certaines diodes (blindées et non blindées) ont une durée de vie limitée puisqu'elles perdent leur sensibilité avec la dose absorbée totale accumulée. Une vérification périodique de leur réponse relative s'avère donc nécessaire avant toute utilisation [Palmans et al. 2017].

iii. Détecteur diamant

Le fonctionnement des détecteurs diamants est similaire à celui des diodes (jonction P-N). Le diamant est un isolant avec un gap de 5.5 eV et a l'avantage d'avoir une sensibilité élevée et une résistance élevée aux rayonnements [Planskoy 1980]. Le diamant ($Z=6$) est équivalent tissu mou ($Z_{\text{effectif}}=7,42$) [Lárraga-Gutiérrez et al. 2015]. Il est aussi un isolant électrique et il est relativement insensible aux dégâts des rayonnements. D'autre part, certains détecteurs diamants ont des inconvénients tels que la nécessité de pré-irradiation (2-15 Gy) pour stabiliser la réponse du détecteur et la dépendance au débit de dose absorbée. Les détecteurs diamants présentent une grande sensibilité et leur réponse est presque indépendante de l'énergie. Cela est dû notamment au rapport du coefficient d'absorption massique et du pouvoir d'arrêt massique du diamant par rapport à l'eau qui est relativement constant (cf. Figure I-18) [Palmans et al. 2017].

Deux détecteurs commerciaux utilisant du diamant ont été développés par la société PTW, le modèle T60003 (qui n'est plus commercialisé) utilise du diamant naturel et le modèle microdiamant T60019 qui est un détecteur au diamant synthétique qui a récemment été commercialisé. Le détecteur diamant traditionnel (T60003) a un volume sensible avec un rayon variant de 1.0 à 2.2 mm et une épaisseur de 0.2 à 0.4 mm [Mobit and Sandison 1999]. Récemment, il y a eu un intérêt dans l'application du dépôt de vapeur chimique (CVD) pour le développement des détecteurs diamant (tel que T60019) grâce à ses avantages particuliers tels que son faible coût, et la disponibilité et reproductibilité des cristaux diamants [Almaviva et al. 2010; Betzel et al. 2010; Bucciolini et al. 2005]. Le volume sensible du détecteur microdiamant consiste en une couche de cristal intrinsèque avec une épaisseur de 1 μm et un diamètre de 2.2 mm.

iv. Film radiographique et radiochromique

Les films radiographiques et radiochromiques présentent un intérêt majeur pour la dosimétrie des petits champs grâce à leur très bonne résolution spatiale en 2D, mais doivent être utilisés avec précaution. Les films radiographiques peuvent être utilisés pour

une gamme de dose absorbée limitée et ils ont une dépendance énergétique et d'orientation. De plus, leur sensibilité aux photons de basse énergie conduit à une surestimation de la dose absorbée en dehors du champ d'irradiation. Avec l'introduction des films radiochromiques, il a été possible de s'affranchir de ces problèmes. Les films radiochromiques sont insensibles à la lumière ambiante et n'ont pas besoin d'être placés dans une chambre sombre, mais ils sont toutefois sensibles à la lumière ultraviolette. Pour les énergies de faisceaux de l'ordre du MeV, ils sont équivalents tissu et présentent une réponse presque indépendante de l'énergie. Contrairement aux films radiographiques, les films radiochromiques sont résistants à l'eau.

Les films radiochromiques actuels sont les modèles EBT3 produit par la société « International Specialty Products » (ISP, Wayne, NJ). La Figure I-19 est une représentation schématique de la composition et des dimensions d'un film EBT3. Ils sont constitués d'une couche active de 0.03 mm placée entre deux couches de 0.125 mm de polyester (soit une épaisseur totale de 0.28 mm). La surface du film est couverte par des sphères minuscules qui éliminent la formation d'interférences lumineuses (anneaux de Newton). Les caractéristiques et les compositions des films EBT3 sont représentées dans le Tableau I-1. Les films EBT3 sont des détecteurs passifs considérés comme référence pour la dosimétrie des petits champs. Ils permettent de réaliser des mesures en deux dimensions avec une très haute résolution spatiale.

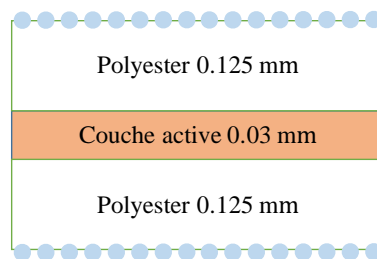


Figure I-19 : Représentation schématique des couches du film EBT3.

Quand le film est irradié, la polymérisation dans la couche active entraîne un noircissement du film qui est plus important quand la dose absorbée est élevée. La couche active devient alors plus absorbante surtout pour les longueurs d'onde dans le rouge [Butson et al. 2005]. La densité optique (OD) caractérise l'absorbance optique et se calcule selon :

$$OD = -\log \left(\frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \quad (13)$$

Etat de l'art

Le rapport $\frac{\Phi}{\Phi_0}$ représente la transmittance qui correspond au flux lumineux avant (Φ_0) et après traversée du film (Φ). Le noircissement du film est relié ensuite à la dose absorbée à partir de la courbe d'étalonnage.

Tableau I-1 : Caractéristiques et compositions des films EBT3 fournies par le constructeur.

Couches du film EBT3	Epaisseur [μm]	Densité [g/cm^3]	I [eV]	Composition atomique [%]			
				H	C	O	Autre
Polyester	125	1.35	39.1	36.3	45.5	18.2	
Couche active	30	1.2	29.6	56.3	28.5	12.4	Li 0.7 ; N 0.3 ; Na 0.1 ; S 0.1 ; Al 1.4 ; Cl 0.2
Polyester	125	1.35	39.1	36.4	45.5	18.2	

v. Scintillateur

Le principe des scintillateurs plastiques et organiques est basé sur l'émission de la lumière lors du processus d'irradiation. La lumière fluorescente est emportée par l'intermédiaire d'une fibre optique. Le signal lumineux récupéré par la fibre optique est proportionnel à la dose absorbée. Ces détecteurs sont considérés quasi équivalents eau en termes de densité électronique et de composition atomique. Le polystyrène fluorescent a une densité de $1.05 \text{ g}/\text{cm}^3$ et la fibre optique est constituée de PMMA qui a une densité de $1.18 \text{ g}/\text{cm}^3$. Leurs pouvoirs d'arrêt massique et leurs coefficients d'absorption massique sont proches de ceux de l'eau à environ 2% pour les énergies de photons utilisées en clinique (MeV et keV). Ils n'ont pas de dépendance en énergie ni au débit de dose absorbée. Plusieurs études ont montré que les facteurs de correction de perturbation des scintillateurs organiques et plastiques sont proches de 1 pour les petits champs [Azangwe et al. 2014; Gagnon et al. 2012; Ralston et al. 2012; Underwood et al. 2015]

La problématique majeure de ce type de détecteur est l'effet Tcherenkov qui se produit dans la fibre optique. Cet effet est produit lorsque les électrons ont une vitesse supérieure à celle de la lumière dans le milieu. Plusieurs méthodes ont été développées pour corriger cet effet notamment l'utilisation d'un deuxième fibre pour estimer le signal Tcherenkov dans la fibre [Liu et al. 2011]. Le seul dispositif actuellement disponible est le détecteur Exradin W1 de la société « Standard Imaging ».

I.5 Simulations Monte-Carlo

Monte-Carlo (MC) est une méthode statistique qui permet de résoudre un problème d'une manière numérique. Stanislaw Ulam et John Von Neumann furent les premiers à développer la méthode Monte Carlo. Ils ont vu le développement de l'ENIAC, le premier ordinateur électronique, comme une opportunité idéale pour développer de nouvelles applications d'échantillonnage statistique [Chetty et al. 2007]. Le terme « Monte-Carlo » vient de la ville Monaco connue pour ses jeux de hasard.

Les simulations Monte-Carlo sont employées dans plusieurs domaines scientifiques et technologiques. La physique médicale est l'un des domaines où la méthode Monte-Carlo est largement appliquée. L'augmentation de l'utilisation des accélérateurs linéaires d'électrons (LINACs) dans le domaine de la radiothérapie a rendu nécessaire le développement des méthodes Monte-Carlo pour les applications dosimétriques [Seco and Verhaegen 2013]. Les simulations Monte-Carlo du transport des particules se basent sur la physique des interactions des rayonnements avec la matière.

Actuellement, les calculs Monte-Carlo permettent de simuler le transport des photons et des électrons à travers la tête de l'accélérateur, du collimateur multi-lames et du patient. La méthode consiste à suivre chaque particule ayant une position, une vitesse et une direction données en utilisant des générateurs de nombres aléatoires et des données de sections efficaces de différents types d'interactions (selon le type de la particule). La différence d'énergie entre deux interactions successives est calculée pour déterminer la perte et le dépôt d'énergie dans le milieu associé. Le transport d'une particule est arrêté soit quand son énergie atteint la valeur seuil définie par l'utilisateur appelée énergie de coupure soit si elle sort du volume d'intérêt. La dose absorbée peut être ensuite calculée en additionnant les contributions de toutes les interactions qui ont lieu dans un voxel de l'image du patient et en prenant en compte la masse du voxel (définie par la densité fois le volume du voxel).

Comme les méthodes Monte-Carlo simulent des processus stochastiques, des incertitudes statistiques sont associées aux résultats. Le bruit statistique décroît avec l'inverse de la racine carrée du nombre d'événements simulé [Seco and Verhaegen 2013]. L'inconvénient majeur des calculs Monte-Carlo est que plus le nombre d'événements augmente, plus ils deviennent coûteux en temps de calcul.

I.5.1 Transport des photons

Pour une gamme d'énergie dans les applications de radiothérapie externe, les photons interagissent avec la matière selon quatre processus majeurs : l'effet

Etat de l'art

photoélectrique, la diffusion Compton (diffusions inélastiques), l'effet de production de paires et la diffusion Rayleigh (diffusion élastique). Les trois premiers types d'interactions transfèrent de l'énergie d'un photon à un électron ou un positon. Dans le cas des photons de haute énergie utilisés dans les applications de radiothérapie externe, l'effet Compton est prédominant. Le transport des photons est effectué en détail comme le nombre d'interaction ayant lieu sur leur trajet est faible.

Si on suppose qu'un photon d'énergie E interagit avec la surface d'un milieu homogène, alors la densité de probabilité $p(s)$ définissant la distance parcourue s avant la prochaine interaction est donnée par la loi d'atténuation :

$$p(s)ds = \mu(E)e^{-\mu(E)s}ds \quad (14)$$

Le paramètre $\mu(E)$ est le coefficient d'atténuation linéique du milieu pour les photons d'énergie E , exprimé en cm^{-1} . La distance aléatoire s distribuée selon $p(s)$ peut-être échantillonnée en utilisant la méthode de transformation inverse, qui assimile la probabilité cumulative de $p(s)$ avec un nombre aléatoire ξ_1 distribué uniformément entre 0 et 1.

$$\int_0^s p(s')ds' = \xi \Rightarrow s = -\frac{1}{\mu} \ln(1 - \xi) = \lambda \ln(1 - \xi) \quad (15)$$

Après avoir calculé la distance à la prochaine interaction du photon, il faut déterminer le type de l'interaction. La probabilité que l'un des quatre processus cités précédemment soit choisi dépend de sa section efficace relative pour une énergie donnée. Les sections efficaces sont dénotées τ , σ , σ_{Ray} et π pour l'effet photoélectrique, Compton, Rayleigh et production de paires, respectivement. La somme de ces sections efficaces est appelée la section efficace totale (σ_{tot}) et elle est représentée comme suit :

$$\sigma_{tot} = \tau + \sigma_{Ray} + \sigma + \pi \quad (16)$$

Les sections efficaces sont utilisées pour diviser l'intervalle $[0,1]$ en quatre parties :

$[P_0, P_1]$: Effet photoélectrique

[P₁, P₂] : Diffusion Rayleigh

[P₂, P₃] : Diffusion Compton

[P₃, P₄] : Effet de production de paires

Avec

$$P_0 = 0; P_1 = P_0 + \frac{\tau}{\sigma_{tot}}; P_2 = P_1 + \frac{\sigma_{Ray}}{\sigma_{tot}}; P_3 = P_2 + \frac{\sigma}{\sigma_{tot}}; P_4 = P_3 + \frac{\pi}{\sigma_{tot}} \quad (17)$$

Le type d'interaction est donc déterminé suite au tirage d'un second nombre aléatoire ξ_2 dans l'intervalle [0,1] et en vérifiant dans quel sous-intervalle ξ_2 appartient.

Suivant le type d'interaction, le choix de l'énergie et de la direction de la particule est réalisé en utilisant la densité de probabilité donnée par la section efficace différentielle correspondante. Toutes ces étapes se répètent avec les interactions qui suivent jusqu'à ce que l'énergie du photon atteigne une valeur plus petite que celle de l'énergie de coupure ou que le photon sorte de la région d'intérêt. La Figure I-20 représente un organigramme résumant le transport des photons par Monte-Carlo.

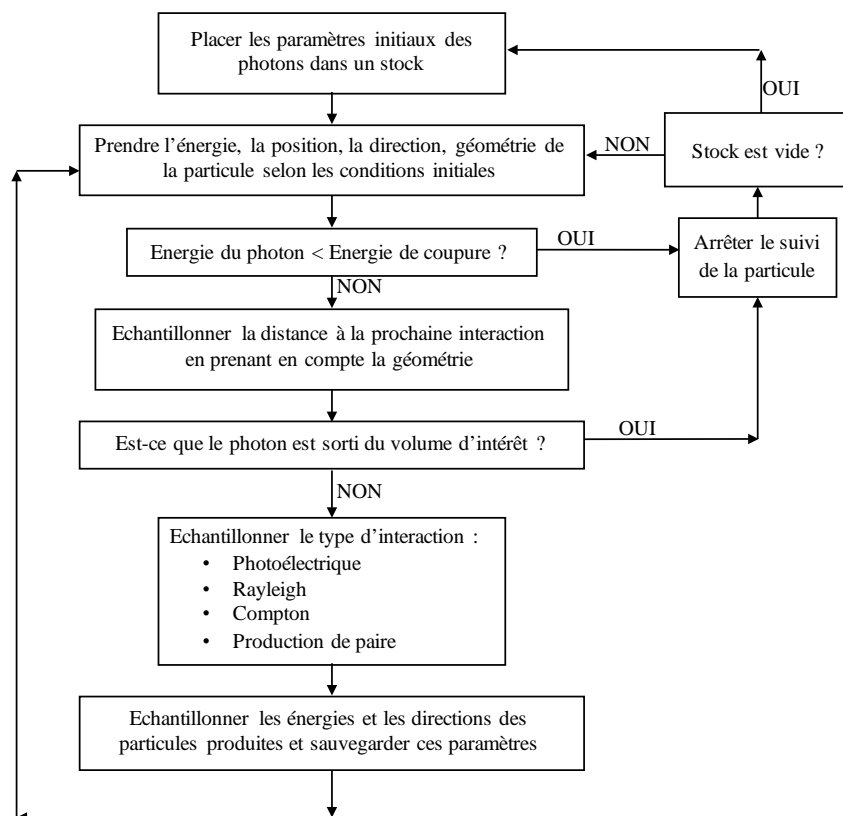


Figure I-20 : Organigramme du transport des photons.

I.5.2 Transport des électrons et des positons

Le transport des particules chargées est complètement différent de celui des photons. Pour les énergies utilisées dans les applications de radiothérapie, ces particules subissent un très grand nombre d'interactions sur leur trajectoire. Par conséquent, la simulation d'une histoire complète d'un électron ou d'un positon demande un temps de simulation beaucoup plus important que celui d'une histoire d'un photon. Ainsi, l'approche utilisée pour le transport des photons n'est pas applicable pour le transport des particules chargées.

La plupart des interactions subies par ces particules sont les diffusions élastiques entraînant une perte d'énergie et une modification de direction souvent faibles. Cela permet de grouper de nombreux événements en une seule histoire condensée (HC). La technique d'HC a été introduite par Berger en 1963 [Berger 1963]. Deux classes ont été définies pour l'implémentation de la technique HC dans les codes Monte-Carlo :

- Classe I, où toutes les collisions subies par la particule chargée sont regroupées sans distinguer les interactions en fonction de leur déviation et/ou perte d'énergie. La perte d'énergie de l'électron primaire le long de son parcours est gouvernée par le modèle de perte continue d'énergie le long de sa trajectoire (CSDA).
- Classe II, qui est basée sur une procédure mixte dans laquelle les collisions avec une petite perte d'énergie et une déviation sont sujettes à un regroupement. Cependant, les collisions « catastrophiques », dans lesquelles la perte et/ou la déviation est importante, sont traitées séparément par échantillonnage conventionnel aléatoire selon les sections efficaces des diffusions simples. Si l'électron est sujet à une collision catastrophique, il est traité de la même manière que le transport des photons. Il est souvent nécessaire de diviser la distance entre les collisions catastrophiques à des HCs plus petites pour garantir la précision de la simulation.

Cela peut être réalisé par un paramètre aléatoire qui définit la taille globale maximale du pas (« global maximum step size »), ou par le paramètre dépendant du matériau et de la densité massique. Dans plusieurs algorithmes Monte-Carlo, la taille maximale du « step » est déterminée selon le pourcentage maximal de perte d'énergie. En utilisant ce paramètre, la taille maximale du « step » dépend du pouvoir d'arrêt et de la densité massique du matériau.

Avec toutes ces possibilités, la fin d'un « step » d'HC est déterminée soit par la limitation de la taille du « step » maximal soit par la prochaine collision catastrophique.

Pendant une HC, les électrons se déplacent souvent suivant une ligne droite. Ils changent de direction en raison de la diffusion multiple à la fin du « step » ou entre la limite maximale du « step ». Les interactions des électrons avec l'atome peuvent aboutir

à la production d'un ou plusieurs électrons secondaires. Le suivi de ces électrons produits est le même que celui de la technique d'HC jusqu'à atteindre l'énergie de coupure ou s'ils quittent la région d'intérêt. Le suivi des photons Bremsstrahlung produits par l'interaction des électrons avec le noyau est le même que celui de tous les autres photons.

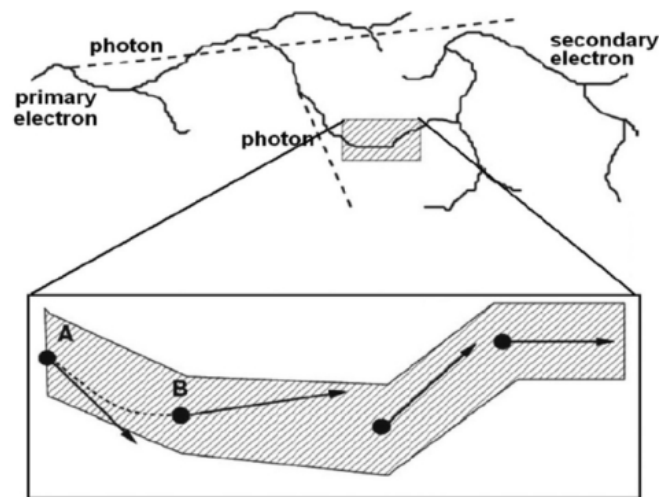


Figure I-21 : Illustration d'une histoire condensée de classe II pour le transport des électrons. La partie supérieure montre le parcours total d'un électron avec la production d'électrons et photons secondaires (représenté par les lignes pointillées). La partie inférieure est un agrandissement de la boîte ombrée [Chetty et al. 2007].

La Figure I-21 représente le « vrai » parcours de l'électron primaire et les électrons secondaires dans la partie supérieure de la figure. La partie inférieure reproduit la boîte ombrée où le parcours de l'électron a été simulé en quatre « step » d'HC.

Le choix de l'énergie de coupure des particules chargées peut affecter le calcul de deux manières. D'une part, plus l'énergie de coupure est élevée, plus le temps de simulation est court. D'autre part, si une grande énergie de coupure est choisie, la distribution de la dose absorbée pourra être faussée étant donné que la particule chargée pourra déposer de l'énergie à une distance plus loin que là où elle a été arrêtée.

I.5.3 Les codes Monte-Carlo

Les principaux codes rencontrés en radiothérapie externe sont: EGS [Kawrakow 2013; Nelson, Hirayama, and Rogers 1985], PENELOPE [Salvat and Fern 2003], MCNP [Briesmeister 2000] et GEANT4 [Agostinelli et al. 2003; Allison et al. 2016, 2006] (voir Tableau I-2). EGS et PENELOPE simulent le transport des photons et des électrons, alors que MCNP et GEANT4 peuvent aussi prendre en compte d'autres particules telles que les protons et les neutrons. Le transport des photons est en général similaire dans les quatre

Etat de l'art

systèmes, bien que les données des sections efficaces utilisées sont différentes. Des différences importantes sont retrouvées dans les modèles de transport des électrons, qui affecte la vitesse et la précision des codes. Le code MCNP est un code de classe I alors que les autres codes cités dessus sont des codes de classe II.

Tableau I-2 :Liste des codes Monte-Carlo de classe I ou II et utilisant la technique d'histoire condensée.[Nikjoo et al. 2006]

Code	Particle	Medium	Energy range ^a	Reference
ETRAN	e ⁺ and photon	All	10 keV–1 GeV	Berger and Seltzer (1973)
EGS4	e ⁺ and photon	All	10 keV–1 GeV	Nelson et al. (1985)
FLUKA	p,n, meson	All	1 keV–GeV	Fasso et al. (2005)
GEANT4	p,n, meson	All	250 eV–GeV	Agostinelli et al. (2003)
MCEP	e ⁺ photon	All	1 keV–30 MeV	Uehara (1986)
MCNP5	n, photon, e ⁺	All	See ref.	Goorley et al. (2003)
MCNPX	n, light ions	All	See ref.	Hendricks et al. (2005)
PENELOPE	e ⁺ and e ⁺	All	100 eV–1 GeV	Salvat et al. (2003)
PHITS	HZE	All	MeV–GeV	Iwase et al. (2002)
PEREGRINE	e ⁺ and photon	All	Therapy beams	Hartmann Siantar and Moses (1998)
PTRAN	Protons	Water	<250 MeV	Berger (1993)
SRIM	All ions	All	keV–2 GeV/u	Ziegler et al. (2003)
SHIELD-HIT	1 < Z < 10	All	1 MeV/u–1 TeV/u	Gudowska et al. (2004)

Nous allons nous intéresser par la suite particulièrement à GEANT4 et à la plateforme GATE qui ont été utilisés dans notre étude.

I.5.4 Geant4 et la plateforme GATE

Geant4 (« GEometry And Tracking ») est un code de simulation Monte-Carlo écrit en C++ qui a été initialisé par le CERN et le KEK en 1993 [Agostinelli et al. 2003]. Le code a été développé pour des applications dans le domaine de la physique des particules pour des énergies allant jusqu'à 100 TeV. Plusieurs modèles physiques ont été implémentés par la suite permettant l'utilisation du code dans des applications de basse énergie allant jusqu'à quelques eV. Actuellement, Geant4 a un domaine de validité allant de 250 eV à 100 GeV permettant ainsi de simuler les applications dans le domaine de la physique médicale.

GATE (« Geant4 Application for Tomography Emission ») est une plateforme Monte-Carlo basée sur Geant4 qui a été développée par la collaboration OpenGATE depuis 2001 et rendue publique en 2004 [Jan et al. 2011]. La plateforme a été initialement conçue pour des applications de médecine nucléaire et d'imagerie médicale, et a ensuite été étendue pour les applications de radiothérapie. Actuellement, GATE permet la simulation du PET (« Positron Emission Tomography »), du SPECT (« Single Photon Emission Computed Tomography »), du CT (« Computed Tomography ») et des applications de radiothérapie externe. GATE version 6 était la première version permettant la modélisation des expériences en radiothérapie.

L'accélérateur linéaire Elekta Precise est le premier à avoir été modélisé et validé avec GATE par Grevillot et al en 2011 [Grevillot et al. 2011]. En 2013, Benhalouche et al [Benhalouche et al. 2013] ont utilisé GATE version 6.1 pour modéliser l'accélérateur Siemens Oncor ImpressionTM (SIEMENS, Kemlat, Germany) avec le collimateur multi-lames (160 MLC). Le modèle a été validé par comparaison avec les mesures de profil de dose absorbée, de facteurs d'ouverture du collimateur et des profils de transmission. Il a été ensuite utilisé pour simuler des traitements de RCMI. Une étude a été réalisée par Boylan *et al* [Boylan et al. 2013] pour la modélisation de l'accélérateur Elekta Synergy avec MLCi2. Le modèle a été ensuite utilisé pour des applications d'arthérapie modulée volumétrique (VMAT).

Sarrut et al. [Sarrut et al. 2014] ont démontré le potentiel de GATE pour les applications en radiothérapie et en dosimétrie.

Toutes ces études montrent la capacité de GATE à modéliser précisément les outils utilisés en radiothérapie externe ainsi que son applicabilité dans la dosimétrie. Une description détaillée de la structure d'une simulation GATE en radiothérapie externe va être présentée dans la partie suivante.

I.5.5 L'architecture d'une simulation avec GATE

I.5.5.1 Les données d'entrée

i. Définition de la géométrie et des matériaux

Les volumes dans GATE suivent une structure imbriquée les uns dans les autres. La première partie de la création des volumes commence par la modélisation du volume mère appelé « world » qui contiendra tous les volumes filles appelées « daughters ». Le volume « world » est une boîte centrée sur l'origine. Le suivi des particules s'arrête une fois que la particule sort de ce volume. Différentes formes de volumes sont disponibles, notamment : une boîte, une sphère, un cylindre, un hexagone, un cône, un trapézoïde, une ellipsoïde et un tube elliptique. A l'exception du « world », tous les volumes peuvent subir une rotation, une translation ou une répétition. Il y a trois règles à suivre pendant la création d'un nouveau volume :

- Un volume inclus dans un autre doit être son « daughter ».
- Un volume « daughter » doit être totalement inclus dans le volume mère.
- Les volumes ne doivent pas se superposer.

Le non-respect de l'une de ces règles entraîne un mauvais transport de particules et ainsi des résultats erronés. Un fichier avec l'extension « .db » définit la base de données des matériaux disponibles et chaque volume créé doit être affecté d'un matériau de ce

fichier. Des nouveaux matériaux peuvent être éventuellement créés en définissant la proportion de chaque élément chimique ou la formule chimique et la densité.

ii. Définition de la source

La première partie dans la création de la source consiste à définir la géométrie du volume duquel les particules (photon, électron, positon...) sont émises. L'utilisateur peut définir la direction d'émission, la distribution d'énergie, l'activité et la position. Plusieurs types de sources peuvent être définies dans GATE : voxélisée, LinacBeam, espace de phases (Phase Space, PhSp), PencilBeam, TPSPencilBeam ou GPS.

iii. Les processus physiques

GATE utilise les modèles physiques définis dans Geant4. L'utilisateur peut choisir les processus physiques à appliquer indépendamment pour chaque particule ainsi que d'activer ou désactiver chacun des processus. Pour les photons, les processus sont l'effet photoélectrique, les diffusions Compton et Rayleigh, et la création de paires. Pour les électrons, il s'agit des ionisations et du rayonnement de freinage (Bremsstrahlung).

Depuis la version 7.0 de GATE, un nouveau mécanisme d'implémentation des processus appelé « physics list builder » a été intégré. La « physics list » est une classe dans Geant4 qui regroupe des particules et leur processus d'interaction. Il suffit donc de choisir une « physics list » fournie par la communauté Geant4 au lieu de définir chaque processus un à un.

Pour les processus électromagnétiques, il existe trois modèles dans Geant4 :

- « Standard » valide pour la gamme d'énergie située entre 1 keV et 10 TeV »
- « Livermore » valide pour la gamme d'énergie située entre 250 eV et 100 GeV.
- « PENELOPE » valide pour la gamme d'énergie située entre 100 eV et 1 GeV

Les modèles « Livermore » et « PENELOPE » permettent ainsi l'extension à des énergies plus faibles que le modèle « Standard » et ils sont associés au modèle de basse énergie (« low-energy models »). Les deux modèles ont été conçus pour avoir une haute précision de suivi des électrons, hadrons et ions en l'absence de champs magnétiques. Le modèle « Livermore » contient les processus

d'interactions des électrons et des photons alors que le modèle « PENELOPE » contient en plus les processus des positons.

Pour les processus de désexcitation, toutes les couches atomiques sont simulées avec les modèles physiques de « livermore » alors que les modèles « PENELOPE » prennent seulement en compte les couches K, L et M. De plus, les sections efficaces d'ionisation dans l'eau liquide du modèle « livermore » sont en meilleur accord avec les données expérimentales. [Allison et al. 2016]

Les modèles « standard » sont associés à quatre « physics list » dont la « emstandard option 3 » a été optimisée pour les applications médicales et pour des simulations avec une grande précision [Apostolakis et al. 2010; Basaglia et al. 2015; Folger 2018; Pham et al. 2015].

Dans Geant4, les particules sont suivies jusqu'à la fin de leur parcours. Ainsi, une distance de coupure (« range cut ») au lieu d'une énergie de coupure doit être définie pour chaque particule dans chaque matériau. Au début de l'initialisation de la physique de Geant4, la conversion du pas de coupure en énergie de coupure est faite pour chaque matériau. Pour les ionisations des électrons et des positons au-dessus de 10 keV une formule de perte d'énergie simplifiée de Berger-Seltzer est utilisée, dans laquelle le terme de la correction de densité est omis. La contribution du rayonnement de freinage est ajoutée selon une formule empirique. De plus, une dépendance linéaire des pertes d'énergie par ionisation avec la vitesse des électrons est supposée et la contribution des rayonnements de freinage est négligée [Geant4; Cern 2013].

Dans GATE le concept de pas ou distance de coupure est également employé de manière similaire à Geant4 et peut être appliqué pour différentes régions géométriques. Si le pas de coupure n'est pas défini pour un volume « daughter », la valeur définie pour le volume parent lui est affectée. La valeur de coupure définie par défaut est de 1.0 mm.

iv. Définition du volume d'intérêt :

Différents types de fantômes voxélisés peuvent être modélisés en utilisant les outils géométriques décrits dans la partie I.5.5.1i. GATE permet aussi de donner en entrée une image CT 3D sauvegardée sous différents formats de fichier : ASCII, Interfile (.h33+.i33), Analyse (.hdr+.img), MetaImage (.mhd+.raw) et DICOM (.dcm, depuis GATE version 8.0).

1.5.5.2 Les données de sortie : Actors

Les « Actors » sont des outils qui permettent de collecter des informations pendant la simulation. Le concept est basé sur des classes utilisateurs de Geant4 et il est similaire à celui du « sensitive detector » dans Geant4. Pour les applications de radiothérapie, plusieurs « actors » sont valables notamment destinés au calcul de la dose absorbée (« DoseActor »), à la génération des espaces de phase (« PhaseSpaceActor »), au calcul des spectres d'énergies (« EnergySpectrumActor ») ... L'« Actor » doit être attaché au volume d'intérêt et il faut définir le format du fichier de sorti (root, mhd, ascii ...)

i. Calcul de dose absorbée dans GATE : « Dose Actor »

Le calcul de la distribution de dose absorbée dans une matrice 3D avec GATE est réalisé par le mécanisme appelé « DoseActor ». L'Actor doit être attaché au volume d'intérêt défini. L'utilisateur peut définir la taille et la position de la matrice selon les coordonnées du volume d'intérêt. Si la taille de la matrice définie par l'utilisateur est plus grande que la taille du volume d'intérêt, le dépôt de dose absorbée sera uniquement calculé dans le volume d'intérêt.

Pendant le suivi des particules, l'énergie déposée est sommée pour chaque « step » dans le volume. Les points initiaux et finaux de chaque « step » sont définis par « PreStep » et « PostStep ». Pour chaque particule chargée, une position aléatoire est choisie le long du « step » pour le dépôt d'énergie. Il a été démontré que cette approche donne des résultats plus précis que lorsque l'énergie est déposée à la position finale [Maigne et al. 2011].

L'impact de la position est surtout important quand la taille du « step » est comparable à la dimension du volume d'intérêt et dans les régions où l'équilibre électronique n'est pas établi. En effet, les électrons secondaires sortant déposeront leurs énergies à l'extérieur ne seront pas compensés par d'autres. Quand l'énergie du photon devient inférieure à l'énergie de coupure, l'énergie est déposée à la position « PostStep ». Il est primordial d'adapter la taille du « step » par rapport à la dimension du volume de calcul.

ii. Détermination et analyse de l'incertitude statistique dans GATE

Due à la nature stochastique de la méthode Monte-Carlo, une imprécision inhérente subsiste dans le calcul de la dose absorbée calculée dans chaque voxel. Le

bruit statistique peut affecter le calcul des distributions de dose absorbée. D'où la nécessité d'associer aux calculs Monte-Carlo une incertitude statistique.

La dose absorbée moyenne d_k dans le voxel k est calculée selon

$$d_k = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N d_{k,i} \quad (18)$$

où $d_{k,i}$ représente la dose absorbée par l'évènement i dans le voxel k et N le nombre d'évènements total simulé.

L'incertitude statistique $s_{\overline{d_k}}$ sur la dose absorbée est estimée selon la méthode histoire-par-histoire [Sarrut et al. 2014; Sempau et al. 2000; Walters et al. 2002]

$$s_{\overline{d_k}} = \sum_{i=1}^N \sqrt{\frac{1}{N-1} \left(\frac{\sum_{i=1}^N d_{k,i}^2}{N} - \left(\frac{\sum_{i=1}^N d_{k,i}}{N} \right)^2 \right)} \quad (19)$$

Les simulations Monte-Carlo sont souvent réalisées sur un cluster informatique ou sur un ordinateur personnel avec plusieurs processeurs. Les résultats obtenus d'une simulation divisée en plusieurs calculs parallèles doivent être combinés afin d'avoir une valeur moyenne ainsi qu'une incertitude.

Si on a M calculs Monte-Carlo indépendants avec N_j histoires chacun, et chaque calcul donne une valeur moyenne $d_{k,j}$ avec une incertitude associée $s_{\overline{d_{k,j}}}$, la dose absorbée totale déposée par les M calculs est donnée par :

$$D_k = \sum_{j=1}^M w_j d_{k,j} = \sum_{j=1}^M \frac{N_j}{N} d_{k,j} \quad (20)$$

où w_j représente le poids associé à chaque calcul.

L'incertitude statistique de la somme des doses absorbées déposées peut être calculée par la moyenne quadratique des incertitudes associées à la dose absorbée moyenne dans chaque voxel selon :

$$S_k = \sum_{j=1}^M w_j^2 \left(\overline{s_{d_{k,j}}} \right)^2 = \sum_{j=1}^M \left(\frac{N_j}{N} \right)^2 \left(\overline{s_{d_{k,j}}} \right)^2 \quad (21)$$

Où $\overline{s_{d_{k,j}}}$ est l'incertitude standard estimée de la dose absorbée moyenne dans le voxel k de la simulation j .

Les résultats des simulations d'un plan de traitement peuvent être donnés selon $D_k \pm S_k$ où la dose absorbée dans chaque voxel ainsi que l'incertitude estimée sont exprimées en absolus. L'incertitude dans GATE est exprimée d'une manière relative selon :

$$\varepsilon_k = \frac{S_k}{D_k} \quad (22)$$

Où S_k est proportionnelle à la $\sqrt{\text{dose absorbée}}$ et ε_k proportionnelle à la $1/\sqrt{\text{dose absorbée}}$ ce qui explique la diminution de l'incertitude quand la taille du voxel augmente [Chetty et al. 2006].

I.6 Algorithmes de calcul de dose absorbée

La planification du traitement en radiothérapie est essentielle pour calculer la dose absorbée dans les tissus. Dans les techniques modernes de radiothérapie, la planification de traitement est effectuée avec des logiciels informatiques qui utilisent d'un côté les images scanners (CT) couplées avec des image PET, SPECT ou IRM pour identifier les structures anatomiques et d'un autre côté les paramètres de la machine.

La connaissance précise de la dose absorbée qui sera délivrée aux patients pendant le traitement est un paramètre critique pour vérifier que la dose absorbée prescrite est respectée. Actuellement, la dose absorbée par les photons primaires peut être déterminée avec une grande précision. Cependant, la dose absorbée délivrée par les particules

diffusées est plus difficile à calculer, surtout en présence d'hétérogénéités et dans le cas des petits champs. Les mesures avec les détecteurs adaptés pour la dosimétrie absolue, tels que la chambre d'ionisation, ne sont pas possibles pour la dosimétrie in vivo. D'autres types de détecteurs, comme le dosimètre thermoluminescent, peuvent être placés sur la peau du patient ou dans une cavité du corps du patient pour avoir la dose absorbée en un point mais ne permettent pas de reproduire une distribution 2D ou 3D de dose absorbée. Le manque d'outils pour déterminer la distribution de la dose absorbée d'une manière empirique dans le patient rend indispensable le développement des algorithmes.

Les algorithmes de calcul de dose absorbée sont en évolution continue depuis les années 1950 grâce au développement du domaine de la physique des particules et à la puissance des ordinateurs. Il existe actuellement un grand nombre d'algorithmes de calcul de dose absorbée implémentés dans différents TPS en radiothérapie. Le but principal des algorithmes est de planifier avec une grande précision la distribution de dose absorbée dans le patient tout en optimisant le temps de calcul. Les algorithmes peuvent être classés selon trois catégories : les algorithmes basés sur les méthodes de correction, les algorithmes basés sur des modèles et les algorithmes basés sur les principes physiques [Lu 2013]. Dans cette partie les trois types d'algorithmes vont être présentés et les principes des algorithmes du TPS Eclipse (AAA et AXB) vont être détaillés comme ils ont été utilisés dans notre étude.

I.6.1 Les algorithmes basés sur les méthodes de correction

Ce type d'algorithme est basé sur des données empiriques obtenues dans l'eau telles que les PDDs pour différentes tailles de champs à une certaine distance source-surface. L'introduction des concepts de rapport tissu-air, rapport tissu-fantôme et rapport tissu-maximum [Maqbool et al. 2017] rend ce type d'algorithme efficace dans les milieux homogènes. Les algorithmes basés sur la technique Clarkson [Clarkson 1941] and IRREG [Cunningham 1972] font partie de cette catégorie.

Cette technique permet une estimation rapide de la dose absorbée pour des géométries simples dans un milieu homogène tel que l'eau. Cependant, vu les techniques avancées actuelles et la précision requise au niveau de la dose absorbée planifiée, il est difficile d'atteindre la précision requise avec cette méthode surtout en présence des hétérogénéités telles que l'os et le poumon.

I.6.2 Les algorithmes basés sur les modèles

Les algorithmes basés sur des modèles utilisent la fluence des photons et des kernels précalculés pour modéliser l'énergie déposée en effectuant une convolution. Un kernel est défini comme une distribution d'énergie déposée dans un volume élémentaire d'un milieu, en général de l'eau, suite à l'interaction d'un faisceau de photons aux coordonnées d'origines du kernel [Ahnesjö and Aspradakis 1999]. Le point kernel (« point spread ») et le pencil kernel (« pencil beam ») sont les deux types de kernels utilisés. Le dépôt d'énergie des particules secondaires autour d'un site d'interaction est décrit ainsi par le point kernel et il est indépendant de la position du site d'interaction.

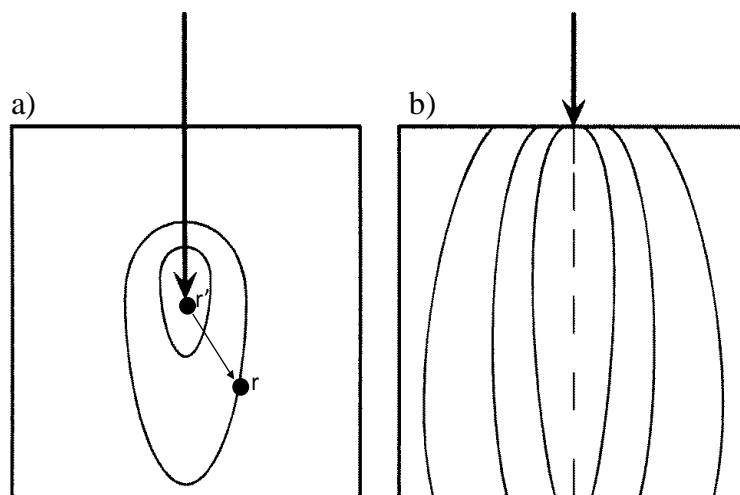


Figure I-22: Géométries d'irradiation a) du point kernel et b) du pencil kernel [Ahnesjö and Aspradakis 1999].

Le point kernel modélise la distribution de dose absorbée de l'interaction ponctuelle d'un photon comme le représente la Figure I-22a. Le pencil kernel décrit l'énergie déposée dans un milieu semi-fini à partir de l'interaction en un point d'un faisceau élémentaire monodirectionnel comme le représente la Figure I-22b. Le pencil kernel est donc le résultat de l'intégration d'un point kernel le long d'un faisceau fin.

Le point kernel modélise le diffusé latéral et les inhomogénéités mieux que le pencil kernel et donne ainsi une meilleure précision. Ils sont obtenus en général par les calculs Monte-Carlo à partir des spectres de photons primaires. L'avantage du pencil kernel réside dans la rapidité des calculs comme la convolution qui suit est effectuée en une dimension en moins.

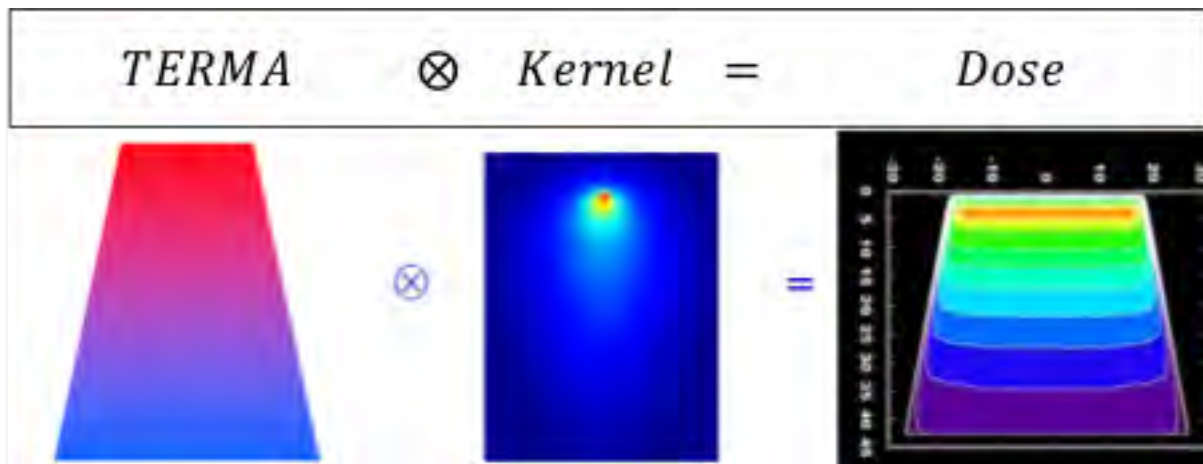


Figure I-23: Représentation du calcul de la dose absorbée à partir d'un point kernel.

Le calcul de dose absorbée illustré dans la Figure I-23 s'effectue par convolution des kernels avec l'énergie totale libérée par unité de masse des photons primaires appelée TERMA (Total Energy Released per unit Mass) et noté T . En un point r la dose absorbée est exprimée selon :

$$D(r) = \int \frac{\mu}{\rho}(r')\Psi(r')k(r - r')dV = \int T(r')k(r - r')dV \quad (23)$$

où $\Psi(r')$ représente la fluence énergétique du faisceau de photons primaires, $\mu/\rho(r')$ le coefficient d'atténuation massique totale et $k(r - r')$ le kernel qui donne la part de l'énergie $T(r')$ déposée au point r . Les kernels peuvent être aussi pré-convolués en une direction comme présenté précédemment (cf. Figure I-22b) pour accélérer le calcul. Dans ce cas le TERMA est convolué au pencil kernel pour déterminer la dose absorbée. Cependant, le gain notable en temps est accompagné d'une dégradation de la distribution de dose absorbée latérale, surtout dans les hétérogénéités.

Dans le cas où le parcours radiologique remplace le parcours physique pour décrire l'inhomogénéité du milieu la méthode est appelée convolution/superposition. Plusieurs algorithmes ont été développés selon la méthode de convolution ou de convolution/superposition dans différent TPS et notamment : Pencil Beam Convolution (PBC, convolution) [Ahnesjö et al. 1992; Bourland and Chaney 1992; Mohan et al. 1986], l'Algorithme Analytique Anisotropique (AAA, convolution/superposition) [Sievinen et al. 2005; Ulmer et al. 2005] et le Collapsed Cone Convolution (CCC, convolution/superposition)[Ahnesjö 1989].

La différence obtenue entre les algorithmes dans les milieux hétérogènes provient de la prise en compte des particules diffusées latéralement. Pour le PBC, la diffusion

latérale est considérée homogène et la correction d'hétérogénéités est appliquée uniquement dans la direction longitudinale en utilisant les densités électroniques du milieu. La prise en compte des hétérogénéités se fait selon les directions longitudinales et latérales avec les algorithmes AAA et CCC.

Plusieurs études montrent que le CCC est plus précis que le AAA en présence des hétérogénéités [Aarup et al. 2009; Hasenbalg et al. 2007] et gère mieux la diffusion latérale.

1.6.2.1 Anisotropic Analytical Algorithm (AAA)

Le AAA est un algorithme de convolution/superposition valable dans le TPS Eclipse pour des applications cliniques. Cet algorithme a été développé par la société VARIAN et il est basé sur les travaux de Ulmer et al. [Sievinen et al. 2005; Ulmer and Harder 1995, 1996; Ulmer et al. 2005]. Il utilise des kernels précalculés par Monte-Carlo pour déterminer la dose absorbée. La fluence du faisceau clinique est représentée par plusieurs modèles de source pour permettre une modélisation précise du faisceau total.

i. Le modèle de la source du AAA dans Eclipse

Le modèle de la source du faisceau de photons du AAA consiste en quatre composantes :

- 1) La source primaire : elle est définie par l'utilisateur sous forme circulaire ou elliptique sur le plan de la source et elle modélise les rayonnements de freinage qui sont créés dans la cible mais qui n'interagissent pas dans la tête de l'accélérateur. Les paramètres fondamentaux utilisés pour modéliser la source des photons primaires sont le spectre énergétique des photons, l'énergie radiale moyenne et le profil d'intensité.
- 2) La source secondaire extra-focale : source plane Gaussienne située au-dessous du filtre égalisateur. Elle modélise les photons qui proviennent des interactions dans le filtre égalisateur et les mâchoires primaires et secondaires. Cette source n'est pas prise en compte pour les calculs de dose absorbée avec des faisceaux sans filtre égalisateur (FFF).
- 3) Les électrons de contamination : ils représentent les électrons provenant de la tête de l'accélérateur qui servent à reproduire la dose absorbée dans la région du build-up. Les électrons de contamination sont modélisés avec une courbe dépendante de la profondeur qui décrit la dose absorbée des électrons de contamination à différentes profondeurs. Un spectre énergétique pour les électrons de contamination est défini.
- 4) Les photons diffusés du filtre en coin (si présence de ce dernier)

ii. Calcul de dose absorbée avec le AAA

Pour un calcul de dose absorbée en 3D, le corps du patient est divisé en une matrice voxélisée basée sur la grille de calcul définie par l'utilisateur. Chaque voxel est ensuite assimilé à une densité électronique moyenne ρ_e calculée à partir des UHs des images CT selon une courbe de calibration.

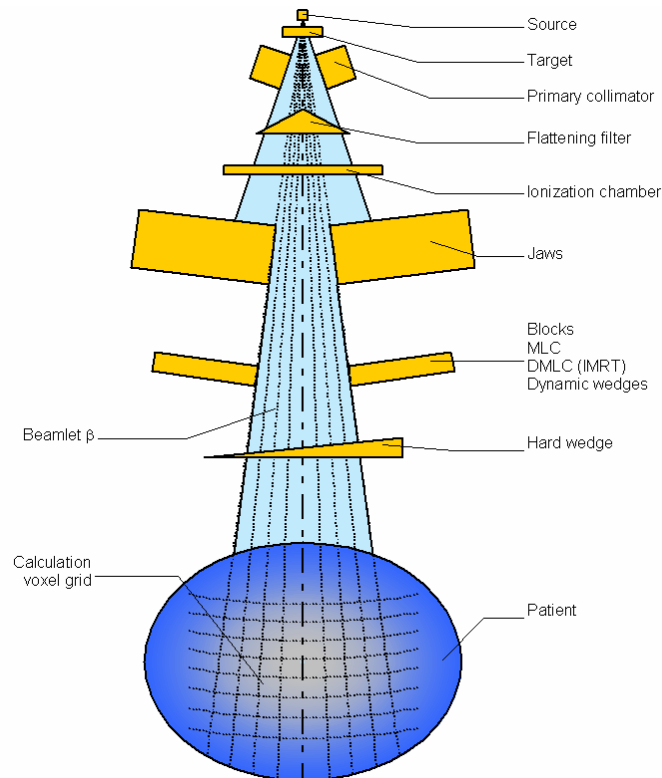


Figure I-24: Représentation des composantes de la tête de l'accélérateur linéaire et de la division du champ total en mini-faisceaux [Sievinen et al. 2005].

La distribution de dose absorbée en 3D est calculée par des convolutions séparées de chaque source citée précédemment. Le champ total est divisé en plusieurs mini-faisceaux (« Beamlets ») β afin de réaliser des convolutions (cf. Figure I-24). La dose absorbée finale est obtenue par superposition des contributions de chaque mini-faisceau.

L'atténuation des mini-faisceaux est modélisée avec une fonction de dépôt d'énergie $I_\beta(z, \rho)$. Les photons diffusés sont pris en compte avec le kernel définissant la dose absorbée du diffusé latéral $K_\beta(x, y, z, \rho)$. La fluence des photons Φ_β est considérée uniforme à l'intérieur d'un mini-faisceau.

La distribution d'énergie absorbée d'un mini-faisceau de photons en un point est calculée par convolution selon :

$$E_{\beta,ph}(X,Y,Z) = \Phi_{\beta} I_{\beta}(z,\rho) \iint K_{\beta}(u-x,v-y,z,\rho) dudv \quad (24)$$

La prise en compte des hétérogénéités par la fonction $I_{\beta}(z,\rho)$ sur l'axe du faisceau est réalisée par la mise à l'échelle radiologique des profondeurs en fonction des hétérogénéités. Cela est effectué selon :

$$I_{\beta}(z,\rho) = I_{\beta}(z') \quad (25)$$

$$z' = \int_0^z \frac{\rho_e(t)}{\rho_e(eau)} dt \quad (26)$$

où ρ_e représente la densité électronique.

Le kernel de diffusion $K_{\beta}(x,y,z,\rho)$ latérale est modélisé comme la somme de six fonctions exponentielles pondérées. La prise en compte des hétérogénéités dans les directions latérales est réalisée par une mise à l'échelle de l'énergie en chaque point par la densité électronique moyenne entre le point de calcul et l'origine du « pencil beam » selon :

$$K_{\beta}(x,y,z,\rho) = \frac{\rho_e(x,y,z)}{\rho_e(eau)} \sum_{k=0}^5 c_k(z') \frac{1}{r} e^{-\mu_k r_d(x,y,\rho)} \quad (27)$$

Avec

$$r_d(x,y,\rho) = \int_R \frac{\rho(t)}{\rho_e(eau)} |dt| \frac{z}{z'} \quad (28)$$

où r_d est la distance radiologique entre l'origine du kernel et le point (x,y,z) le long du rayon qui passe par (x,y) . μ_k est une constante qui caractérise les kernels

exponentiels et c_k définit le poids de chaque kernel exponentiel et assure que la totalité des poids sera égale à l'unité.

La dose absorbée aux interfaces est calculée à partir des kernels unidimensionnels qui sont calculés par :

$$K_z(z) = \frac{\rho_e(x, y, z)}{\rho_e(eau)} \sum_{i=1}^2 c_i \frac{1}{\mu_i} e^{-\mu_i z'} \quad (29)$$

Les paramètres μ_i et c_i sont déterminés par des méthodes d'optimisation de sorte que la fonction I_β n'aura pas un « build-up ».

La fluence des électrons de contamination et leur contribution à la dose absorbée finale est déterminée par convolution de la fluence des photons avec un kernel de contamination des électrons.

L'énergie absorbée totale en un point $E(X, Y, Z)$ sera déterminée par superposition des contributions énergétiques des photons primaires (*ph1*), secondaires (*ph2*) et des électrons de contamination (*cont*) :

$$E(X, Y, Z) = \sum_{\beta} E_{\beta, ph1}(X, Y, Z) + E_{\beta, ph2}(X, Y, Z) + E_{\beta, cont}(X, Y, Z) \quad (30)$$

Finalement, l'énergie absorbée est convertie en dose absorbée. Une hypothèse est faite selon laquelle les hétérogénéités peuvent être modélisées comme le rapport entre la densité électronique de l'eau et celle du milieu. Le AAA donne alors une dose absorbée rapportée à l'eau D_w . Les densités électroniques sont utilisées pour convertir l'énergie en dose absorbée au lieu des densités massiques et la dose absorbée finale est donnée selon :

$$D(X, Y, Z) = c E(X, Y, Z) \frac{\rho_e(eau)}{\rho_e(X, Y, Z)} \quad (31)$$

où c sert à convertir les J/m^3 en Gy .

I.6.3 Les algorithmes basés sur les principes physiques

Les algorithmes basés sur les principes physiques sont considérés être les plus précis. Deux types d'algorithmes sont identifiés dans cette catégorie : les algorithmes Monte-Carlo et les algorithmes déterministes. Les algorithmes Monte-Carlo reposent sur l'utilisation des nombres pseudo-aléatoires et les probabilités d'interactions (sections efficaces) pour déterminer la dose absorbée dans le milieu D_m . Les nombres sont considérés « pseudo » aléatoires étant donné que l'algorithme peut répéter la même séquence et les numéros ne sont pas parfaitement aléatoires. Ces algorithmes offrent aussi la possibilité de calculer la dose absorbée dans l'eau D_w en multipliant la D_m par le rapport du pouvoir d'arrêt massique moyen entre l'eau et le milieu [Siebers et al. 2000].

Les algorithmes Monte-Carlo sont considérés comme une référence en radiothérapie pour la vérification d'autres algorithmes. Cependant, ils sont connus pour être coûteux en termes de temps de calcul.

Actuellement, on trouve des algorithmes implémentés dans différents TPS basés sur les codes Monte-Carlo « originaux » (cf. I.5.3). Ces algorithmes ont été modifiés pour être accélérés et peuvent être utilisés comme systèmes de vérification. Les algorithmes PEREGRINE [Cox et al. 1997; Hartmann et al. 2001; Siantar et al. 1998], VMC/XVMC/XVMC++ [Fippel 1999; Kawrakow, Fippel, and Friedrich 1996], MMC [Neuenschwander and Born 1992; Neuenschwandert et al. 1995], eMC [Pemler et al. 2006], MCDOSE [Li, Pawlicki, and Deng 2000; Ma et al. 2002], MCV [Siebers, Keall, Kim, et al. 2000], DPM [Sempau et al. 2000] et PRIMO [Rodriguez, Sempau, and Brualla 2013] sont parmi les codes Monte-Carlo optimisés pour la dosimétrie des faisceaux de photons ou d'électrons en radiothérapie. D'autres codes sont également disponibles et ont été listés par Brualla et al. [Brualla, Rodriguez, and Lallena 2017] (cf. Tableau I-3).

Tableau I-3 : Classification des systèmes Monte-Carlo utilisés en radiothérapie selon les critères utilisés dans la revue de Brualla et al. [Brualla et al. 2017]

Simulation System	Use	Type	Linac (MC code)	Patient (MC code)	Self-contained	Distributed
CARMEN [57-60]	TP	full	gp (EGSnrc)	gp (EGSnrc)	no	no
CERR [54]	DV	—	—	fast (VMC++)	no	free
Corvus ^a	TP	vsm	—	fast (PEREGRINE)	yes	no
Eclipse ^{b,c}	TP	vsm	—	pc (MMC)	yes	pay
eIMRT ^a [69, 70]	DV	full	gp (EGSnrc)	gp (EGSnrc)	yes	free
iPlan ^{c,e}	TP	vsm	—	fast (XVMC)	yes	pay
ISOgray ^d	TP	full	gp (PENELOPE)	fast (PENFAST)	yes	no
MCDE [84]	TP	full	gp (EGSnrc)	gp (EGSnrc)	no	no
MCDOSE [87, 88]	TP	vsm	—	gp (EGS4)	no	no
MCV [89]	DV	full	gp (EGS4)	gp (EGS4)	no	no
MCVS [63, 91]	DV	full	gp (EGSnrc)	gp (EGSnrc)	no	no
MMCTP [55]	DV	full	gp (EGSnrc)	gp (EGSnrc)	no	free
Monaco ^{b,e}	TP	vsm	—	fast (XVMC)	yes	pay
MSKCC [33, 95]	DV	vsm	—	gp (EGS4)	yes	no
Oncentra ^{b,e}	TP	vsm	—	fast (VMC++)	yes	pay
Pinnacle ^f	TP	—	—	fast (DPM)	yes	no
PLANU/NC ^g	DV	full	gp (EGSnrc)	gp (EGSnrc)	no	free
PRIMO ^a [97]	DV	full	gp (PENELOPE)	gp (PENELOPE)	yes	free
RTGrid [106]	TP	full	gp (EGSnrc)	gp (EGSnrc)	no	no
SMCP [107, 108]	TP	vsm	—	gp (EGSnrc)/fast (VMC++)	no	no
VIMC [110-113]	DV	full	gp (EGSnrc)	gp (EGSnrc)/fast (VMC++)	no	no
XiO ^{b,e}	TP	vsm	—	fast (XVMC)	yes	pay

Les algorithmes déterministes sont basés sur la résolution de l'équation linéaire de transport de Boltzmann (LBTE) numériquement. Celle-ci est l'équation qui décrit le comportement macroscopique du transport des particules (photons, électrons, neutrons, etc.) quand ils interagissent avec la matière. La solution de la LBTE donne en théorie la dose absorbée « exacte » déposée dans le volume irradié. Cependant, des incertitudes subsistent dues aux hypothèses numériques effectuées durant la résolution de l'équation qui proviennent de la discrétisation en espace, en angle et en énergie.

Le but de développer une méthode explicite pour résoudre la LBTE était de fournir une alternative rapide aux simulations Monte-Carlo qui nécessitent beaucoup de temps de calcul. Un deuxième avantage est l'absence du bruit statistique.

1.6.3.1 Acuros XB (AXB)

AXB [Vassiliev et al. 2010] est un algorithme basé sur la résolution de la LBTE qui a été implémenté dans le TPS Eclipse de la société VARIAN. Cet algorithme utilise des méthodes numériques pour résoudre la LBTE d'une manière très rapide comparé aux algorithmes Monte-Carlo. Plusieurs méthodes contenues dans AXB, ont été à l'origine développées dans le logiciel mathématique appelé "Attila"[Gifford et al. 2006].

L'implémentation de AXB consiste en deux parties : le modèle source du faisceau de photon et le modèle de transport radiatif. Le modèle de la source du faisceau de photons de AXB est le même que celui utilisé pour le AAA.

Etat de l'art

Le calcul de dose absorbée par AXB s'effectue selon les étapes suivantes :

- 1) Transport des composantes du modèle de la source du faisceau de photons au patient
- 2) Transport de la fluence des photons diffusés dans le patient
- 3) Transport de la fluence des électrons dans le patient
- 4) Calcul de la dose absorbée : D_m ou D_w

Pour le calcul la fluence des électrons, les étapes 1 à 3 sont réalisées dans chaque voxel du patient. Seule l'étape 1 est répétée pour chaque faisceau alors que les étapes 2 à 4 sont calculées une seule fois quel que soit le nombre de faisceaux. Ceci a une grande importance pour la réduction de temps de calcul pour les traitements qui utilisent plusieurs orientations de faisceaux tels que la RCMI et le VMAT

AXB doit avoir la cartographie des matériaux constituant l'image du patient avant l'initiation de la première étape. La modélisation des interactions des rayonnements avec la matière par AXB est faite explicitement, contrairement au AAA où les hétérogénéités sont prises en compte par modification des kernels calculés dans l'eau en fonction de la densité électronique. Pour cela, AXB a besoin de la composition chimique des matériaux où les particules interagissent ainsi que leur densité.

Tableau I-4 : Matériaux biologiques avec les intervalles de densité.

Matériau (ICRP 1975)	Densité [g/cm ³]		
	Minimale	Défaut	Maximale
Air	0.0012	0.0012	0.204
Poumon	0.011	0.26	0.6242
Tissu adipeux	0.5539	0.92	1.001
Muscle	0.9693	1.05	1.0931
Cartilage	1.0556	1.10	1.60
Os	1.10	1.85	3.00

La librairie de matériaux d'AXB contient 5 matériaux biologiques (poumon, tissu adipeux, muscle, cartilage et os) basés sur l'ICRP 75 et 16 matériaux non-biologiques avec une densité maximale de 8 g/cm³. A l'initialisation, AXB associe une densité massique à chaque voxel de l'image à partir des UHs, qui sera assimilée à un matériau biologique ou une mixture de matériaux biologiques présentés dans le Tableau I-4.

Dans le cas où la densité déterminée à partir des UH est dans l'intervalle de deux matériaux A et B, les deux matériaux sont affectés en respectant la proportion de chaque d'entre eux selon :

$$\%A = 100. \frac{\rho_{max,A} - \rho}{\rho_{max,A} - \rho_{min,B}} \quad (32)$$

$$\%B = 100. \frac{\rho - \rho_{min,B}}{\rho_{max,A} - \rho_{min,B}} \quad (33)$$

Avec $\rho_{max,A} > \rho_{min,B}$ et $\rho_{min,A} < \rho_{min,B}$.

Pour déterminer le transport radiatif et le dépôt d'énergie, AXB résout le système d'équations couplées suivant :

$$\hat{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Psi^\gamma(\vec{r}, E, \hat{\Omega}) + \sigma_t^\gamma(\vec{r}, E) \Psi^\gamma(\vec{r}, E, \hat{\Omega}) = q^{\gamma\gamma}(\vec{r}, E, \hat{\Omega}) + q^\gamma(E, \hat{\Omega}) \quad (34)$$

$$\begin{aligned} \hat{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Psi^e(\vec{r}, E, \hat{\Omega}) + \sigma_t^e(\vec{r}, E) \Psi^e(\vec{r}, E, \hat{\Omega}) - \frac{\partial}{\partial E} (S_R(\vec{r}, E) \Psi^e(\vec{r}, E, \hat{\Omega})) \\ = q^{ee}(\vec{r}, E, \hat{\Omega}) + q^{\gamma e}(\vec{r}, E, \hat{\Omega}) + q^e(E, \hat{\Omega}) \end{aligned} \quad (35)$$

$$\vec{r}(x, y, z) \in V, \quad \hat{\Omega} \in 4\pi, \quad \text{et} \quad E > 0$$

où

Ψ^γ et Ψ^e sont les fluences angulaires des photons et des électrons, respectivement. La fluence angulaire des photons est la somme de la fluence de photons qui n'ont pas interagit avec la matière Ψ_{unc}^γ et ceux qui ont été produits ou diffusés par des interactions de photons Ψ_{coll}^γ .

q^γ et q^e sont les sources de photons et des électrons provenant de la source de la machine, respectivement.

$q^{\gamma\gamma}$, q^{ee} et $q^{\gamma e}$ sont les sources de diffusés :

- Photons résultant des interactions des photons.
- Électrons résultant des interactions des électrons.
- Électrons résultant des interactions des photons.

Etat de l'art

σ_t^γ et σ_t^e sont respectivement les sections efficaces macroscopiques totales des photons et des électrons en cm^{-1} .

S_R est la somme des pouvoirs d'arrêt restreint collisionnel et radiatif.

\vec{r} est le vecteur de position spatial, E est l'énergie et $\vec{\nabla}$ est appelé « streaming operator » qui peut être interprété comme le nombre de particules entrant dans le volume dV moins le nombre de particules sortant de dV avec une direction $d\Omega$ et une énergie dE . Les deux termes $\sigma_t^\gamma(\vec{r}, E)\Psi^\gamma(\vec{r}, E, \hat{\Omega})$ et $\sigma_t^e(\vec{r}, E)\Psi^e(\vec{r}, E, \hat{\Omega})$ sont appelés « collision operator » et correspondent aux particules supprimées du volume par absorption ou diffusion.

L'Equation (35) est l'équation de transport des électrons de Boltzmann Fokker-Planck. Les deux équations (34) et (35) sont résolues en discrétisant en espace, en angle (de 32 à 512 angles selon le type et l'énergie de la particule) et en énergie (bibliothèque de sections efficaces qui contiennent 25 et 49 groupes d'énergie de photon et d'électron, respectivement) afin de pouvoir résoudre le problème d'une manière analytique.

Les hypothèses considérées pendant le calcul sont les suivantes :

- Les particules chargées créées par effet de production de paires sont considérées être des électrons au lieu d'un électron et d'un positron.
- Les photons peuvent produire des électrons mais les électrons ne peuvent pas produire des photons. L'énergie des photons produits par des électrons est prise en compte en tant que dépôt local d'énergie.

Les données fondamentales utilisées par AXB sont les sections efficaces macroscopiques qui représentent la probabilité qu'une interaction spécifique se produise par unité de distance (cm^{-1}). La section efficace macroscopique σ est composée de la section efficace microscopique d'une interaction donnée $\tilde{\sigma}$ (exprimée en $barn/atom = 10^{-24}cm^2/atom$) et la densité ρ du matériau. Elle est exprimée selon :

$$\sigma = \frac{N_A \rho}{M} \tilde{\sigma} \quad (36)$$

avec N_A la constante d'Avogadro et M la masse atomique.

AXB utilise des énergies de coupure de 200 keV pour les électrons et de 1 keV pour les photons. Quand la particule atteint une énergie en dessous de l'énergie de coupure elle dépose son énergie localement.

Quand la fluence angulaire des électrons est résolue, la dose absorbée D_i dans un voxel i est calculée selon :

$$D_i = \int_0^{\infty} dE \int_{4\pi} d\hat{\Omega} \frac{\sigma_{ED}^e(\vec{r}, E)}{\rho(\vec{r})} \Psi^e(\vec{r}, E, \hat{\Omega}) \quad (37)$$

où σ_{ED}^e représente la section efficace macroscopique de dépôt d'énergie exprimée en MeV/cm^{-1} . AXB donne la possibilité de reporter la dose absorbée en termes de D_m ou de D_w . Quand la D_m est calculée, σ_{ED}^e et ρ sont basés sur les propriétés du matériau du voxel i . Quand D_w est calculée σ_{ED}^e et ρ sont basés sur l'eau.

I.6.4 Problématiques des algorithmes de calcul de dose absorbée et approches de conversion

La problématique des algorithmes de calcul de dose absorbée peut être divisée en deux grandes parties :

- Une partie liée à la précision de l'algorithme.
- Une partie liée au choix du mode de report de dose absorbée : D_m et la D_w .

I.6.4.1 Précision des algorithmes

Comme présentés dans les parties précédentes, plusieurs types d'algorithmes ont été développés et implémentés dans différents TPS. Le but principal du développement des algorithmes est de reproduire l'estimation la plus précise de la dose absorbée en un temps de calcul raisonnable.

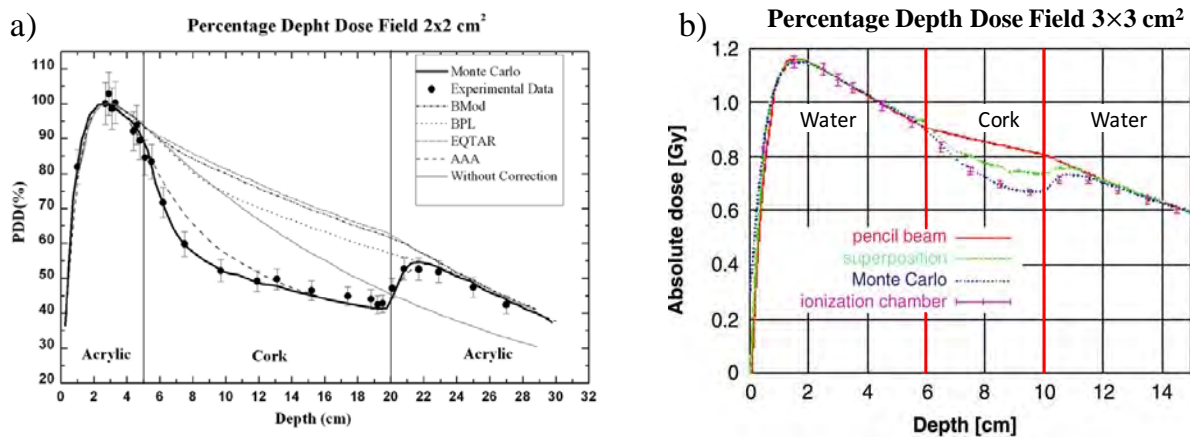


Figure I-25 : Comparaison des PDDs profondeur calculés par différents algorithmes et mesurés expérimentalement dans des configurations avec des plaques de lièges [da Rosa et al. 2010; Scholz 2004].

Etat de l'art

La Figure I-25 montre les PDDs pour une taille de champ $2 \times 2 \text{ cm}^2$ et $3 \times 3 \text{ cm}^2$ traversant successivement de l'eau ou de l'acrylique, du liège ($\sim 0.2 \text{ g/cm}^3$) et à nouveau de l'eau ou de l'acrylique. On remarque que les algorithmes basés sur les corrections ou sur les modèles surestiment la dose absorbée dans le liège comme ils ne prennent pas en compte le transport latéral des électrons. Les courbes des algorithmes de convolution superposition (t.q le AAA) se rapprochent des mesures dans le liège mais un écart important est aussi observé. Les calculs Monte-Carlo sont en excellent accord avec les mesures et montrent la nécessité de planifier avec un algorithme qui prend en compte correctement le transport latéral des électrons dans le cas des petits champs en présence des hétérogénéités.

Les algorithmes Monte-Carlo et ceux basés sur la résolution de la LBTE utilisent l'information donnée par les images scanner pour remonter à la D_m , en attribuant la densité de chaque voxel à un matériau biologique prédéfini dans une librairie de matériaux. Cette conversion est connue pour être le point le plus faible de ces algorithmes comme la variation des compositions atomiques d'un patient à un autre n'est pas prise en compte [Andreo 2015]. Ces algorithmes donnent ainsi une D_m mais pas d'une manière explicite. La méthode généralement utilisée par ce type d'algorithme est de considérer des groupes de différents milieux biologiques attribués à une gamme de densité (cf. Tableau I-4 pour AXB). Les groupes sont souvent issus des matériaux de l'ICRU ou l'ICRP et peuvent être implémentés différemment (cf. Tableau I-5).

Ces algorithmes permettent ainsi d'avoir une bonne estimation de la dose absorbée biologique. Cependant, l'impact de la variation des compositions atomiques entre deux milieux de même densité n'a pas été explicitement étudié.

Tableau I-5 : Milieu associé à une gamme de densités déterminées à partir de la courbe de calibration CT selon différentes études [Demarco et al. 1998; Ma et al. 1999; Siebers, Keall, Nahum, et al. 2000].

Etude	Milieu				
	[gamme de densité en g/cm^3]				
De Marco et al. (1998)	Poumon [0.05–0.65]	Graisse [0.85–0.98]	Eau 1.00	Muscle [1.06–1.26]	Os cortical [1.48–2.10]
Ma et al. (1999)	Air [0.001–0.07]	Poumon [0.07–0.80]	Tissu mou [0.80–1.28]	Os cortical [1.28–2.88]	
Siebers et al. (2000)	Air [0–0.08]	Poumon [0.08–0.5]	Tissu mou [0.5–1.1]	Os mou [1.1–1.4]	Os cortical [1.4–2.5]

1.6.4.2 Choix du mode de report de dose absorbée

Le deuxième problème qui se présente avec ces algorithmes est la relation avec le report de dose absorbée des algorithmes conventionnels. Comme indiqué précédemment, la plupart des algorithmes (t.q le AAA) ne prennent pas en compte les compositions du milieu et sont basés sur des corrections de densité électronique, d'où le report de dose absorbée est exprimé en termes de D_w .

Due aux différences significatives (>10%) observées entre D_m et D_w surtout dans les milieux de haute densité tel que l'os, un débat s'est révélé sur quel report de dose absorbée doit être utilisé pour la planification de traitements [Andreo 2015; Chetty et al. 2007; Fernández-Varea et al. 2007; Ma and Li 2011; Reynaert et al. 2018; Siebers, Keall, Nahum, et al. 2000].

Les protocoles cliniques utilisés de nos jours sont basés sur les résultats cliniques des planifications effectuées avec les algorithmes conventionnels. Ces protocoles sont ainsi considérés comme la référence et la question se pose de nouveau sur comment corréliser les algorithmes rapportant la D_m à ces protocoles basés sur la D_w . D'autre part, la validation expérimentale d'un algorithme ne peut être effectuée qu'en termes de D_w , étant donné que les protocoles dosimétriques et l'étalonnage des détecteurs sont basés sur la D_w . Une conversion est alors nécessaire.

Plusieurs approches ont été développées pour convertir la D_m en D_w et celles-ci seront développées dans les paragraphes suivants (1.6.4.3, 1.6.4.4 et 1.6.4.5).

1.6.4.3 Approches de conversion basée sur les rapports des pouvoirs d'arrêt moyen (Approche Bragg-Gray)

Siebers et al. [Siebers et al. 2000] étaient les premiers à évoquer la problématique de conversion et ont proposé une approche pour convertir la D_m en D_w en se basant sur la théorie de Bragg-Gray (cf. 1.10.2) selon :

$$D_w = D_m s_{w,m}^{BG} \quad (38)$$

où $s_{w,m}^{BG}$ est le rapport moyen entre les pouvoirs d'arrêts collisionnels non restreint de l'eau et du milieu moyenné sur le spectre des électrons primaires. Selon cette première approche, le $s_{w,m}^{BG}$ est appliqué aux valeurs des D_m de chaque voxel après la simulation. Une deuxième méthode appelée « on the fly » a été proposée par le rapport AAPM TG 105 [Chetty et al. 2007]. Cette dernière consiste à calculer la D_w pendant la simulation, en multipliant chaque dépôt d'énergie par le rapport entre le pouvoir d'arrêt restreint de

l'eau et du milieu. Dans GATE, la deuxième approche est implémentée. Cette conversion a été aussi intégrée dans certains algorithmes commerciaux tel que XVMC, VMC++ et iplan.

- ***Approximation Harder***

Une approximation du $s_{w,m}^{BG}$ peut-être déterminée selon Attix [Attix 1986] et a été récemment introduite par Andreo [Andreo 2015] sous le nom d'approximation « Harder » ($s_{w,m}^H$). En estimant l'énergie équivalente mono-énergétique du spectre de photons à MV/3 (2 MV pour un spectre de photons de 6 MV) et en assumant que tous les électrons secondaires sont produits par des interactions Compton, l'énergie initiale moyenne des électrons secondaires est obtenue selon :

$$\overline{E}_0 = h\nu_{eq} \frac{\sigma_{tr}^{K-N}(h\nu_{eq})}{\sigma^{K-N}(h\nu_{eq})} \quad (39)$$

où σ_{tr}^{K-N} ($0.7769E^{-25}$) et σ^{K-N} ($0.1464E^{-24}$) sont les sections efficaces Klein-Nishina de l'énergie $h\nu_{eq}$ déterminées à partir de l'annexe D.1 de Attix [Attix 1986]. L'énergie moyenne \overline{E}_z du spectre d'électrons à l'équilibre électronique est approximée par $0.5\overline{E}_0$. Ainsi pour des photons de 6 MeV, \overline{E}_z est égale à 0.53 MeV [Andreo 2015] et le rapport du pouvoir d'arrêt de Bragg-Gray peut être déterminé selon :

$$s_{w,m}^{BG} \equiv s_{w,m}^H = \frac{[S_{el}(\overline{E}_z)/\rho]_w}{[S_{el}(\overline{E}_z)/\rho]_m} \quad (40)$$

1.6.4.4 Approche de conversion basée sur les rapports des pouvoirs d'arrêt corrigés des différences de fluences

Récemment, Andreo [Andreo 2015] a proposé une nouvelle approche pour la conversion et a démontré que la conversion établie par Siebers devrait être révisée. Cela a été prouvé en comparant les distributions spectrales des électrons primaires dans différents milieux par rapport à l'eau (cf. Figure I-26).

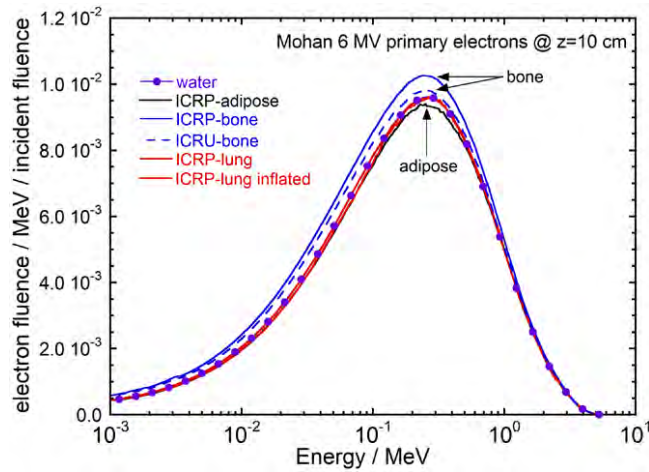


Figure I-26 : Spectres des électrons primaires calculés dans différents milieux à 10 cm dans l'eau pour des photons de 6 MV à partir des simulations Monte-Carlo [Andreo 2015].

Les différences entre la fluence primaire électronique dans l'eau et dans l'os cortical étaient d'environ 5% (cf. Figure I-27). Ainsi, il a démontré qu'il serait nécessaire d'appliquer un facteur de correction de fluence (k_Φ) à la conversion selon l'approche des $s_{w,m}^{BG}$. La D_w s'exprimerait selon :

$$D_w = D_m s_{w,m}^{BG} k_\Phi \quad (41)$$

où k_Φ est le facteur de correction de fluence défini par le rapport entre la fluence électronique primaire dans l'eau et celle dans le milieu.

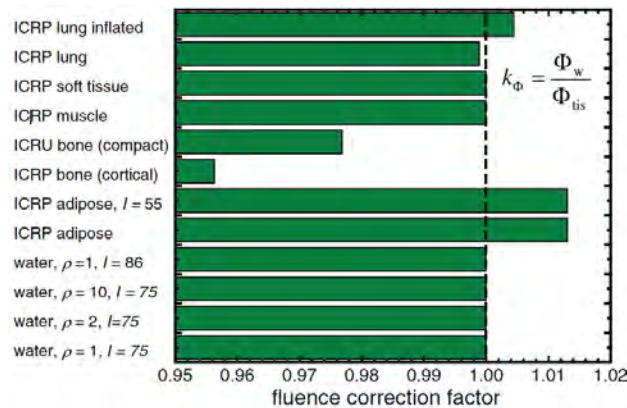


Figure I-27 : Facteurs de correction de fluence déterminés à partir des simulations Monte-Carlo pour différents milieux en utilisant un faisceau de photon de 6 MV et pour une taille de champ 10×10 cm² [P Andreo 2018].

I.6.4.5 Approche de conversion basée sur les coefficients d'absorption massique

Ma et Li [Ma and Li 2011] et Reynaert et al. [Reynaert et al. 2018] ont démontré que la D_w calculée selon l'approche des $s_{w,m}^{BG}$ n'est pas équivalente à la D_w calculée par les algorithmes « conventionnels » (qui considèrent les patients comme étant de l'eau avec des densités électroniques variables).

Pour établir le lien entre la D_m et les calculs de D_w de ces algorithmes « conventionnels », ils ont proposé d'utiliser les rapports des coefficients d'absorption massiques dans l'os (cf. Figure I-28). Ils considèrent que dans le cas de l'os, les tailles des voxels actuellement utilisées en routine clinique doivent être considérées comme des « grandes cavités » comparées aux parcours des électrons. La conversion proposée est exposée dans l'équation (42).

$$D_w = D_m \left(\frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho} \right)_{w,m} \quad (42)$$

où $(\overline{\mu_{en}}/\rho)_{w,m}$ est le rapport moyen entre les coefficients d'absorption massique de l'eau et du milieu déterminé à partir des spectres de fluence photonique.

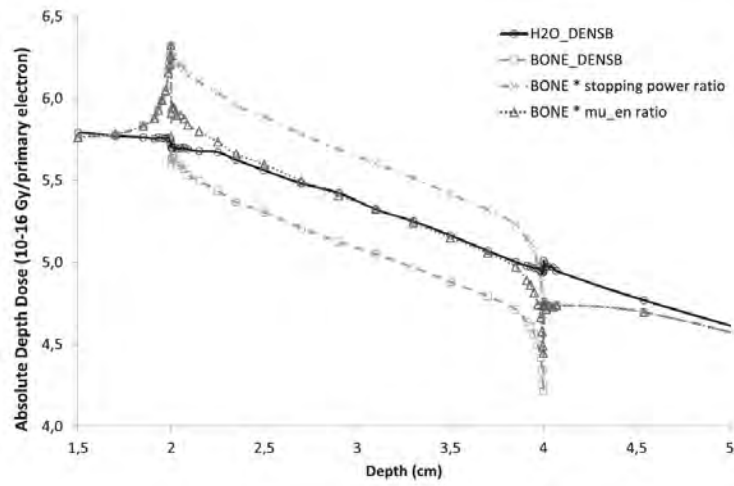


Figure I-28 : Comparaison des courbes de dose absorbée en fonction de la profondeur calculée par des simulations Monte-Carlo dans de l'eau avec la densité électronique de l'os (H2O_DENS), D_m os (BONE_DENS), D_w convertie selon l'approche des $s_{w,m}^{BG}$ (BONE*stopping power ratio) et D_w convertie à partir des $(\overline{\mu_{en}}/\rho)_{w,m}$ (BONE*mu_en ratio) [Reynaert et al. 2018].

I.7 Incertitudes

Suite aux recommandations du Comité International des Poids et des Mesures (CIPM, 1981), l'Organisation Internationale de Normalisation (ISO, 1993) a développé le Guide d'expression des incertitudes de mesures (GUM). Des corrections mineures ont été faites et publiées par le Bureau International des Poids et Mesure [GUM 2008]. Cette partie décrit les recommandations du GUM sur les incertitudes des mesures et des calculs.

Le GUM définit l'exactitude comme la proximité entre le résultat et la vraie valeur. Un résultat peut parfois être très proche de la vraie valeur mais avec une incertitude élevée. L'exactitude caractérisée par une valeur unique et l'incertitude caractérisée par une distribution sont alors deux concepts différents qui sont souvent confus. Le problème est aussi avec le terme précision qui ne doit pas être confondu avec l'exactitude comme le GUM le souligne.

La précision décrit la mesure dont le résultat peut être répété ou reproduit et les termes répétabilité et reproductibilité sont recommandés. L'incertitude associée à une mesure est normalement donnée par l'écart type. L'incertitude est exprimée comme l'écart de la valeur moyenne et l'évaluation de l'incertitude standard peut-être de Type A ou de Type B.

L'évaluation des incertitudes de Type A est faite par une analyse statistique d'une série d'observations. L'incertitude de Type B représente les facteurs qui ne peuvent pas être estimés par une répétition de mesures tels que les effets de température et de pression. Les deux Types A et B sont ainsi les incertitudes dues aux contributions aléatoires et systématiques.

I.7.1 Incertitudes de Type A

Pour une série de N mesures avec des valeurs x_i et ayant le même poids, la meilleure estimation de la quantité x cherchée est donnée par la valeur de la moyenne arithmétique des valeurs mesurées selon

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (43)$$

La distribution des N mesures autour de la valeur moyenne peut être caractérisée par l'écart type $s(x_i)$ selon

$$s(x_i) = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \quad (44)$$

La quantité qui nous intéresse est l'écart type de la valeur moyenne $s(\bar{x})$ qui est donné par

$$s(\bar{x}) = \frac{1}{\sqrt{N}} s(x_i) \quad (45)$$

Cette grandeur représente l'incertitude standard de Type A ($u_A = s(\bar{x})$) et peut-être évidemment réduite en augmentant le nombre de mesures N .

I.7.2 Incertitudes de Type B

Les incertitudes de Types B (u_B) peuvent être décrites par une densité de probabilité rectangulaire où la vraie valeur a une probabilité égale de se trouver entre les limites maximales $-L$ et $+L$. Avec cette hypothèse u_B est donnée par :

$$u_B = \frac{L}{\sqrt{3}} \quad (46)$$

Si la distribution est considérée triangulaire avec les mêmes limites, u_B est donnée par :

$$u_B = \frac{L}{\sqrt{6}} \quad (47)$$

On peut aussi considérer que les incertitudes standard de Type B ont une distribution Gaussienne. Dans ce cas l'incertitude est dérivée en considérant les limites et en divisant par un nombre adapté à la précision de l'expérience. Par conséquent, l'incertitude de Type B peut être calculée selon

$$u_B = \frac{L}{k} \quad (48)$$

où

- $k=1$ représente un intervalle de confiance à 67%
- $k=2$ représente un intervalle de confiance à 95%
- $k=3$ représente un intervalle de confiance à 99%

Il n'y a pas ainsi une loi définitive pour l'estimation de l'incertitude standard Type B et l'application de n'importe quelle méthode donne une estimation qui peut être utilisée comme un écart type.

I.7.3 Combinaison des incertitudes

Les incertitudes de Type A et B peuvent être combinées en u_c en utilisant la loi de propagation des incertitudes selon :

$$u_c = \sqrt{u_A^2 + u_B^2} \quad (49)$$

Cette valeur représente aussi un écart type et si la distribution de densité de probabilité est considérée Gaussienne, l'écart type correspond à un intervalle de confiance de 67%. Dans le cas où on veut considérer un intervalle de confiance de 95% ou 99%, u_c doit être multiplié par 2 ou 3, respectivement. Le résultat final des mesures sera exprimé par :

$$\bar{x} \pm u_c \quad (50)$$

I.8 Objectifs de thèse

L'état des lieux présenté précédemment a montré la complexité de la dosimétrie des petits faisceaux tant dans les milieux homogènes qu'en présence d'hétérogénéités. L'objectif de cette thèse a consisté à étudier la métrologie des petits faisceaux (WFF et FFF) dans les milieux homogènes et hétérogènes en combinant des mesures expérimentales, des simulations Monte-Carlo ainsi que des calculs provenant des algorithmes du TPS Eclipse (AAA et AXB).

Pour cela, le travail de thèse s'est divisé en plusieurs parties :

1. La première partie est consacrée à la modélisation et à la validation du collimateur muti-lames de l'accélérateur linéaire TrueBeam STx sous la plateforme Monte-Carlo GATE. Dans cette partie, les algorithmes AAA et AXB seront évalués dans les conditions de petits champs en milieu homogène. (Chapitre II)
2. La deuxième partie est dédiée à la détermination des facteurs correctifs $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de quatre détecteurs (deux chambres d'ionisation à cavité d'air et deux détecteurs solides) selon trois méthodes possibles : une méthode numérique (Monte-Carlo), une méthode expérimentale (mesures) et une méthode hybride (Monte-Carlo + mesures) afin d'évaluer la cohérence des $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ déterminés. (Chapitre III)
3. La troisième partie a porté sur le développement d'un modèle de calcul de fluence différentielle en énergie sous la plateforme GATE. Afin de mieux comprendre les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$, une analyse sur la perturbation due à la composition, à la densité, au potentiel d'ionisation et à l'enrobage du volume sensible a été menée en déterminant les distributions spectrales électroniques et photoniques au sein des détecteurs. (Chapitre IV)
4. La dernière partie est consacrée à l'étude de la métrologie des petits faisceaux en milieu hétérogène. Une comparaison combinant des mesures expérimentales, des calculs Monte-Carlo et les calculs des algorithmes AAA et AXB dans les milieux de basse (poumon) et haute densité (os) a été réalisée. Les différentes approches de conversion de D_m à D_w ont été analysées et comparées. (Chapitre V)

Annexe du Chapitre I

I.9 Grandeurs fondamentales en dosimétrie

L'origine de la dosimétrie dans les applications médicales des rayonnements ionisant a débuté avec la découverte des Rayons X par Röntgen (1895). Cette discipline s'attache à mesurer les quantités des rayonnements dans la matière et permet d'établir des courbes dose-effet pour les tissus biologiques.

Plusieurs grandeurs ont été définies dans le cadre de ce domaine. Ces grandeurs caractéristiques de la dosimétrie et des rayonnements sont appelées grandeurs radiométriques. Dans les parties qui suivent, seules les grandeurs dosimétriques d'intérêt à cette étude seront représentées.

I.9.1 Fluence particulaire et fluence énergétique

Les quantités suivantes sont utilisées pour caractériser un faisceau de rayonnements ionisants mono-énergétique. Elles sont normalement utilisées pour décrire les faisceaux de photons et peuvent être aussi utilisées pour décrire les faisceaux de particules chargées ou de neutrons.

La fluence particulaire Φ est le rapport entre le nombre de particules incidentes dN sur une sphère de centre r , de volume dV et de section infinitésimale d'aire dA . Le concept est illustré dans la Figure I-29. La fluence particulaire est donc définie par la relation (51) :

$$\Phi = \frac{dN}{dA} \quad (51)$$

Cette grandeur est exprimée en m^{-2} ou cm^{-2} . La section dA est dite transversale car elle est considérée perpendiculaire à la direction de chaque particule et donc la fluence des particules est indépendante de l'angle du faisceau incident.

Une définition alternative de la fluence a été développée en se basant sur le théorème de Kellerer [Kellerer 1981] pour le calcul de fluence dans un volume quelconque. En multipliant dN et dA par la corde moyenne de la sphère ($l = 4V/A$), la fluence sera donnée par la somme des parcours de la particule ds par unité de volume dV .

$$\Phi = \frac{ldN}{ldA} = \frac{ds}{dV} \quad (52)$$

Pour représenter le faisceau en termes d'énergie, la fluence énergétique Ψ est définie par le rapport entre l'énergie incidente totale dR de N particules et dA .

$$\Psi = \frac{dR}{dA} \quad (53)$$

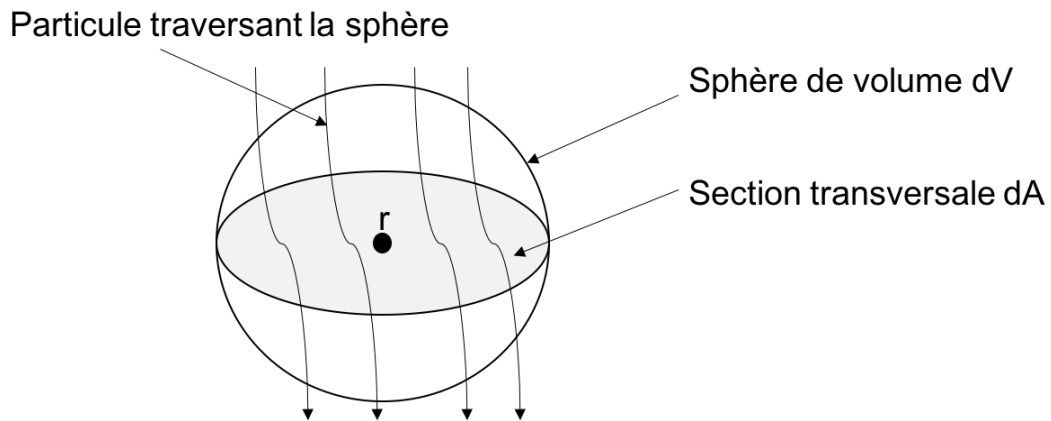


Figure I-29 : Caractérisation du champ d'irradiation au point r en termes de rayonnements traversant une sphère de centre r .

L'unité de la fluence énergétique est le $J.m^{-2}$. La fluence énergétique peut être calculée à partir de la fluence particulaire selon l'équation suivante :

$$\Psi = \frac{dN}{dA} \cdot E = \Phi \cdot E \quad (54)$$

où E est l'énergie des particules.

Etant donné que les faisceaux de photons utilisés en radiothérapie sont poly-énergétiques (cf. Figure I-30), les grandeurs présentées ci-dessous doivent être

appliquées à chaque énergie du faisceau. Le concept de fluence particulaire est remplacé par le spectre de fluence différentielle en énergie Φ_E qui s'exprime en $\text{MeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$.

$$\Phi_E = \frac{d\Phi}{dE} \quad (55)$$

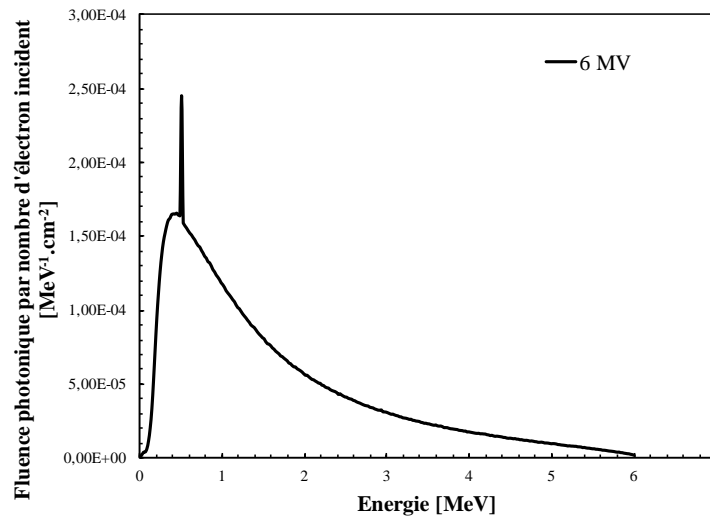


Figure I-30 : Spectre de fluence photonique différentielle en énergie déterminé dans notre travail pour une taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et pour un faisceau de photons de 6 MV du TrueBeam STx.

I.9.2 Coefficient d'atténuation

La probabilité d'interaction d'un photon avec un atome dans un milieu est donnée par la section efficace atomique totale σ . Cette grandeur représente la somme des sections efficaces des effets photo-électriques, Compton et Rayleigh ainsi que de la production de paires. Le coefficient d'atténuation linéique μ exprimé en m^{-1} représente la probabilité d'interaction des photons traversant un milieu d'épaisseur dl :

$$\mu = \frac{1}{dl} \cdot \frac{dN}{N} \quad (56)$$

où dN/N représente la fraction moyenne des photons qui subissent une interaction en parcourant la distance dl dans le matériau. L'inverse de cette grandeur est appelé libre parcours moyen (« mean free path ») et représente le parcours moyen λ

Etat de l'art

effectué par un photon dans un milieu avant d'interagir selon un des quatre types d'interactions (photo-électrique, Compton, Rayleigh ou production de paires).

$$\lambda = \frac{1}{\mu} \quad (57)$$

La grandeur λ est exprimée en m . Evidemment, μ dépend de la densité du milieu traversé et de ce fait, on exprime le coefficient d'atténuation massique du matériau selon :

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{\rho dl} \cdot \frac{dN}{N} \quad (58)$$

où ρ représente la densité du milieu exprimée en $kg.m^{-3}$ et μ/ρ est exprimé en $m^2.kg^{-1}$.

La relation entre le coefficient d'atténuation massique et la section efficace totale σ est :

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_A}{M} \cdot \sigma = \frac{n_t}{\rho} \cdot \sigma \quad (59)$$

où N_A est la constante d'Avogadro, M la masse molaire du matériau, et n_t le nombre de cible élémentaire par unité de volume.

Quand un faisceau de photons interagit avec la matière, seule une partie des énergies initiales des photons sera transférée aux particules chargées (à l'exception de l'effet photo-électrique) sous forme d'énergie cinétique. Le coefficient de transfert massique μ_{tr}/ρ est donc donné par le rapport entre la fraction d'énergie transférée dE_{tr}/E et la masse volumique :

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{1}{\rho dl} \cdot \frac{dE_{tr}}{E} \quad (60)$$

Dans le cas de l'effet photo-électrique, le rapport dE_{tr}/E est égal à 1 puisque l'énergie du photon est intégralement transférée à l'électron. Cependant, ce rapport est inférieur à l'unité pour l'effet Compton, car seule une partie de l'énergie est transférée à l'électron. Ce dernier va soit déposer une fraction de son énergie localement, soit transférer une fraction g de son énergie par processus radiatif (Bremsstrahlung, fluorescence ou annihilation). L'énergie perdue sous forme de rayonnement ne participe pas au dépôt local de dose absorbée. La fraction d'énergie totale déposée est représentée par le coefficient d'absorption massique μ_{en}/ρ selon l'équation :

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1 - g) \quad (61)$$

Plusieurs tables de coefficients d'atténuation massiques et de coefficients d'absorption massiques pour différents matériaux ont été publiées [Attix 1986; Hubbell 1982; Hubbell et al 1996; Storm and Israel 1970]. Les valeurs de ces quantités sont également disponibles pour les éléments atomiques et pour différents milieux biologiques et non biologiques sur le site du NIST (<https://www.nist.gov/pml/x-ray-mass-attenuation-coefficients>).

I.9.3 Pouvoir d'arrêt

L'énergie moyenne perdue des particules chargées dE en fonction de la distance parcourue dl dans un milieu est quantifiée par le pouvoir d'arrêt linéique non restreint S . La division du pouvoir d'arrêt par la densité massique du milieu ρ donne le pouvoir d'arrêt massique qui est la quantité souvent utilisée.

$$\frac{S}{\rho} = \frac{dE}{\rho dl} \quad (62)$$

Cette quantité est exprimée en $MeV.cm^2.g^{-1}$ ou en $J.m^2.kg^{-1}$.

Le pouvoir d'arrêt massique peut être subdivisé en trois quantités indépendantes selon :

$$\frac{S}{\rho} = \frac{S_{el}}{\rho} + \frac{S_{rad}}{\rho} + \frac{S_{nuc}}{\rho} \quad (63)$$

où S_{el}/ρ est le pouvoir d'arrêt massique dû aux interactions avec les électrons atomiques et résultant d'une excitation ou d'une ionisation. S_{rad}/ρ représente le pouvoir d'arrêt massique radiatif provenant des émissions de rayonnement de freinage (Bremsstrahlung). S_{nuc}/ρ représente le pouvoir d'arrêt massique nucléaire dû aux interactions élastiques Coulombiennes au cours desquelles une énergie de recul est transférée à l'atome.

Dans le cas des collisions électroniques, l'électron secondaire (produit par un électron et appelé rayons delta) peut avoir une énergie suffisante pour parcourir une distance significative par rapport au parcours de l'électron primaire (produit par un photon). Ainsi, l'énergie perdue par l'électron primaire n'est pas égale à l'énergie déposée près du site d'interaction. En conséquence, l'utilisation du S_{el}/ρ va surestimer la dose absorbée sauf si l'équilibre électronique des électrons secondaires existe. Pour prendre en compte l'impact des électrons secondaires, le pouvoir d'arrêt linéique restreint (ou transfert d'énergie linéique) L_Δ a été introduit.

L_Δ est défini comme l'énergie moyenne perdue par les particules chargées dE_Δ due aux collisions électroniques par unité de longueur dl , incluant uniquement les transferts d'énergie inférieurs à une énergie de coupure choisie Δ .

$$L_\Delta = \frac{dE_\Delta}{dl} \quad (64)$$

Si l'énergie de coupure Δ n'est pas imposée, le transfert d'énergie linéique L_∞ est égal au S_{el} .

I.9.4 Potentiel d'ionisation (Energie moyenne d'excitation)

La quantité permettant de décrire les propriétés atomiques d'un milieu dans la formule du pouvoir d'arrêt est le potentiel moyen d'ionisation I exprimé en eV. Bethe [Bethe 1930] a défini cette quantité comme étant la moyenne géométrique des énergies d'excitation et d'ionisation E_i de la couche i d'un matériau, pondérée par la force d'oscillateur correspondante f_i . La force d'oscillateur est une grandeur sans dimension qui exprime la probabilité d'absorption ou d'émission d'un rayonnement électromagnétique dans les transitions entre les niveaux d'énergies d'un atome ou d'une molécule.

$$\ln I \approx \frac{\sum_i \ln E_i f_i}{\sum_i \ln f_i} \quad (65)$$

Une expression simplifiée montrant la dépendance du pouvoir d'arrêt massique collisionnel sur le potentiel d'ionisation [Andreo and Benmakhlouf 2017] peut être donnée par :

$$\frac{1}{\rho} S_{el} \propto \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[f(\beta) - \ln I - \delta(I^2, \rho \frac{Z}{A}, \beta) \right] \quad (66)$$

Où $\beta = v/c$ avec v la vitesse de la particule et c la célérité de la lumière et $\delta(I^2, \rho \frac{Z}{A}, \beta)$ est le terme appelé « effet de la densité » qui a été introduit par Fermi [Fermi 1940].

Le Tableau I-6 illustre les valeurs des potentiels d'ionisation de quelques matériaux. On note que le potentiel d'ionisation de l'eau recommandé dans l'ICRU 90 [ICRU Report 90 2016] est de 78 eV alors que dans l'ICRU 37 [ICRU Report 37 1984] sa valeur était de 75 eV.

Tableau I-6 : Potentiels d'ionisation de certains matériaux.

Matériau	Eau*	Graphite*	Air*	LiF	Silicium
I (eV)	78	81	85.7	94	173

*Valeur recommandée par l'ICRU 90

I.9.5 Loi d'additivité de Bragg

Les données précises sur les pouvoirs d'arrêt des tissus $(S/\rho)_t$, les coefficients d'atténuation des tissus $(\mu/\rho)_t$ et les potentiels d'ionisation des tissus I_t , ne sont pas toujours disponibles. Cependant, elles peuvent être estimées à partir des données dont on dispose pour les atomes à partir de la loi d'additivité de Bragg selon :

$$(S/\rho)_t = \sum_{i=1}^n w_i (S/\rho)_i \quad (67)$$

$$(\mu/\rho)_t = \sum_{i=1}^n w_i (\mu/\rho)_i \quad (68)$$

$$\ln I_t = \frac{\sum_{i=1}^n w_i (Z/A)_i \ln I_i}{\sum_{i=1}^n w_i (Z/A)_i} = \frac{\sum_{i=1}^n w_i (Z/A)_i \ln I_i}{\overline{Z/A}} \quad (69)$$

où w_i , Z_i , A_i et I_i représentent respectivement le poids, le numéro atomique, la masse atomique et le potentiel d'ionisation de l'élément atomique i du milieu correspondant. Ces équations peuvent être aussi appliquées au S_{el}/ρ , S_{rad}/ρ , μ_{el}/ρ et μ_{rad}/ρ .

A noter que les valeurs prédites par la loi d'additivité de Bragg diffèrent souvent des valeurs expérimentales de référence. Cela est dû au fait que les valeurs des atomes isolés sont utilisées dans la formule et les effets d'agrégation sont ignorés [Andreo 2015; ICRU Report 37 1984].

I.9.6 Approximation du ralentissement continu CSDA

L'approximation du ralentissement continu (CSDA pour « Continuous Slowing Down Approximation ») est applicable aux particules chargées. Le parcours CSDA (R_{CSDA}) représente la distance moyenne parcourue par une particule chargée ayant une énergie initiale E_0 dans un milieu donné jusqu'à atteindre une énergie finale nulle. La perte d'énergie est considérée continue et ainsi exprimée comme l'intégrale de l'inverse du pouvoir d'arrêt massique total :

$$R_{CSDA} = \rho \int_0^{E_0} \frac{dE}{S_{tot}(E)} \quad (70)$$

où R_{CSDA} est exprimé en $g \cdot cm^{-2}$.

I.9.7 KERMA

Le KERMA (« Kinetic Energy Released per unit Mass ») K est une quantité qui s'applique aux particules indirectement ionisantes telles que les photons. Elle donne la

quantité d'énergie moyenne transférée par les particules non chargées dE_{tr} aux électrons, qui par la suite vont déposer leurs énergies dans un milieu de masse dm .

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (71)$$

L'unité de K selon le système international est le Gray (Gy) qui est équivalent à 1 J/Kg. Cette quantité est directement proportionnelle à la fluence énergétique des photons selon :

$$K = \Psi \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) \quad (72)$$

Une grande partie de l'énergie transférée aux électrons va être perdue par collisions inélastiques (ionisations et excitations) avec les électrons du cortège électronique. Le reste d'énergie transférée est perdue sous forme de rayonnement de freinage (Bremsstrahlung). Le KERMA peut être donc divisé en deux parties :

$$K = K_{el} + K_{rad} \quad (73)$$

où K_{el} et K_{rad} représentent le KERMA de collision et le KERMA radiatif, respectivement. Ces deux quantités peuvent être exprimées selon :

$$K_{el} = \Psi \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right) \quad (74)$$

et

$$K_{rad} = \Psi \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right) \left(\frac{g}{1-g} \right) \quad (75)$$

où g représente la fraction de l'énergie de l'électron transférée par processus radiatif.

I.9.8 CEMA

Le CEMA (Converted Energy per unit Mass) C_m est l'équivalent du KERMA pour les particules chargées. C_m est défini comme le quotient de l'énergie perdue par les particules chargées primaires par collision dE_{el} dans un milieu de masse dm , sans les électrons secondaires.

$$C_m = \frac{dE_{el}}{dm} \quad (76)$$

L'unité du C_m est le Gy. Cette quantité peut être aussi exprimée en termes de distribution de fluence différentielle en énergie des particules primaires chargées Φ_E^{prim} et du pouvoir d'arrêt collisionnel par :

$$C_m = \int_0^{E_{max}} \Phi_E^{prim} \frac{S_{el}}{\rho} dE \quad (77)$$

On peut aussi considérer le C_m restreint, correspondant à la perte d'énergie excepté les pertes d'énergies au-dessus d'une certaine énergie de coupure Δ :

$$C_m = \int_{\Delta}^{E_{max}} \Phi_E^{total} \frac{L_{\Delta}}{\rho} dE + TE \quad (78)$$

où Φ_E^{prim} est remplacée par la fluence totale des électrons Φ_E^{total} , S_{el} est remplacé par L_{Δ} et le terme TE ("Track End") correspond au dépôt d'énergie 'local' quand les électrons atteignent une énergie inférieure à Δ . Ce concept est lié à la théorie de la cavité et sera développé en détail dans la partie I.10.

I.9.9 Dose absorbée

La notion de "dose absorbée" permet de relier les effets biologiques des rayonnements aux mesures physiques. La dose absorbée déposée dans les tissus humains

représente alors la caractéristique principale de la dosimétrie biologique. C'est une quantité non-stochastique applicable pour les rayonnements directement et indirectement ionisants. Dans le contexte macroscopique, la dose absorbée dans un milieu D_m est définie comme le rapport entre l'énergie absorbée dE_{abs} par la matière de volume dV et la masse dm :

$$D_m = \frac{dE_{abs}}{dm} \quad (79)$$

L'unité de la dose absorbée est le Gy. Le KERMA représente l'énergie transférée aux électrons secondaires au moment de l'interaction alors que la dose absorbée se rapporte à l'énergie perdue par les électrons le long de leurs parcours. La Figure I-31 est une représentation schématique de la différence entre les deux quantités.

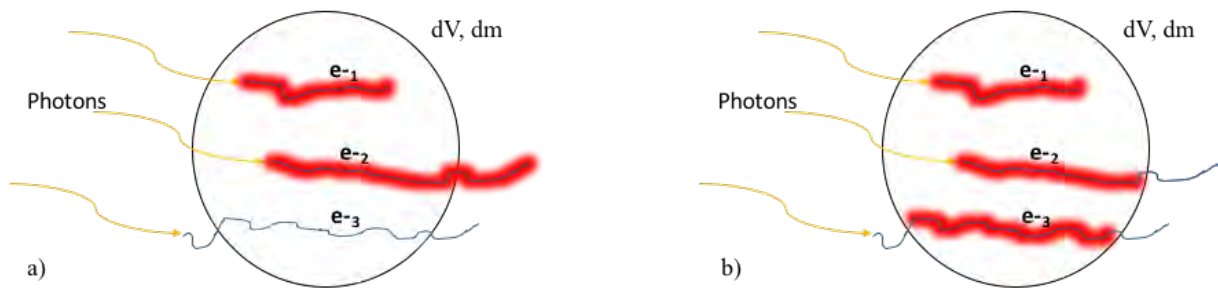


Figure I-31 : Représentation (en rouge) de l'énergie cinétique des électrons secondaires contribuant au KERMA (a) et à la dose absorbée (b). Concernant le KERMA, les énergies cinétiques des électrons e^{-1} et e^{-2} sont incluses comme ils ont été créés par des photons dans dV . L'électron e^{-3} ne participe pas car il est créé en dehors de dV . Dans le cas de la dose absorbée, seule l'énergie déposée représentée en rouge dans dV contribue.

I.9.10 Équilibre électronique

L'équilibre électronique des particules chargées (CPE) existe dans un volume dV d'un milieu irradié lorsque l'énergie transportée par les particules chargées sortant de dV $(E_{sortant})_{e^{-}}$ est égale à l'énergie déposée par des électrons entrant dans dV $(E_{entrant})_{e^{-}}$. Cela se traduit par l'expression :

$$(E_{entrant})_{e^{-}} = (E_{sortant})_{e^{-}} \quad (80)$$

Etat de l'art

Ces termes représentent l'énergie moyenne des électrons respectivement entrants et sortants de dV . Le CPE au sens pur peut être uniquement atteint si les fluences des électrons et celle des photons sont uniformes à travers le volume d'intérêt. Dans ce cas, le K_{el} devient égal à la dose absorbée :

$$D_m \stackrel{CPE}{\equiv} K_{el} = \Psi \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right) \quad (81)$$

Cependant, ces conditions ne sont jamais atteintes en pratique à cause de la divergence et de l'atténuation des faisceaux de photons. On peut par contre considérer l'équilibre électronique transitoire des particules chargées (TCPE), où la dose absorbée devient proportionnelle au K_{el} :

$$D_m \stackrel{TCPE}{\equiv} \beta K_{el} \quad (82)$$

Le TCPE est un concept en trois dimensions (3D) et peut être présenté par l'équilibre électronique longitudinal dans la direction parallèle à l'axe du faisceau et l'équilibre électronique latéral (LCPE) dans les directions perpendiculaires à l'axe du faisceau (cf. Figure I-33-a). La différence entre le CPE et le TCPE dans la direction longitudinale est illustrée dans la Figure I-32. Concernant le CPE, dans la région de mise en équilibre électronique (appelée zone de build-up), D_m est inférieure au K_{el} et devient égale au K_{el} à partir de z_{max} . Dans le cas du TCPE, D_m devient légèrement supérieure au K_{el} au-delà de z_{max} .

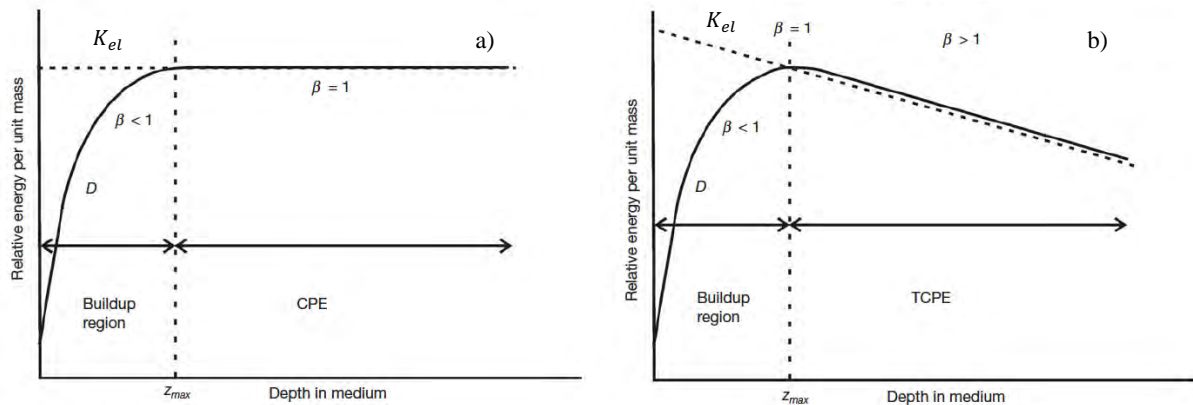


Figure I-32 : KERMA de collision et dose absorbée en fonction de la profondeur dans un milieu irradié par un faisceau de photons de haute énergie. (a) représente le cas

hypothétique d'équilibre électronique parfait sans atténuation ou diffusion des photons. (b) représente le cas réaliste [Podgorsak et al. 2005].

L'effet de déséquilibre électronique latéral est présent quand les électrons créés au centre du faisceau sont diffusés et emportent de l'énergie aux bords du champ qui n'est pas compensée par d'autres électrons. Cet effet est de plus en plus important pour les champs de petites dimensions quand le parcours latéral maximal des électrons (R_m) devient supérieur ou égal à la moitié de la taille du champ (R_f) comme représenté dans la Figure I-33.

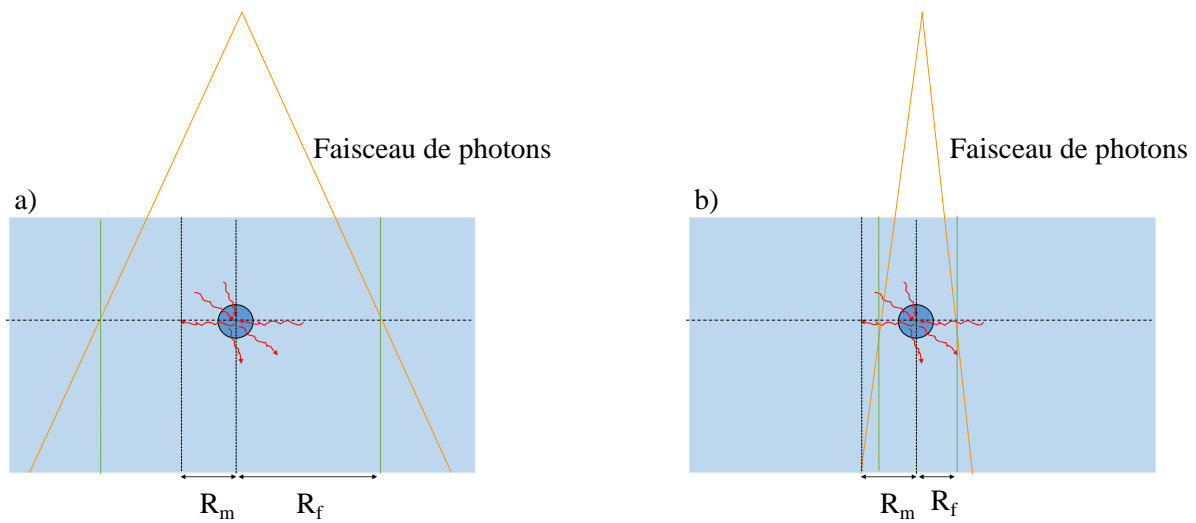


Figure I-33 : Représentation de LCPE en un point à l'axe du faisceau de photons. Dans le cas d'un champ large (a) $R_m < R_f$ et le LCPE est établi. Dans le cas d'un petit champ (b) $R_m > R_f$ et les électrons qui sont créés au centre et emportent de l'énergie vers la bordure du champ ne sont pas compensés par d'autres d'où le manque de LCPE.

Quand le TCPE est établi et le spectre de fluence des électrons primaires (Φ_E^{prim}) est connu, la dose absorbée peut être déterminée en utilisant le concept du CEMA selon :

$$D_m \stackrel{\delta-eq}{\approx} C_m = \int_0^{E_{max}} \Phi_E^{prim} \frac{S_{el}}{\rho} dE \quad (83)$$

ou en utilisant le spectre de fluence électronique totale Φ_E^{total}

$$D_m \stackrel{\delta-eq}{\equiv} C_m = \int_{\Delta}^{E_{max}} \Phi_E^{total} \frac{L_{\Delta}}{\rho} dE + TE \quad (84)$$

I.10 Théories de la cavité

La relation qui lie la dose absorbée dans le détecteur D_{det} à la dose absorbée dans le milieu D_m en absence du détecteur est connue selon la théorie de la cavité. Pour un faisceau de qualité Q, la relation entre D_{det} et D_m est donnée par :

$$D_m = f_Q D_{det} \quad (85)$$

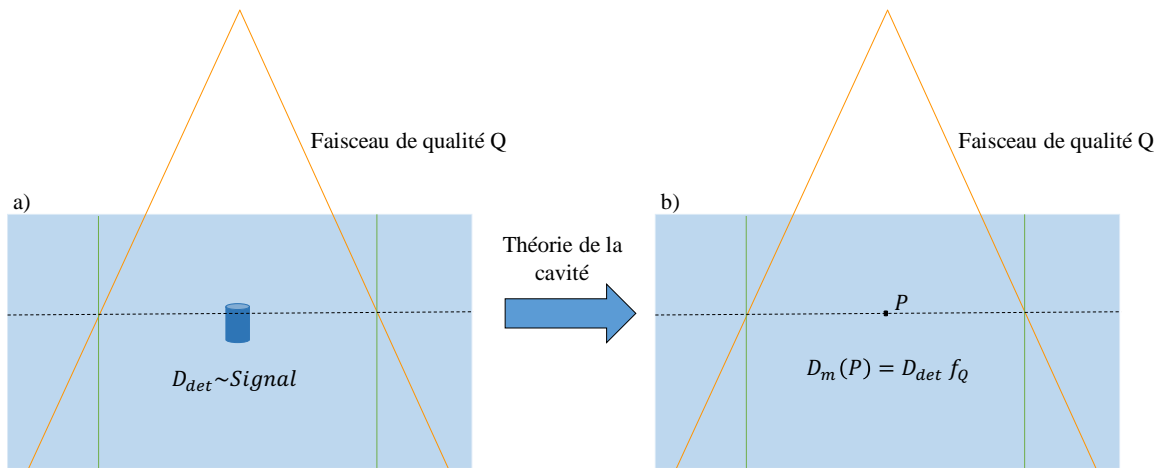


Figure I-34: Représentation générale d'un détecteur placé dans un milieu, irradié par un faisceau de qualité Q et donnant la D_{det} proportionnelle au signal mesuré. Cette valeur est ensuite convertie en D_m au point de référence P en absence du détecteur en multipliant par le facteur de conversion de la théorie de la cavité f_Q .

Plusieurs théories ont été développées pour déterminer le facteur de passage f_Q de D_{det} à D_m . Ces théories dépendent de la taille de la cavité et vont être développées par la suite (cf. I.10.1, I.10.2, I.10.3 et I.10.4) pour les cas des faisceaux de photons.

I.10.1 Cavité large

Dans le cas où la mise en équilibre électronique s'effectue dans le détecteur et les particules secondaires ont un parcours plus petit que les dimensions du détecteur, on n'a pas besoin de prendre en compte ce qui se passe pour les particules secondaires comme elles seront absorbées dans le détecteur. La dose absorbée dans le détecteur peut être ainsi calculée selon :

$$D_{det} \stackrel{TCPE}{\cong} \beta_{det}(K_{el})_{det} = \int_0^{E_{max}} \beta_{det} \Psi_E^{det}(\mu_{en}(E)/\rho)_{det} dE \quad (86)$$

où Ψ_E^{det} est la fluence photonique différentielle en énergie dans le détecteur.

En l'absence du détecteur, la dose absorbée dans le milieu au point P est calculée selon :

$$D_m \stackrel{TCPE}{\cong} \beta_m(K_{el})_m = \int_0^{E_{max}} \beta_m \Psi_E^m(\mu_{en}(E)/\rho)_m dE \quad (87)$$

En considérant que la présence ou l'absence du détecteur produit des différences négligeables sur la fluence énergétique des photons ainsi qu'entre β_m et β_{det} (i.e. $\Psi_E^{det} \approx \Psi_E^m$ et $\beta_{det} \approx \beta_m$) le facteur f_Q est déterminé selon :

$$f_Q = \left(\frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho} \right)_{m,det} = \frac{\int_0^{E_{max}} \Psi_E^m(\mu_{en}(E)/\rho)_m dE}{\int_0^{E_{max}} \Psi_E^m(\mu_{en}(E)/\rho)_{det} dE} \quad (88)$$

Ainsi, dans le cas d'une cavité large la D_m peut être déterminée selon

$$D_m = D_{det} \overline{(\mu_{en}/\rho)}_{m,det} \quad (89)$$

I.10.2 Théorie de la cavité de Bragg-Gray

La théorie de cavité de Bragg-Gray (BG) était la première à être développée pour donner la relation entre D_{det} et D_m [Gray 1936]. Deux conditions doivent être satisfaites pour pouvoir l'appliquer :

- 1) La cavité doit être petite comparée aux parcours des particules chargées de sorte que la fluence différentielle en énergie des particules chargées traversant la cavité ne soit pas perturbée (i.e. $\Phi_E^{det} \approx \Phi_E^m$).
- 2) La dose absorbée dans la cavité est déposée uniquement par les particules chargées qui la traversent (i.e. les interactions de photons dans la cavité sont négligeables et ainsi ignorées).

La première condition est seulement valide dans le cas où il y a le TCPE. La deuxième condition implique que toutes les particules déposant de l'énergie dans la cavité sont produites en dehors de la cavité et traversent la cavité complètement. Il n'y a pas d'électrons produits ou arrêtés dans la cavité.

Sous ces conditions, la relation entre D_m et D_{det} selon la théorie de BG est définie par :

$$D_m = D_{det} \frac{\int_0^{E_{max}} \Phi_E^{m,prim} (S_{el}(E)/\rho)_m dE}{\int_0^{E_{max}} \Phi_E^{m,prim} (S_{el}(E)/\rho)_{det} dE} \quad (90)$$

et

$$f_Q = \frac{D_m}{D_{det}} = s_{m,det}^{BG} = \frac{\int_0^{E_{max}} \Phi_E^{m,prim} (S_{el}(E)/\rho)_m dE}{\int_0^{E_{max}} \Phi_E^{m,prim} (S_{el}(E)/\rho)_{det} dE} \quad (91)$$

où $\Phi_E^{m,prim}$ est la fluence des électrons primaires différentielle en énergie et $s_{m,det}^{BG}$ représente le rapport des pouvoirs d'arrêt massique moyen de BG déterminé à partir du spectre des électrons primaires.

I.10.3 Théorie de la cavité de Spencer-Attix

La théorie de BG ne prend pas en compte les électrons secondaires générés par les collisions entre les électrons dans la cavité. Ces électrons produits dans la cavité peuvent avoir une énergie suffisante pour s'échapper de la cavité et déposer une partie de leur énergie à l'extérieur. L'énergie déposée dans la cavité sera ainsi moins importante et convertir la D_{det} à la D_m selon la théorie de BG peut conduire à une surestimation de la D_m .

La théorie de cavité de Spencer-Attix (SA), prend en compte la création des électrons secondaires qui peuvent produire des ionisations à leur tour [Spencer and Attix 1955]. En se basant sur une énergie seuil Δ définie par l'utilisateur (cf. I.9.3), la théorie de SA sépare les électrons en deux parties. Il est considéré que les électrons secondaires avec une énergie inférieure à Δ déposent leur énergie localement et ceux d'énergie plus grande que Δ font partie du spectre d'électrons. La D_m est alors calculée selon :

$$D_m = D_{det} \frac{\int_{\Delta}^{E_{max}} \Phi_E^{m,tot} (L_{\Delta}(E)/\rho)_m dE + \Phi(\Delta)_E^{m,tot} (S_{el}(E)/\rho)_m \Delta}{\int_{\Delta}^{E_{max}} \Phi_E^{m,tot} (L_{\Delta}(E)/\rho)_{det} dE + \Phi(\Delta)_E^{m,tot} (S_{el}(E)/\rho)_{det} \Delta} \quad (92)$$

Et

$$f_Q = s_{m,det}^{SA} = \frac{\int_{\Delta}^{E_{max}} \Phi_E^{m,tot} (L_{\Delta}(E)/\rho)_{med} dE + TE_m}{\int_{\Delta}^{E_{max}} \Phi_E^{m,tot} (L_{\Delta}(E)/\rho)_{det} dE + TE_{det}} \quad (93)$$

où $\Phi_E^{m,tot}$ est la fluence électronique totale différentielle en énergie et $s_{m,det}^{SA}$ représente le rapport du pouvoir d'arrêt de Spencer Attix moyenné sur le spectre des électrons totale. L'énergie seuil Δ est définie comme l'énergie minimale suffisante pour qu'un électron traverse la cavité et dépend ainsi de la taille de la cavité.

Le terme $\Phi(\Delta)_E^{m,tot} (S_{el}(E)/\rho)_m \Delta$ est le terme TE introduit dans l'Equation (78) et contribue en général entre 5% et 10% de la dose absorbée totale [Nahum 1978].

I.10.4 Théorie de la cavité de Burlin

Les théories développées dans les parties précédentes concernent les cavités considérées grandes (cf. I.10.1) ou petites (cf. I.10.2 et I.10.3). Burlin [Burlin 1966] a étendu les deux théories pour les cavités considérées de taille intermédiaires en introduisant une technique de pondération aux facteurs $s_{m,det}^{SA}$ et $(\overline{\mu_{en}/\rho})_{m,det}$ selon :

$$\frac{D_{det}}{D_m} = ds_{m,det}^{SA} + (1 - d)(\overline{\mu_{en}/\rho})_{m,det} \quad (94)$$

où d est le facteur de pondération qui varie entre zéro pour une grande cavité ($d=0$) et l'unité pour une petite cavité ($d=1$). Burlin a exprimé la valeur de d comme la valeur moyenne du rapport entre la fluence électronique dans le milieu et la fluence initiale d'équilibre dans le milieu :

$$d \equiv \frac{\overline{\Phi_m}}{\Phi_m^{eq}} = \frac{\int_0^L \Phi_m^{eq} e^{-\beta x} dx}{\int_0^L \Phi_m^{eq} dx} = \frac{1 - e^{-\beta L}}{\beta L} \quad (95)$$

où x est la distance en cm d'un point situé dans la cavité convexe jusqu'à ses parois le long de la corde moyenne de longueur $L = 4V/S$ avec V le volume et S la surface de la cavité, respectivement.

Chapitre II.

Modélisation et validation du collimateur multi-lames HD120 du TrueBeam STx

II.1 Introduction

Les collimateurs multi-lames (MLC) ont à la base été développés pour adapter la forme du faisceau à la projection du volume depuis la source. Leur utilisation s'est intensifiée avec l'apparition de nouvelles techniques de traitement telles que l'arthérapie dynamique (DCA), la radiothérapie conformationnelle par modulation d'intensité (RCMI) et l'arthérapie modulée volumétrique (VMAT). La radiothérapie stéréotaxique utilise en général ces différentes techniques pour traiter des tumeurs intracrâniennes, pulmonaires et vertébrales de petites dimensions. L'utilisation de cônes ou de MLC présentant des lames de petite largeur est privilégiée.

Ce chapitre est alors destiné à la simulation numérique du collimateur multi-lames haute définition HD120 de l'accélérateur linéaire TrueBeam STx de VARIAN de l'Institut Universitaire du Cancer de Toulouse (IUCT). La validation du modèle du MLC a été menée par comparaison des simulations Monte-Carlo aux mesures expérimentales pour des champs statiques à géométries simples et complexes. Ces configurations ont été également comparées aux calculs des algorithmes AAA et AXB du TPS Eclipse.

II.2 Matériels et méthodes

II.2.1 Modélisation du MLC HD120

II.2.1.1 Les espaces de phases de Varian

Des fichiers d'espaces de phases (PhSp) pré-calculés au-dessus des mâchoires sont mis à disposition sur le site de la société VARIAN® (Palo Alto, CA) pour les énergies 6 MV et 10 MV en mode WFF et FFF [Constantin et al. 2011]. Nous avons choisi de les récupérer pour éviter la modélisation des géométries situées en amont des mâchoires. Ces fichiers PhSPs sont utilisés comme source de particules dans les simulations et sont situés à une

distance de 26.7 cm de la source (cf. Figure II-1).

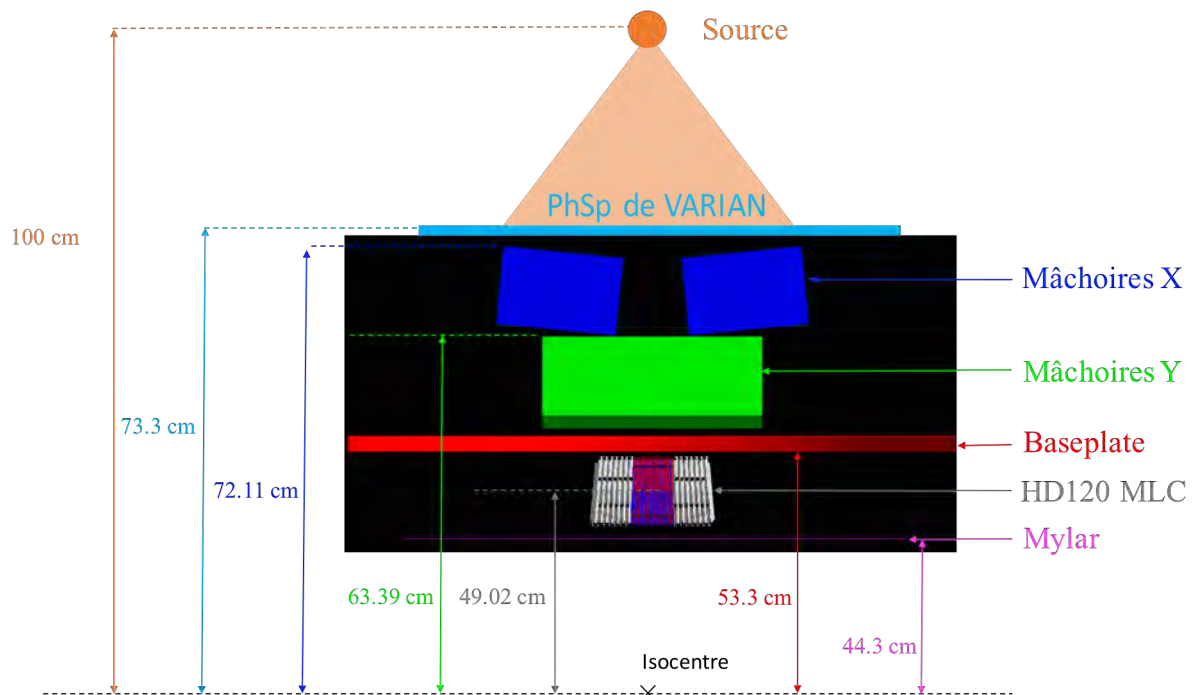


Figure II-1: Représentation schématique de la position des fichiers d'espaces des phase fournis par VARIAN ainsi que les composantes géométriques modélisées avec les distances par rapport à l'isocentre.

Un fichier PhSp contient les caractéristiques des particules traversant un plan donné (cf. Tableau II-1) tel que le type (photon, électron, positon), l'énergie, position (x, y, z), les directions (u, v) et le poids statistique (W). La troisième direction w peut être obtenue selon $\sqrt{1 - u^2 - v^2}$ [Sempau et al. 2001]. L'Agence Internationale à l'Energie Atomique (IAEA) a proposé un format standard des données sauvegardées dans un fichier PhSp pour des raisons de cohérence. Un PhSp est constitué de deux fichiers avec les extensions «. IAEAheader » et «. IAEaphsp ».

Les fichiers PhSps des énergies du TrueBeam ont été générés par Constantin et al [Constantin et al. 2011] en utilisant le code Geant4 et ils ont validé les fichiers PhSPs pour l'énergie 6WFF. Les fichiers PhSps des énergies 6FFF et 10FFF ont été validés par Gete *et al* [Gete et al. 2013] et Teke *et al* [Teke et al. 2015] par comparaison avec des mesures, respectivement.

Tableau II-1 : Données du contenu des fichiers d'espaces des phases au format IAEA.

Variable		Type
Type	Photon, Electron, Positon, Proton et Neutron	Entier
E	Energie	Réel
x	Position	Réel
y	Position	Réel
z	Position	Réel
u	Direction	Réel
v	Direction	Réel
W	Poids statistique	Entier

Les géométries des mâchoires X et Y, du « baseplate » ainsi que du mylar illustrées dans la Figure II-1 ont été modélisées et validées dans une étude précédente réalisée par Beilla et al. [Beilla et al. 2017] avec la version 7.2 de GATE.

II.2.1.2 Géométrie du MLC

Une description détaillée du MLC en termes de géométrie, dimension, compositions et densité des matériaux a été fournie par le constructeur. Le MLC HD120 est constitué de 60 paires de lames : 32 lames centrales (« Quarter leaves ») faisant 2.5 mm à l'isocentre, 26 lames externes (« Half leaves ») faisant 5 mm à l'isocentre et 2 lames plus externes (« Outboard leaves ») faisant 7 mm à l'isocentre. Les différentes géométries des lames modélisées sont représentées dans la Figure II-2. La plus grande taille du champs MLC définie perpendiculairement au mouvement des lames est de 22 cm à 100 cm de la source des rayons X. Le matériau constituant les lames est un alliage de tungstène avec une densité de 18 g/cm³.

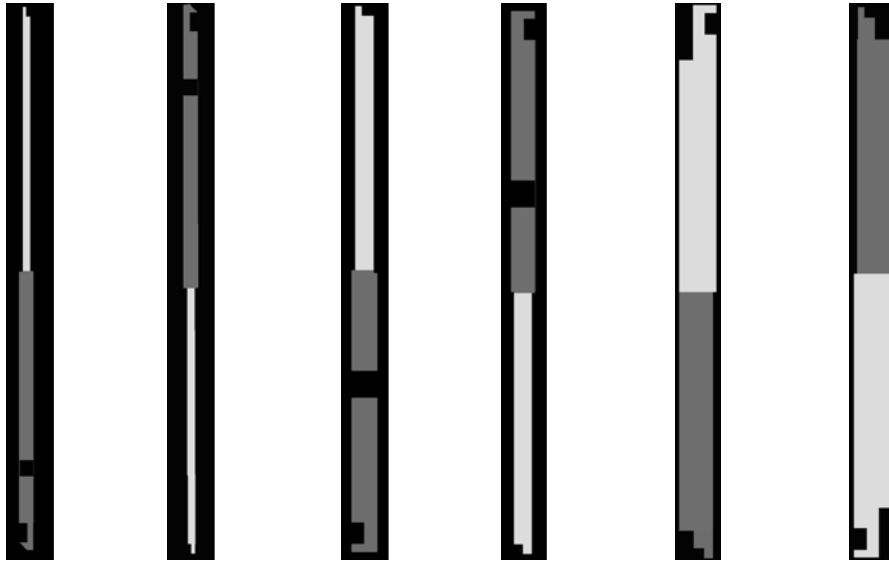


Figure II-2: Géométrie des six types de lames du MLC HD120.

La modélisation du MLC doit être réalisée en prenant en compte l'extrémité convexe de la lame ainsi que la forme en tenon-mortaise (« Tongue and groove ») pour réduire la transmission entre les lames [Benhalouche et al. 2013; Fix et al. 2011]. Une modélisation détaillée du système MLC a été ainsi réalisée dans notre étude. Les variations des espaces inter-lames, l'épaisseur de chaque partie des lames, l'extrémité convexe ainsi que la forme en tenon-mortaise ont été prises en comptes. Les six types de lames présentés dans la Figure II-2 ont été modélisés dans GATE et ensuite répliquées pour définir les deux blocs symétriques du MLC.

La Figure II-3a représente la subdivision de chaque lame en plusieurs zones géométriques définies par des structures en coins, cylindriques et rectangulaires. Certaines parties (représentées en rouge dans la Figure II-3b) ont été définies de manière approximative par manque d'informations fournies par le constructeur.

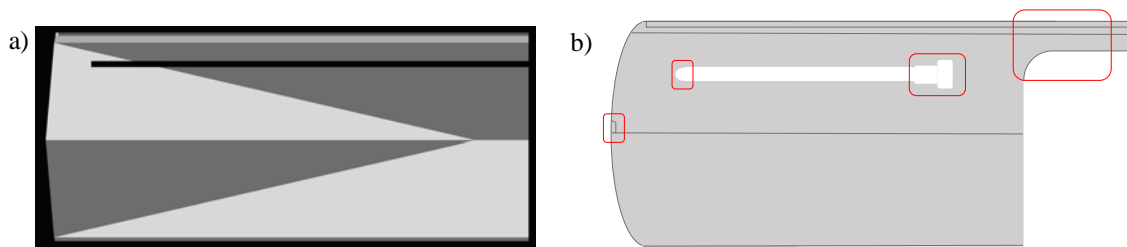


Figure II-3: La Figure (a) montre la subdivision d'une lame en plusieurs formes géométriques pour reproduire la forme approximative d'une lame du MLC HD120. La Figure (b) représente un diagramme schématisé d'une lame et les formes entourées en rouge sont les parties qui ont été approximées pendant la modélisation des lames.

Comme les extrémités du MLC ont une forme convexe, on ne peut pas directement

appliquer un simple rapport pour convertir les positions des lames au niveau du MLC au champ projeté à l'isocentre. Une formule présentée par Jiang et al. [Jiang et al. 2001] qui inclus la prise en compte de l'effet de la partie convexe du MLC a été utilisée pour calculer les positions des lames. Pour une taille de champ donnée à l'isocentre, la position X_c des lames est calculée selon

$$X_c = \frac{X}{DSA} (DSC + R \sin(\theta)) - R(1 - \cos(\theta)) \quad (96)$$

où DSC est la distance de la source au collimateur, DSA est la distance de la source à la position où la taille de champ X est définie, R est le rayon de la partie convexe du MLC et $\theta = \tan^{-1}(X/DSA)$ est l'angle que fait le bout de la lame avec la source.

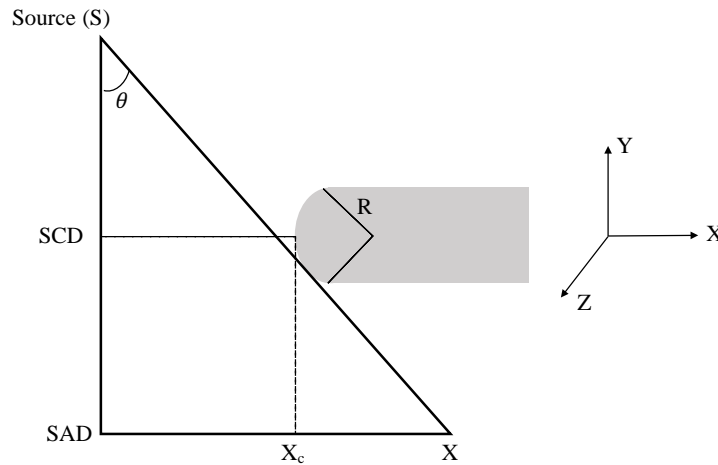


Figure II-4: Diagramme illustrant les paramètres utilisés pour calculer la position de chaque lame selon l'équation (96).

Le mouvement des lames est parallèle aux mâchoires X. Un code a été développé en langage C pour pouvoir placer les positions des lames de manière automatique. Le code lit en entrée un fichier texte (.txt) contenant toutes les positions des lames exportées du TPS Eclipse suivant la direction X. La Figure II-5 représente une configuration MLC donnant une taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à DSA.

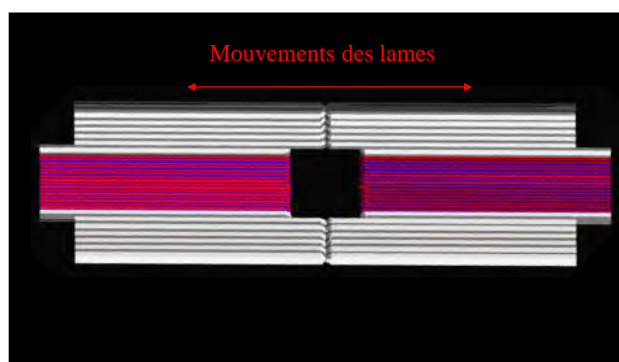


Figure II-5: Configuration du MLC pour une taille de champ de 10×10 cm² à DSA.

Afin de respecter la divergence du faisceau sans modifier sa position centrale, une rotation est appliquée pour chaque lame autour de l'axe X. Un gap d'air est considéré entre deux lames pour éviter les chevauchements et permet aux lames de bouger librement. Une commande dans GATE est utilisée pour vérifier qu'il n'y a aucun chevauchement entre toutes les géométries modélisées. La Figure II-6 représente l'implémentation de la géométrie finale d'un bloc des lames du MLC et de toutes les parties incluses dans la tête de l'accélérateur en dessous du filtre égalisateur. La plateforme QT a été utilisée pour visualiser toutes les géométries.

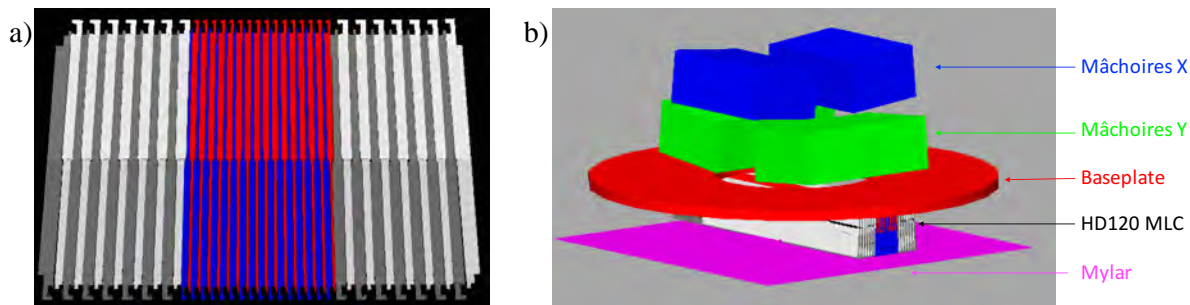


Figure II-6: a) Géométries d'un bloc des lames du MLC et b) de la tête de l'accélérateur implémentées dans GATE.

Après avoir réalisé la modélisation complète, des fichiers PhSps secondaires ont été générés entre le fantôme et le MLC à 42 cm de l'isocentre afin d'optimiser en temps de calcul (cf. Figure II-7). Cette étape permet de réduire le temps de simulation car une grande partie des particules est arrêtée par les mâchoires et le MLC. Ainsi, seules les particules qui atteignent le plan des fichiers PhSps secondaires sont utilisées comme données d'entrées pour chaque configuration. Plus la taille de champ diminue, moins de particules vont atteindre le niveau des fichiers PhSps secondaires et le temps du calcul diminue significativement.

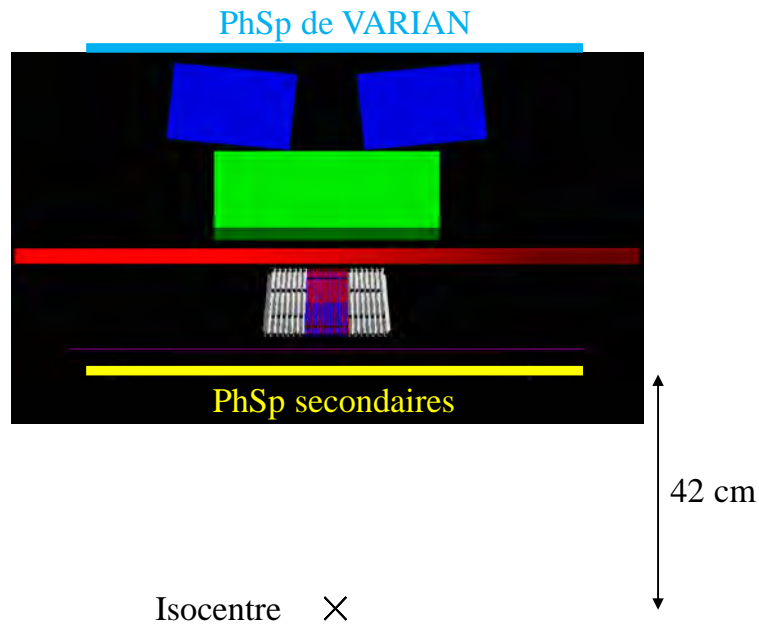


Figure II-7: Position des fichiers PhSp secondaires des champs étudiés.

II.2.2 Validation de la modélisation du MLC

Afin de valider la modélisation du MLC, une série de mesures expérimentales avec des champs MLC à géométries simples et complexes a été effectuée sur le Truebeam STx pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF. Le TrueBeam STx est étalonné pour délivrer 1 cGy/UM à une DSP 95 cm et à 5 cm de profondeur pour une taille de champ 10×10 cm² définie par les mâchoires. Les valeurs mesurées du TPR_{20,10}(10), définissant la qualité du faisceau sont respectivement 0.667, 0.631 et 0.706 pour les faisceaux 6WFF, 6FFF et 10FFF. Des comparaisons entre GATE et les algorithmes AAA et AXB ont été aussi effectuées. Etant donné que les calculs ont été réalisés dans l'eau, les deux reports de dose D_m et D_w , sont strictement égaux.

II.2.2.1 Caractéristiques et choix des détecteurs utilisés

Les caractéristiques principales des détecteurs utilisés dans cette partie sont résumées dans le Tableau II-2. Le détecteur microdiamant T60019 est composé d'un diamant synthétique et a été récemment commercialisé par la société PTW (Freiburg, Allemagne) (cf. I.4.5iii). Le volume sensible de ce détecteur est constitué d'une couche de cristal avec une épaisseur de 1 µm et un diamètre de 2.2 mm.

L'orientation de l'axe du détecteur par rapport à l'axe central du faisceau a un impact sur les mesures de profils et des $OR_{det,exp}^{f_{clin},f_{msr}}$. En général, le détecteur doit être placé de telle sorte que la dimension la plus petite de son volume sensible soit perpendiculaire à l'axe du faisceau. Cependant, cette condition n'est pas toujours possible due à l'effet de manche ou à une asymétrie de construction rendant la réponse du détecteur anisotrope.

Selon les recommandations du protocole IAEA TRS-483 [Palmans et al. 2017], le détecteur microdiamant T60019 doit être placé parallèlement au faisceau pendant les mesures avec une polarisation nulle (0 V). Bien que la diode E modèle T60017 fût disponible pour les mesures, notre choix s'est porté sur le détecteur microdiamant pour la raison suivante. La contribution des photons de basse énergie devient problématique dans le cas des diodes comme le coefficient d'absorption massique du silicium est beaucoup plus élevé que celui de l'eau. Cet effet devient pertinent dans le cas des mesures des PDDs où l'influence des photons de basse énergie augmente avec la profondeur et les mesures par les diodes sont surestimées en profondeur [Palmans et al. 2017; Underwood et al. 2015].

Pour les mesures des profils et des $\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ des petits champs, les films radiochromiques EBT3 sont considérés comme détecteurs de référence [Moignier, Huet, Barraux, et al. 2014; Palmans et al. 2017]. Cela est dû à leur haute résolution spatiale, leur résistance à l'eau, une faible dépendance d'énergie et une quasi-équivalence tissu (cf. I.4.5iv).

Tableau II-2 : Caractéristiques des détecteurs utilisés pour la validation du modèle du MLC HD120.

Modèles	Matériau	Volume sensible					Orientation
		Densité [g.cm ³]	I (eV)	Z _{eff}	Diamètre ou coté [mm]	Epaisseur [mm]	
microdiamant T60019	Carbone	3.52	81	6	2.2	0.001	Parallèle
Film EBT3	Composante active + marqueur colorant	1.2	29.6	7.26	-	0.03	Perpendiculaire

II.2.2.2 Protocole des mesures par films radiochromiques EBT3

i. Fantôme utilisé

Les mesures par films EBT3 ont été effectuées dans un fantôme de plaques RW3 équivalent eau. Le RW3 a une densité massique de $1,045 \text{ g/cm}^3$ et se compose de polystyrène blanc avec 2 % de TiO_2 . Les dimensions latérales de chaque plaque sont de $30 \times 30 \text{ cm}^2$ avec des épaisseurs qui peuvent être de 2mm, 5mm et 1 cm, permettant de former un fantôme de différentes épaisseurs.

ii. Etalonnage des films

La relation entre la densité optique et la dose absorbée est reliée par la courbe d'étalonnage. Celle-ci a été réalisée avec 9 pièces de films de dimension $5 \times 20.32 \text{ cm}^2$ (cf. Figure II-8) pour une gamme de dose absorbée allant de 0 à environ 12 Gy avec un champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ défini par les mâchoires. Les films ont été positionnés à DSA sous 5 cm de plaques RW3. Une épaisseur de 10 cm de plaques a été placée au-dessous des films pour prendre en compte la rétrodiffusion. Les films ont été marqués pour assurer la bonne orientation durant toutes les acquisitions.

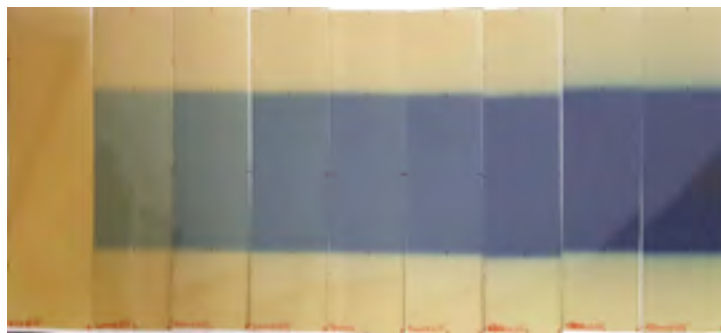


Figure II-8: Gamme des films irradiés pour réaliser la courbe d'étalonnage.

Pour assurer la stabilité de tous les canaux, les films ont été scannés 24 à 48h après irradiation par le scanner EPSON Expression 10000XL. Une résolution de 72 dpi a été utilisée pour les champs standards et une résolution de 150 dpi dans le cas des petits champs. Toutes les images ont été sauvegardées avec le format « tiff » pour l'analyse. Le logiciel FilmQA Pro™ 2014 (Ashland Inc, Covington, Etats Unis) a été ensuite utilisé pour générer la courbe d'étalonnage en utilisant la fonction d'ajustement recommandée par les fabricants [Lewis et al. 2012] et définie selon :

$$d_x(D) = a + b/(D - c) \quad (97)$$

où $d_x(D)$ est la densité optique du film dans le canal x du scanner à la dose D , et a , b et c sont les paramètres à ajuster dans l'équation. Cette fonction présente plusieurs avantages :

- Elle est simple à inverser et ainsi déterminer la densité optique en fonction de la dose absorbée ou de la dose absorbée en fonction de la densité optique.
- Elle a un comportement logique par rapport à la réalité physique de sorte que la densité optique du film augmente avec la croissance de l'exposition mais s'approche d'une valeur presque constante à une exposition élevée.
- Puisque cette fonction a le comportement rationnel décrit, il faut moins de points d'étalonnage ce qui permet de gagner du temps et de limiter la consommation de films.

Un facteur de conversion ($k_{Q_{msr}}^{w,plastic}$) a été déterminé à partir des rapports de mesures d'une chambre d'ionisation placée dans les conditions de référence dans l'eau et dans les plaques RW3 selon les recommandations de l'IAEA TRS-483 [Palmans et al. 2017]. Ce facteur a été appliqué à la courbe de calibration afin de permettre de remonter à partir des mesures dans les plaques de RW3 à une dose absorbée dans l'eau. La Figure II-9 représente les courbes d'étalonnage des trois canaux (rouge, vert et bleu) établies selon la procédure décrite précédemment.

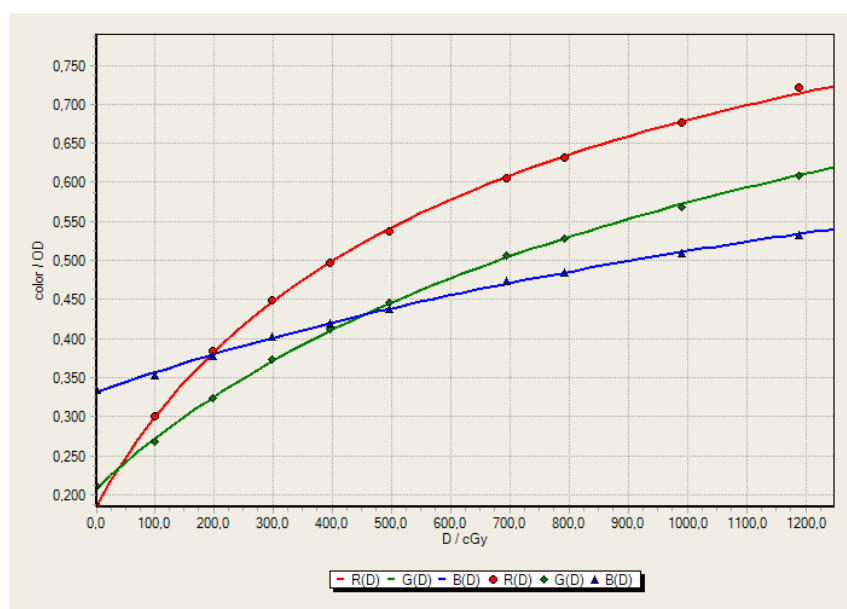


Figure II-9 : Courbes d'étalonnage multicanaux.

iii. Analyse des distributions de dose absorbée

Les cartes de doses absorbées ont été générées avec le logiciel FilmQA Pro™ à partir des images scannées sous format d'image TIFF 48 bits (16 bit par canal). Les distributions de doses absorbées ont été ensuite analysées avec le logiciel FilmQA Pro en utilisant le canal rouge ou par le logiciel Verisoft (PTW-Freiburg Version 7.0, Allemagne) en utilisant les trois canaux RGB.

II.2.2.3 Cas des champs à géométries simples

Pour analyser les performances du modèle MLC, des mesures des PDDs, profils et $OR_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ dans l'eau pour des champs MLC statiques allant de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ jusqu'à $16 \times 16 \text{ cm}^2$ ont été effectuées et comparées aux simulations. Les positions des mâchoires X et Y ont été définies relativement à la taille du champ MLC et sont indiquées dans le Tableau II-3. Pour éviter le problème de fuite entre les deux blocs de lames, les positions des lames ont été décalées du centre (cf. Figure II-10).

Les mesures avec le détecteur microdiamant ont été effectuées dans une cuve à eau PTW MP3 (cf. Figure II-11) équipée d'un système de positionnement TRUFIX® qui permet d'aider au positionnement du détecteur. Le détecteur a été connecté à un électromètre PTW UNIDOS et le centrage a été réalisé en effectuant des mesures de profils de dose absorbée dans les deux directions à la profondeur de mesure. La position centrale du champ a été choisie à partir du signal maximal mesuré pour chaque taille de champ étudiée.

Tableau II-3: Positions des mâchoires X et Y relativement aux tailles de champs MLC.

Tailles nominales des mâchoires X et Y [cm ²]	3×3	5×5	10×10	20×20
Tailles nominales de champs MLC[cm ²]	0.5×0.5			
	1×1	2.5×2.5	5×5	10×10
	1.5×1.5	3×3	8×8	16×16
	2×2			

Le fantôme d'eau a été positionné à une DSP de 95 cm. Les mesures des profils et la détermination des $OR_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ ont été réalisées à 5 cm de profondeur. Pour les champs inférieurs ou égaux à $3 \times 3 \text{ cm}^2$, les mesures de profils et la détermination des $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$

ont été également réalisées avec les films radiochromiques EBT3. Les régions d'intérêt (ROI) utilisées pour la détermination des $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ à partir des mesures par film sont illustrées dans le Tableau II-4. .Pour la détermination des $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ Tous les films ont été marqués pour s'assurer de leur orientation commune et de leur centrage. Pour chaque taille de champ, trois films ont été irradiés consécutivement avec 500 UMs pendant chaque séance de mesures.

Tableau II-4: ROI utilisées pour la détermination des $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ à partir des mesures par films EBT3.

Détecteur	Tailles nominales du champs [cm ²]	MLC 0.5×0.5 à 3×3	Ref 10×10
Films EBT3	ROI x×y [mm ²]	~1×1	~5×5

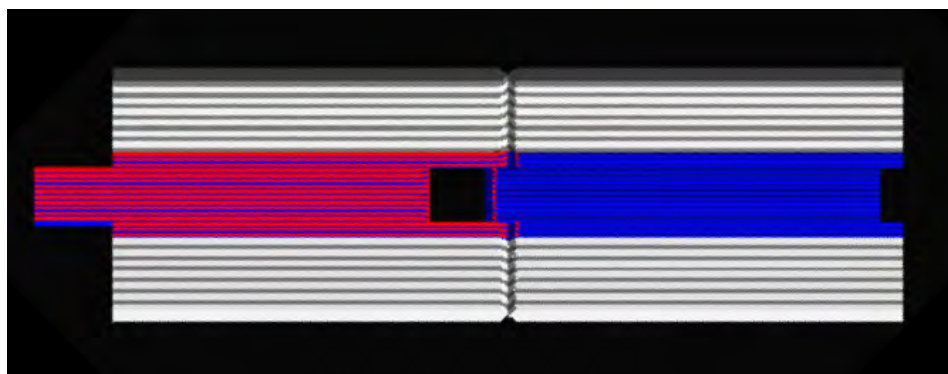


Figure II-10: Configuration MLC avec les lames décalées pour éviter les fuites entre les deux blocs des lames.

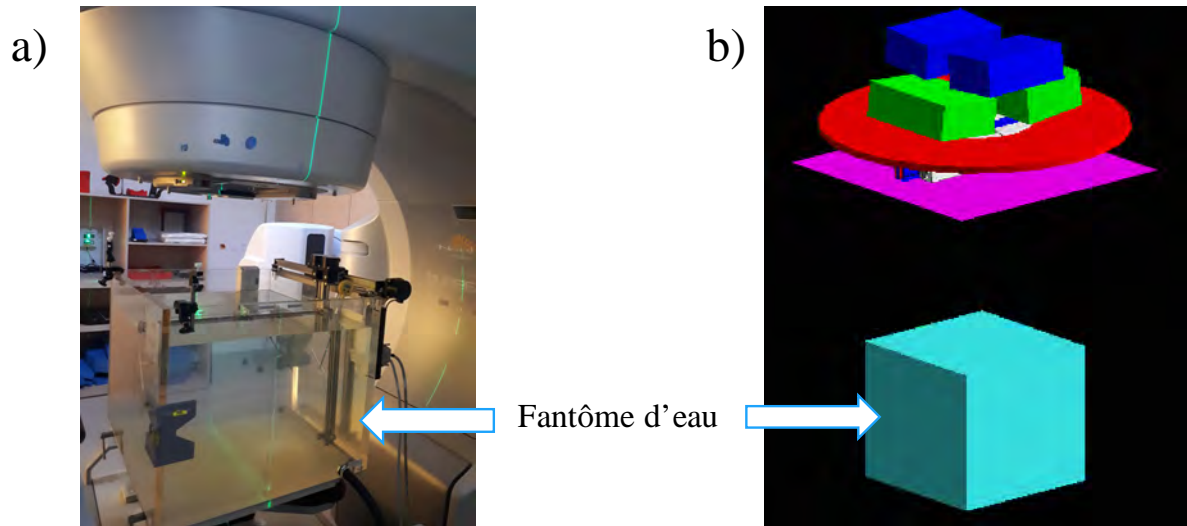


Figure II-11: a) Cuve à eau modèle MP3 (PTW, Freiburg, Germany) utilisée pour les mesures et b) celle modélisée avec GATE.

Le Tableau II-5 illustre les tailles de voxels utilisées pour les calculs GATE, AAA et AXB.

Tableau II-5: Tailles des voxels utilisés pour les calculs GATE, AAA et AXB (cas des champs simples).

		Tailles nominales du champs MLC [cm ²]	0.5×0.5 à 3×3	5×5 à 10×10	16×16
PDD + Profils	Tailles des voxels x×y×z [mm ³]	GATE	1×1×1	2.5×2.5×1.25	2.5×2.5×2.5
		AAA et AXB	1×1×1	1.25×1.25×1.25	1.25×1.25×1.25
$\Omega_{Q_{clin}Q_{msr}}^{f_{clin}f_{msr}}$	Volume de calcul x×y×z [mm ³]	GATE	0.5×0.5×0.5	2.5×2.5×1.25	2.5×2.5×2.5
		AAA et AXB	1×1×1	1.25×1.25×1.25	1.25×1.25×1.25

Le récapitulatif des mesures réalisées avec les détecteurs associés est consigné dans le Tableau II-6.

Tableau II-6 :Récapitulatif des mesures effectuées avec les détecteurs associés

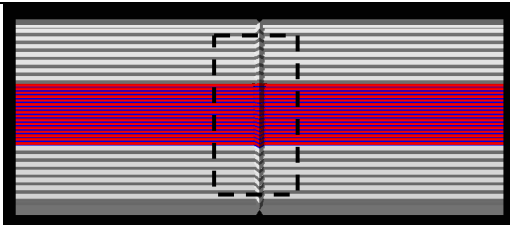
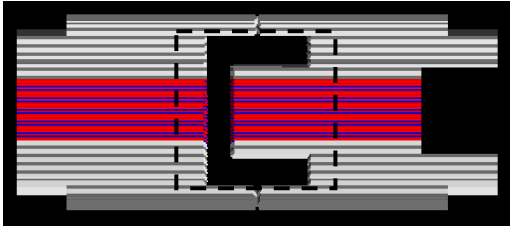
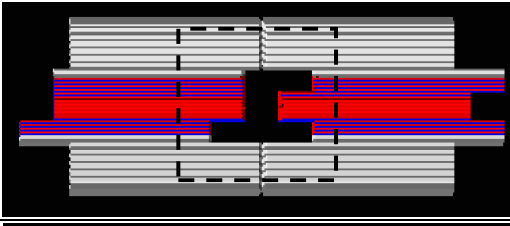
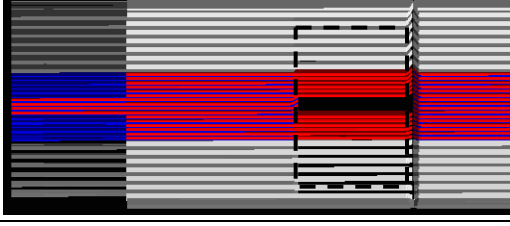
Détecteurs	Types de mesures		
	PDD	Profil	$OR_{Q_{clin}Q_{msr}}^{f_{clin}f_{msr}}$
Microdiamant T60019	X	X	X
Films EBT3		X	X

II.2.2.4 Cas des champs à géométries complexes

Des configurations de champs MLC complexes de formes irrégulières ont été réalisées et sont présentées dans le Tableau II-7. Pour toutes les géométries complexes, les films ont été irradiés avec 700 UMs à une DSP de 95 cm et à 5 cm de profondeur.

Le premier test (cf. Tableau II-7-a) a consisté à évaluer la fuite entre les deux blocs du MLC. Le modèle a été ensuite évalué pour deux autres champs avec la forme de la lettre « C » et d'une chaise comme représenté dans les configurations (b) et (c) du Tableau II-7, respectivement. La configuration (e) du Tableau II-7 a été réalisée pour évaluer la modélisation de la forme en tenon-mortaise du MLC qui limite les fuites inter-lames des rayonnements [Van Esch et al. 2011]. Dans ce cas, une lame sur deux est ouverte et les lames centrales sont complètement rétractées.

Tableau II-7: Représentation schématique des formes de MLC et des paramètres de différentes configurations employées pour la validation du MLC. Les pointillés représentent les positions des mâchoires X et Y.

Configuration	MLC et mâchoires	Paramètres
(a)		X=10 cm Y=20 cm Rotation du collimateur=0° Taille du voxel=1.25×1.25×2.5 mm ³
(b)		X=20 cm Y=20 cm Rotation du collimateur=0° Taille du voxel=2.5×2.5×2.5 mm ³
(c)		X=20 cm Y=20 cm Rotation du collimateur=90° Taille du voxel= 2.5×2.5×1.25 mm ³
(d)		X=14 cm Y=20 cm Rotation du collimateur=0° Taille du voxel=2.5×0.5×1.25 mm ³

II.2.2.5 Paramètres de simulations GATE

Les simulations ont été effectuées avec la plateforme GATE version 8.0 en utilisant la « physics list emlvmore » (cf. I.5.5.1iii). Les mêmes configurations établies dans les mesures expérimentales sont simulées avec l'accélérateur linéaire TrueBeam modélisé avec GATE. Le seuil de production des particules secondaires (pas de coupure) a été fixé à 1 mm dans le « world ». Dans le fantôme d'eau, le pas de coupure a été fixé à 0.08 mm (~1 keV) pour les photons et à 8 µm (~10 keV) pour les particules chargées. Les calculs ont été ensuite lancés en utilisant les PhSps secondaires créés pour chaque configuration, d'une manière parallèle sur plusieurs cœurs (entre 5 et 200) d'un cluster informatique. Les résultats sont regroupés une fois les calculs terminés. Le nombre des particules simulées à partir des PhSps secondaires étaient entre 8×10^8 et 2.5×10^{10} selon la configuration, pour avoir une incertitude statistique inférieure à 1% à 5 cm de profondeur sur l'axe central.

II.2.2.6 Configuration des algorithmes du TPS Eclipse

Nous avons utilisé les algorithmes AAA et AXB version 13.7 configurés par l'équipe de physique médicale à l'IUCT. La taille de la source était dans les deux directions X et Y de 0 mm pour le AAA et de 1 mm pour AXB. Les champs MLC simples ont été créés dans Eclipse puis calculés dans un fantôme d'eau.

II.2.3 Outils de comparaison

II.2.3.1 Distributions de dose absorbée 1D ou 2D

Une comparaison quantitative entre les calculs et les mesures de dose absorbée est essentielle pour la validation du modèle. Les quantités utilisées pour évaluer les résultats sont la différence locale en pourcentage pour les analyses en 1D et le gamma index pour les comparaisons en 2D. La différence locale en pourcentage est définie comme suit :

$$\Delta(GATE/det) = 100 \times (D_{cal}^{GATE} - D_{mes}^{det}) / D_{mes}^{det} \quad (98)$$

où D_{cal}^{GATE} est la dose absorbée calculée par GATE et D_{mes}^{det} est la dose mesurée par le détecteur.

Les calculs des algorithmes AAA et AXB ($D_{cal}^{AAA \text{ ou } AXB}$) sont aussi comparés aux calculs de GATE selon

$$\Delta(AAA \text{ ou } AXB/GATE) = 100 \times (D_{cal}^{AAA \text{ ou } AXB} - D_{cal}^{GATE}) / D_{cal}^{GATE} \quad (99)$$

La méthode de comparaison des distributions de dose absorbée par le gamma index a été développée par Low *et al* [Low et al. 1998]. Elle permet une évaluation selon un critère métrique (« distance to agreement », DTA) et de différence de dose absorbée (« absorbed dose difference ») combinés en une seule donnée par la fonction :

$$\Gamma = \sqrt{\frac{\Delta r^2}{DTA^2} + \frac{\Delta D^2}{\Delta D_M^2}} \quad (100)$$

Le minimum de la fonction Γ pour un point de mesure représente le gamma index (γ). Les points de références sont représentés par les données expérimentales et les points évalués remplissent les critères d'acceptabilité si le gamma index est inférieur à 1. Dans le cas des champs à géométries complexes, les critères gamma $\gamma(3\%/3\text{mm})$ et $\gamma(2\%/2\text{mm})$ ont été utilisés pour les comparaisons entre les mesures par films EBT3 et les calculs GATE.

Pour les profils de dose absorbée des petits champs, les champs carré équivalents (S_{clin}) définis dans l'IAEA TRS-483 par la moyenne géométrique des FWHMs dans les deux directions « inplane » (A) et « crossplane » (B) ($S_{clin} = \sqrt{A \times B}$) ont été comparées. La comparaison des champs carré équivalents a été présentée par Cranmer-Sargison et al. [Cranmer-sargison et al. 2013] pour corrélérer les différents résultats de $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ reportés par différentes études et dans différentes conditions. Les données reportées dans l'IAEA TRS-483 sont aussi référées pour le S_{clin} .

II.2.3.2 Comparaison des $OR_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ et des $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$

On rappelle que le $OR_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ est égal au rapport des lectures d'un détecteur alors que le $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ égale au rapport des doses absorbées dans l'eau. Les écarts entre les mesures expérimentales des $OR_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ par le détecteur microdiamant ($OR_{T60019, exp}^{f_{clin}, f_{msr}}$) et

les calculs des facteurs d'ouverture du collimateur par GATE ($\Omega_{w,MC}^{f_{clin},f_{msr}}$) ont été calculés selon :

$$\Delta_{GATE/T60019} = 100 \times (\Omega_{w,MC}^{f_{clin},f_{msr}} - OR_{T60019,exp}^{f_{clin},f_{msr}}) / OR_{T60019,exp}^{f_{clin},f_{msr}} \quad (101)$$

Les écarts entre les mesures expérimentales par film des facteurs d'ouverture du collimateur ($\Omega_{Film,exp}^{f_{clin},f_{msr}}$) et les $\Omega_{w,MC}^{f_{clin},f_{msr}}$ ont été calculés selon :

$$\Delta_{GATE/Film} = 100 \times (\Omega_{w,MC}^{f_{clin},f_{msr}} - \Omega_{Film,exp}^{f_{clin},f_{msr}}) / \Omega_{Film,exp}^{f_{clin},f_{msr}} \quad (102)$$

Les différences ($\Delta_{AAA \text{ ou } AXB/GATE}$) entre les facteurs d'ouverture du collimateur calculés par les algorithmes AAA et AXB ($\Omega_{w,AAA \text{ ou } AXB}^{f_{clin},f_{msr}}$) et les calculs $\Omega_{w,MC}^{f_{clin},f_{msr}}$ ont été déterminées selon :

$$\Delta_{AAA \text{ ou } AXB/GATE} = 100 \times (\Omega_{w,AAA \text{ ou } AXB}^{f_{clin},f_{msr}} - \Omega_{w,MC}^{f_{clin},f_{msr}}) / \Omega_{w,MC}^{f_{clin},f_{msr}} \quad (103)$$

II.3 Résultats et discussion

II.3.1 Comparaison des rendements en profondeur (PDD)

II.3.1.1 Cas des champs standards

Les résultats des PDDs calculés par GATE et mesurés par le détecteur microdiamant pour les tailles de champs allant de 5×5 cm² à 16×16 cm² sont illustrés dans les Figures II-12 et II-13 pour les énergies 6WFF et 6FFF, respectivement. L'incertitude statistique des calculs GATE augmente avec la profondeur mais reste inférieure 1.6% le long de l'axe central (cf. Figure II-14). La différence moyenne absolue entre les mesures et les calculs GATE au-delà du maximum de dose absorbée est entre 0.4

et 0.7% pour l'énergie 6WFF et autour de 0.9% pour l'énergie 6FFF. Un bon accord moyen (<1%) est également trouvé entre les calculs GATE et ceux des algorithmes AAA et AXB.

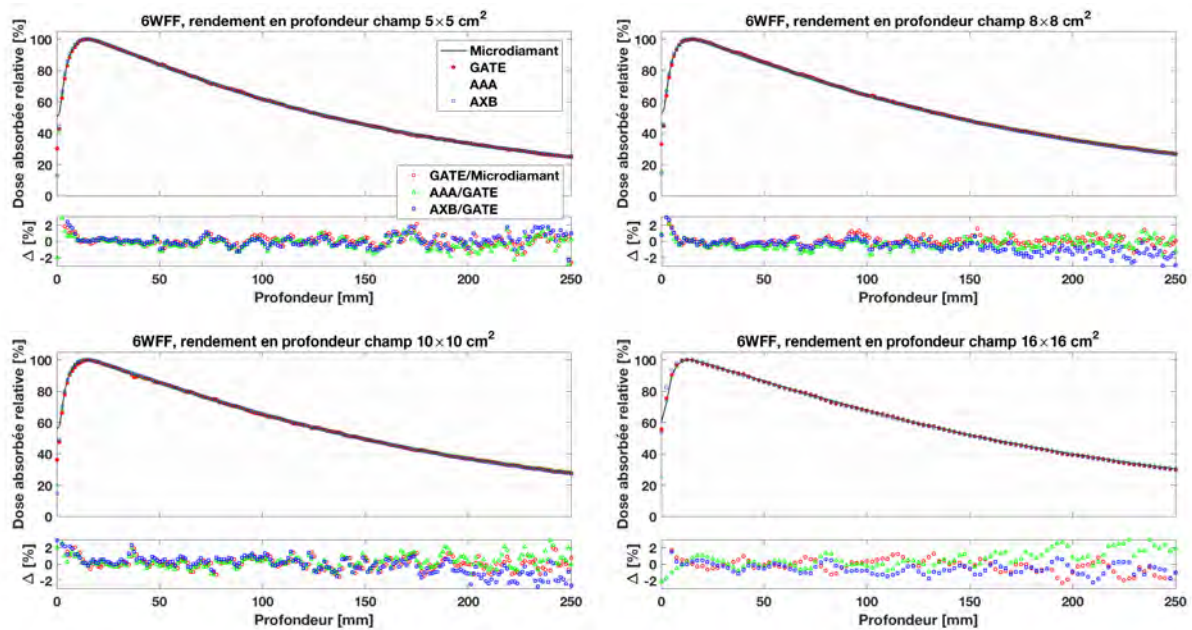


Figure II-12 : PDDs des tailles de champ allant de 5×5 cm² à 16×16 cm² mesurés par le détecteur microdiamant et calculés par GATE pour l'énergie 6WFF.

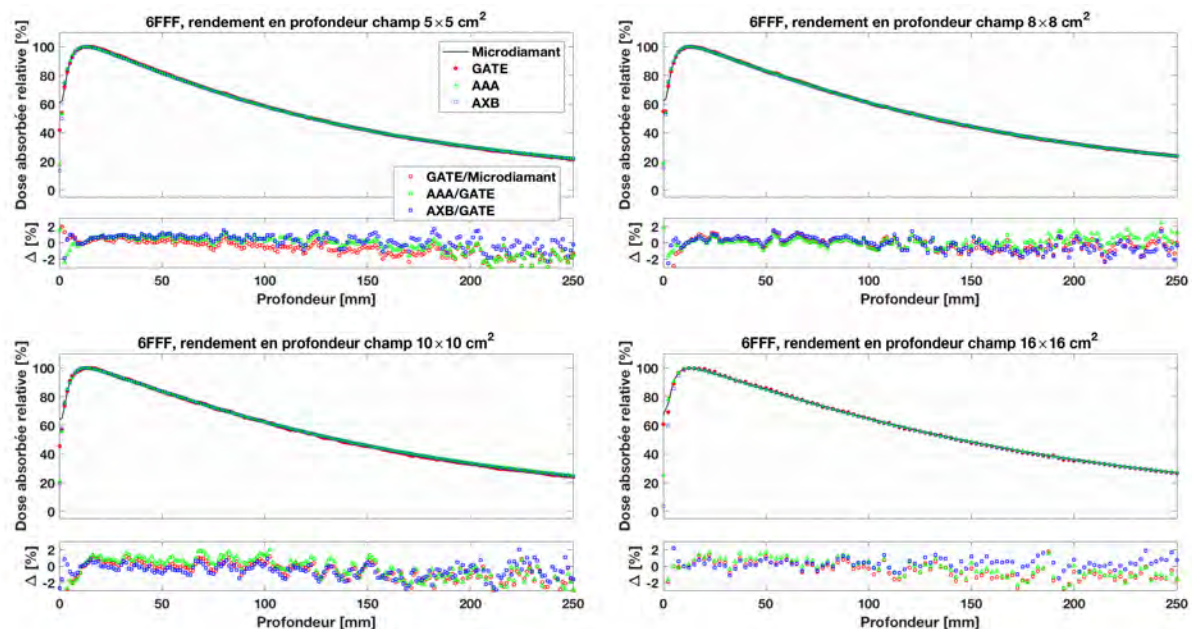


Figure II-13 : PDDs des tailles de champ allant de 5×5 cm² à 16×16 cm² mesurés par le détecteur microdiamant et calculés par GATE pour l'énergie 6FFF.

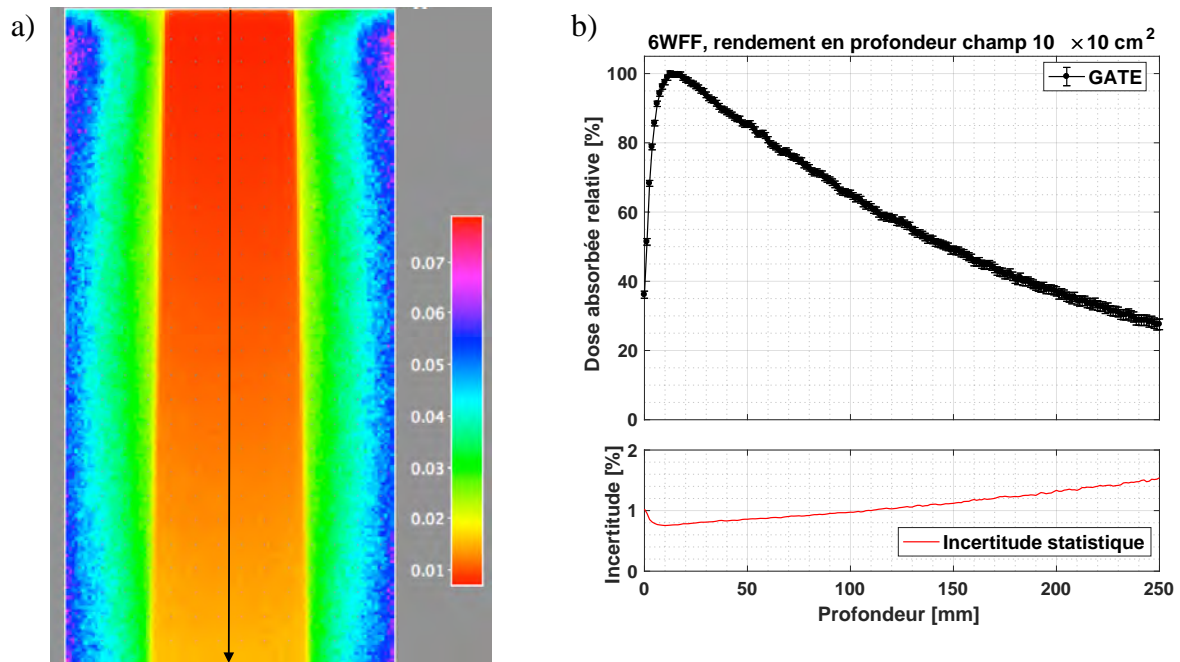


Figure II-14 : a) Incertitudes relatives 2D calculées par GATE pour une taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et une énergie 6WFF. b) PDD avec l'incertitude statistique associée en pourcentage sur l'axe central pour une taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et une énergie 6WFF.

II.3.1.2 Cas des petits champs

Dans le cas des petits champs, les écarts absolus moyens entre les mesures du détecteur microdiamant et les calculs GATE, au-delà du maximum de dose absorbée, sont inférieurs à 0.8% et 1.2% pour l'énergie 6WFF et 6FFF, respectivement. Des écarts plus importants sont observés dans le cas des comparaisons avec les algorithmes, notamment pour les tailles de champs $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ et $1 \times 1 \text{ cm}^2$.

La différence absolue entre GATE et AXB est en moyenne inférieure à 0.9% pour les champs $2 \times 2 \text{ cm}^2$ et $3 \times 3 \text{ cm}^2$ mais augmente jusqu'à une valeur moyenne maximale de 3.7% pour le champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ avec l'énergie 6WFF.

En comparant GATE au AAA, la différence moyenne absolue est entre 0.7% et 1.2% pour les champs $2 \times 2 \text{ cm}^2$ et $3 \times 3 \text{ cm}^2$ et atteint une valeur maximale de 2.5% pour le champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ avec l'énergie 6WFF. De plus, on remarque que les écarts entre AAA et GATE augmentent avec la profondeur.

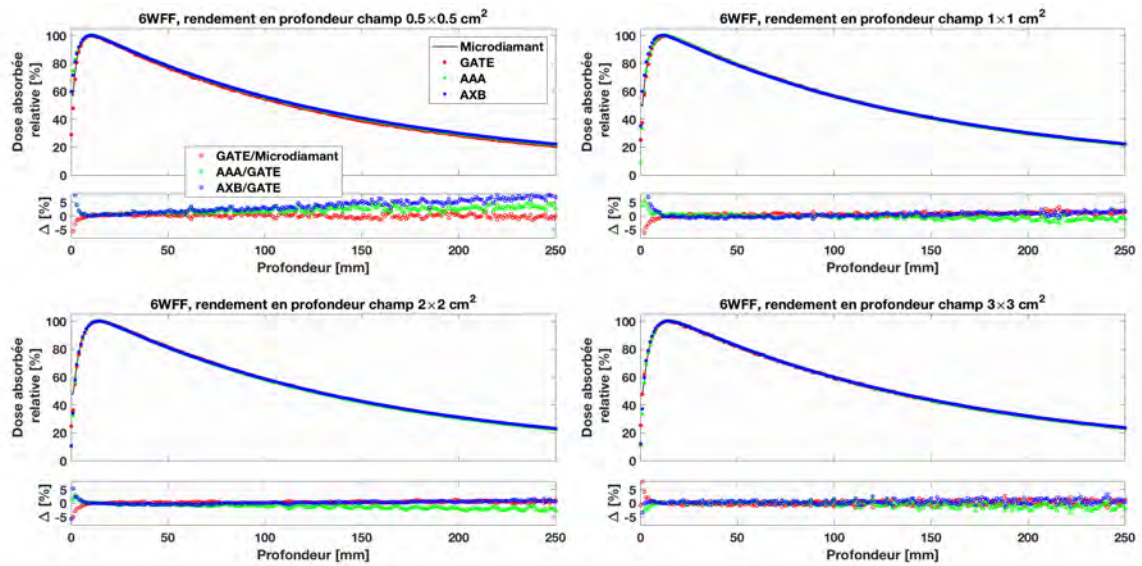


Figure II-15 : PDDs des tailles de champ MLC allant de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ à $3 \times 3 \text{ cm}^2$ mesurés par le détecteur microdiamant et calculés par GATE et les algorithmes AAA et AXB pour l'énergie 6WFF.

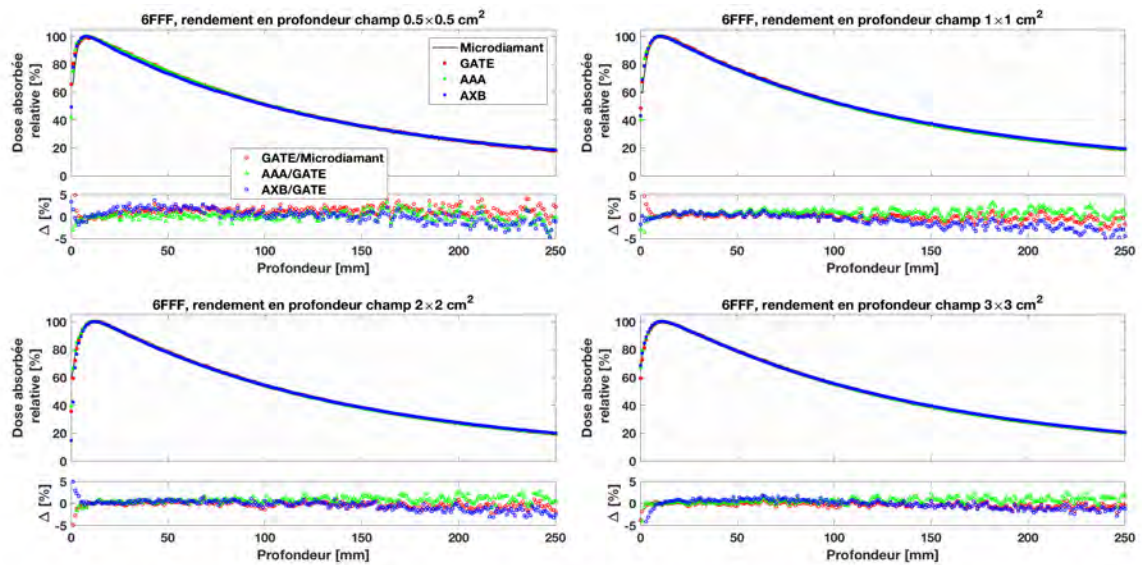


Figure II-16 : PDDs des tailles de champ MLC allant de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ à $3 \times 3 \text{ cm}^2$ mesurés par le détecteur microdiamant et calculés par GATE et les algorithmes AAA et AXB pour l'énergie 6FFF.

Il faut noter que dans le cas des comparaisons des PDDs les doses absorbées ont été normalisées au maximum et ainsi des écarts peuvent être sur ou sous-estimés à cause de la normalisation. Nous verrons que c'est en effet le cas puisque des différences ont été observées lors des comparaisons des $OR_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ et des $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ dans la partie II.3.3.

II.3.2 Comparaisons des profils

II.3.2.1 Cas des champs standards

Les Figures II-17 et II-18 comparent des profils pour les tailles de champs MLC allant $5 \times 5 \text{ cm}^2$ à $16 \times 16 \text{ cm}^2$ mesurés avec le détecteur microdiamant et calculés avec GATE, AAA et AXB pour les énergies 6WFF et 6FFF, respectivement. Les différences relatives entre GATE et les mesures par le détecteur microdiamant dans la zone centrale sont inférieures à 2%. Les écarts entre les FWHMs et les pénombres ne dépassent pas les 1 mm pour toutes les tailles de champs. Des résultats similaires ont été trouvées en comparant les mesures et GATE aux algorithmes AAA et AXB.

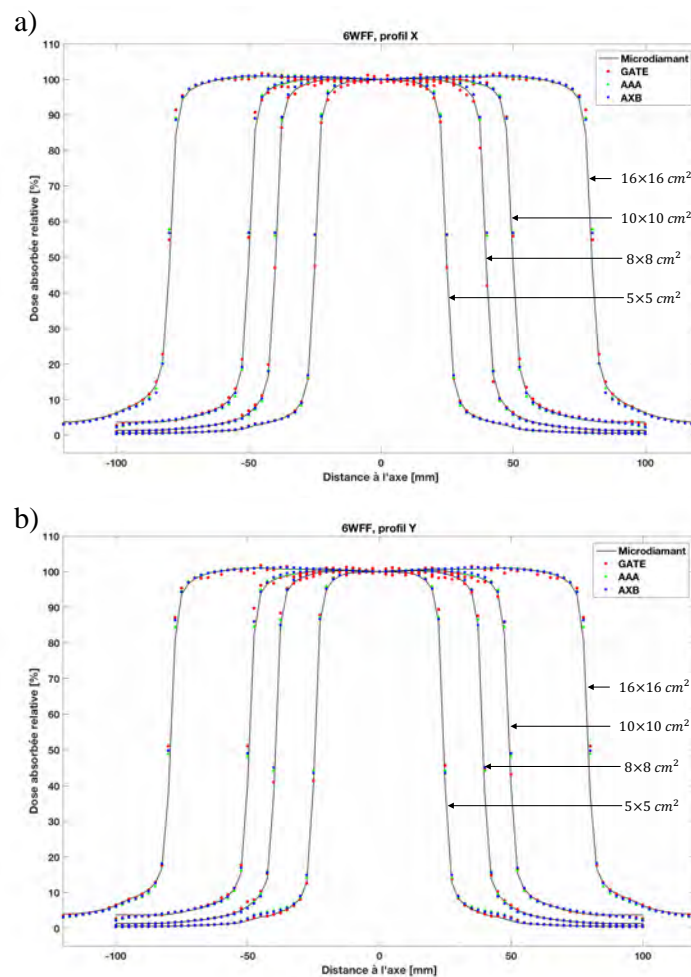


Figure II-17 : Profils de dose absorbée des mesures avec la microdiamant, des calculs GATE dans un fantôme d'eau, pour les tailles de champs de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ à $16 \times 16 \text{ cm}^2$, pour un faisceau de photons en mode 6WFF.

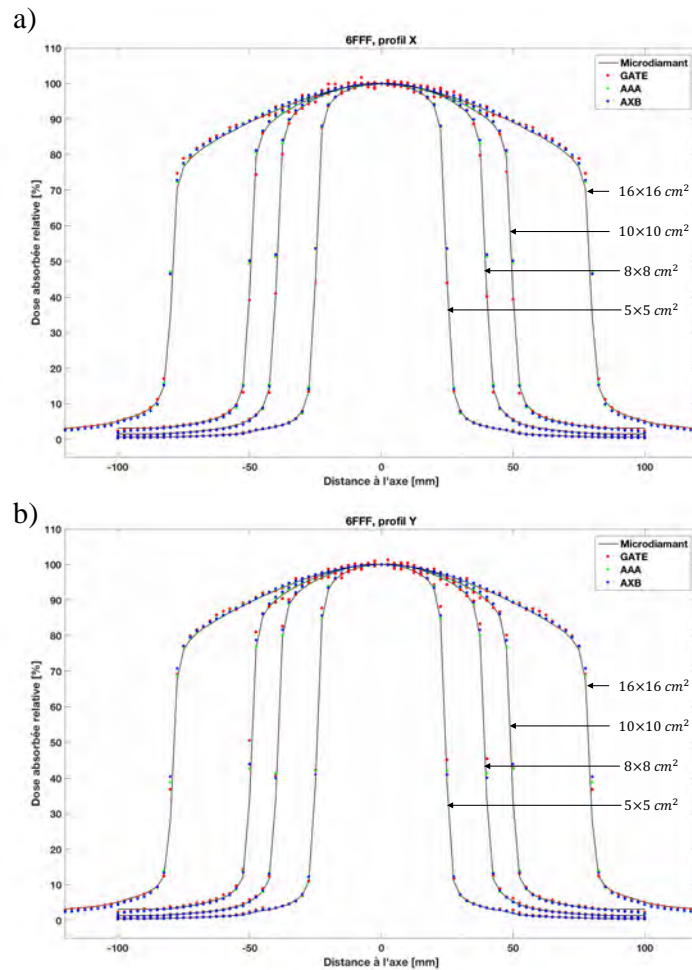


Figure II-18 : Profils de dose absorbée des mesures avec la microdiamant, des calculs GATE dans un fantôme d'eau, pour les tailles de champs de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ à $16 \times 16 \text{ cm}^2$, pour un faisceau de photons en mode 6FFF.

II.3.2.2 Cas des petits champs

Le Tableau II-8 montre les tailles de champs carré équivalentes mesurées et calculées pour les champs inférieurs ou égaux à $3 \times 3 \text{ cm}^2$ pour l'énergie 6WFF. La différence maximale entre les tailles de champs équivalentes mesurées (films et T60019) et celles calculées par GATE est de 0.4 mm. Un accord à moins de 0.4 mm est aussi trouvé entre les tailles de champs équivalentes calculées par les algorithmes AAA et AXB, et celles calculées par GATE.

Modélisation et validation du collimateur multi-lames HD120 du TrueBeam STx

Tableau II-8 : Tailles de champs carré équivalentes mesurées et calculées pour les champs MLC allant de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ à $3 \times 3 \text{ cm}^2$ avec des faisceaux de photons d'énergie 6WFF.

Taille de champ nominale [cm ²]		0.5×0.5	1×1	2×2	3×3
S_{clin} [cm ²]	Microdiamant	0.54	0.98	1.96	3.01
	Film	0.55	1.02	1.98	3.02
	GATE	0.54	1.03	2.01	3.02
	AXB	0.53	1.00	1.99	2.99
	AAA	0.52	1.00	1.99	2.99

Les Figures II-19, II-21 et II-22 représentent les profils mesurés par films EBT3 et par le détecteur microdiamant, et ceux issus des calculs GATE, AAA et AXB pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF, respectivement. Un bon accord est observé entre GATE et les mesures par film ou par le détecteur microdiamant sur les pénombres et dans la zone centrale. Néanmoins, une sous-estimation de la pénombre est observée avec les algorithmes AAA et AXB en comparaison avec GATE et les mesures pour toutes les énergies étudiées (cf. Figure II-20). Ces résultats étaient en accord avec l'étude de Hoffmann et al. [Hoffmann et al. 2012], qui ont trouvé que les deux algorithmes sous-estiment la dose absorbée dans les pénombres en comparant aux mesures par le détecteur diamant pour des tailles de champs allant de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ jusqu'à $40 \times 40 \text{ cm}^2$ et pour des faisceaux de photons d'énergies 6WFF et 15WFF.

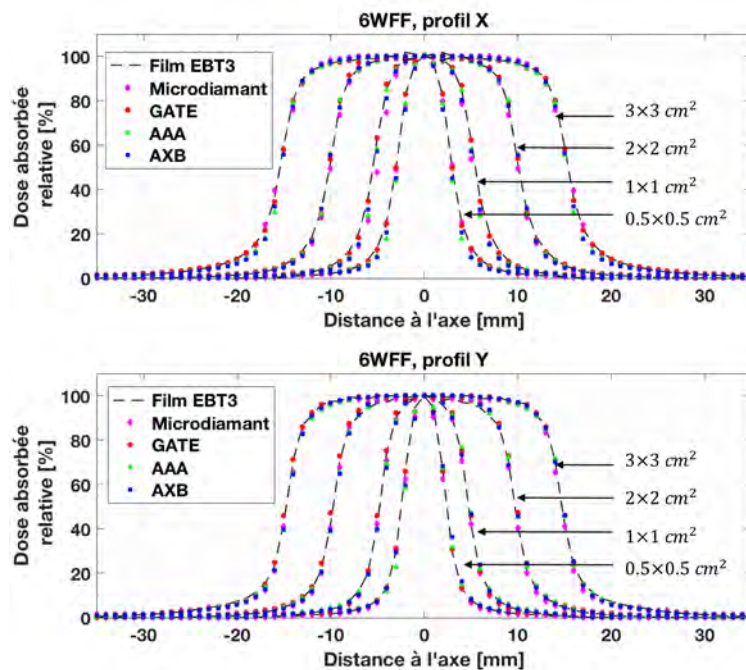


Figure II-19 : Comparaison des profils de doses absorbées mesurés avec les films EBT3 et le détecteur microdiamant, et ceux calculés avec GATE, AAA et AXB dans les directions X et Y pour l'énergie 6WFF.

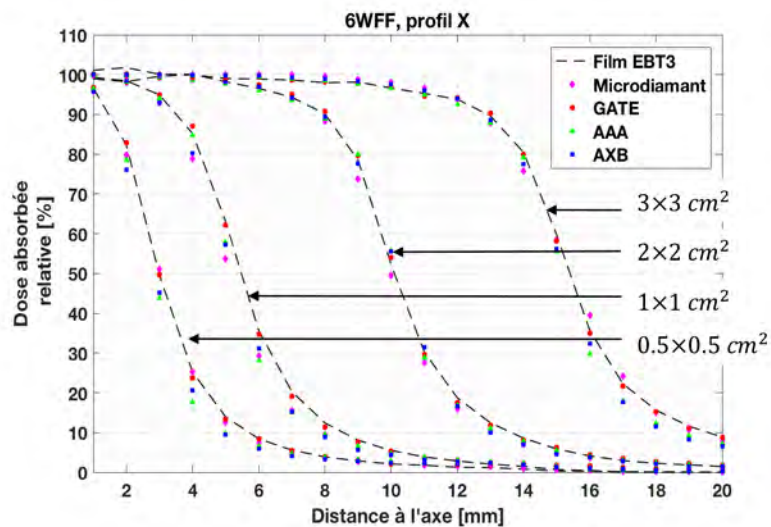


Figure II-20 : Zoom sur les profils X dans la zone de pénombre pour l'énergie 6WFF.

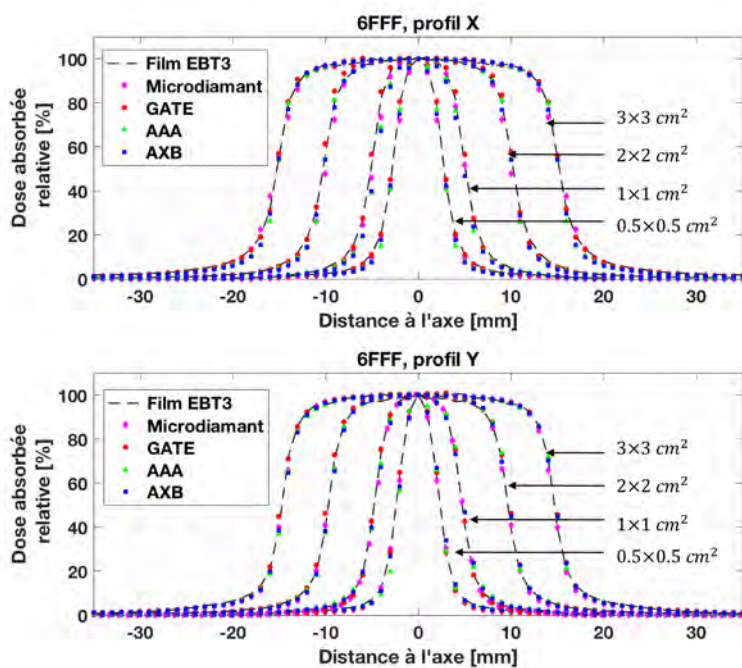


Figure II-21 : Comparaison des profils des doses absorbées mesurés avec les films EBT3 et le détecteur microdiamant, et ceux calculés avec GATE, AAA et AXB dans les directions X et Y pour l'énergie 6FFF.

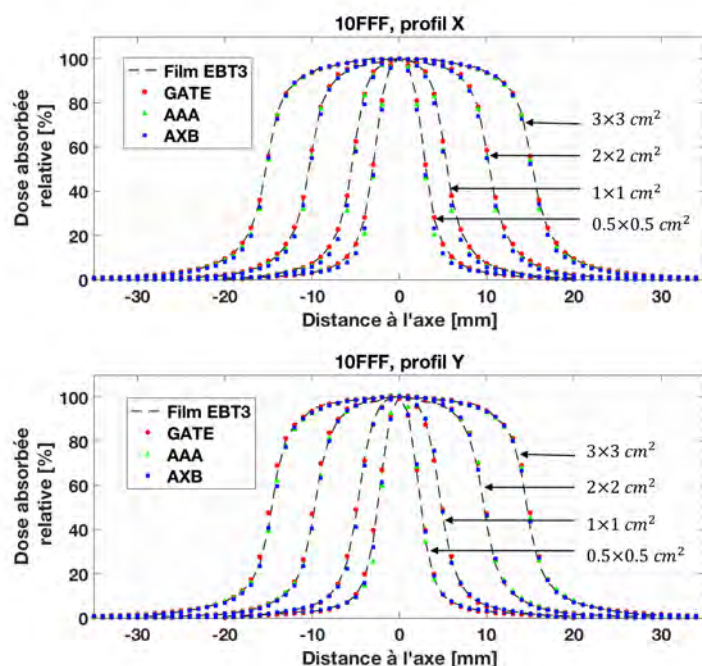


Figure II-22 : Comparaison des profils de doses absorbées mesurés avec les films EBT3 et ceux calculés avec GATE, AAA et AXB dans les directions X et Y pour l'énergie 10FFF.

II.3.3 Rapports d'ouverture du collimateur et facteurs d'ouverture du collimateur

La Figure II-23 représente les résultats des $OR_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ mesurés par le détecteur microdiamant, et les $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ calculés par GATE, AAA et AXB et mesurés par les films EBT3 pour les tailles de champs allant de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ à $3 \times 3 \text{ cm}^2$. Les différences relatives entre les calculs GATE et les mesures ainsi que les calculs GATE et ceux des algorithmes AAA et AXB sont illustrées dans les Tableaux II-8, II-9 et II-10 respectivement pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.

Pour les tailles de champs supérieures à $2 \times 2 \text{ cm}^2$, les différences entre GATE et les mesures ainsi qu'entre GATE et les calculs des algorithmes (AAA et AXB) sont inférieures à 1% pour toutes les énergies. Au-dessous de ces tailles de champs, des écarts allant jusqu'à 3.3% ont été trouvés entre les $OR_{T60019, exp}^{f_{clin}, f_{msr}}$ et $\Omega_{w, MC}^{f_{clin}, f_{msr}}$. Ces différences dans les très petites tailles de champs sont attendues comme on est dans le cas de déséquilibre électronique latéral où un facteur de correction doit être appliqué. La détermination des facteurs correctifs des détecteurs sera abordée dans le Chapitre III.

La perturbation est indépendante de la taille de champ dans le cas des films. Toutes les différences entre les $\Omega_{w, MC}^{f_{clin}, f_{msr}}$ et $\Omega_{Film, exp}^{f_{clin}, f_{msr}}$ étaient inférieures ou égales 1% excepté

pour la taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ où une différence d'environ 2% a été trouvée pour les énergies 6FFF et 10FFF.

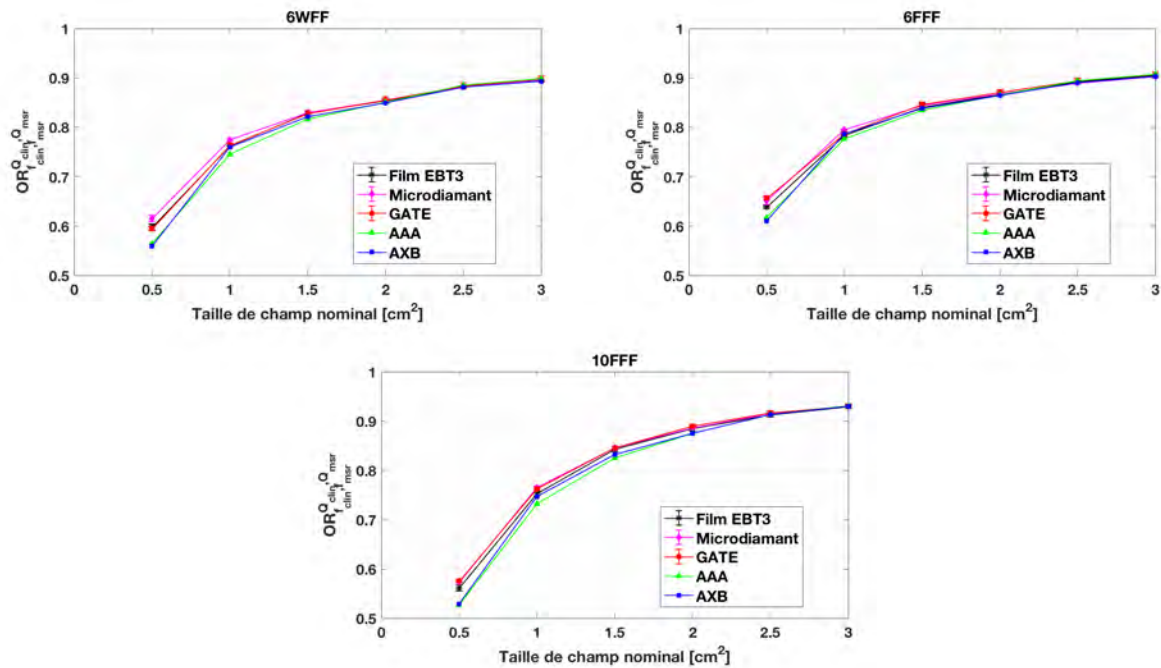


Figure II-23 : Rapport d'ouverture du collimateur calculés et mesurés pour des tailles de champs allant de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ à $3 \times 3 \text{ cm}^2$ et pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.

Pour les énergies 6WFF et 6FFF, les différences entre les $\Omega_{w,MC}^{f_{clin},f_{msr}}$ et $\Omega_{w,AXB}^{f_{clin},f_{msr}}$ sont inférieures 1.5% pour toutes les tailles de champs excepté pour la taille de champ de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ où les écarts sont supérieurs à 5%. Ces différences sont plus importantes pour l'énergie 10FFF et atteignent 2.4% et 8.4% pour les champs $1 \times 1 \text{ cm}^2$ et $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$, respectivement.

Pour toutes les tailles de champs (à l'exception du champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ avec l'énergie 10FFF), les $\Omega_{w,AXB}^{f_{clin},f_{msr}}$ sont en meilleur accord avec $\Omega_{w,MC}^{f_{clin},f_{msr}}$ que les $\Omega_{w,AAA}^{f_{clin},f_{msr}}$. Des écarts supérieurs à 1% ont été trouvés entre les $\Omega_{w,MC}^{f_{clin},f_{msr}}$ et les $\Omega_{w,AAA}^{f_{clin},f_{msr}}$ pour les champs inférieurs à $2 \times 2 \text{ cm}^2$. Ces écarts étaient jusqu'à 4.2% et 7.6% respectivement pour les tailles de champ de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ et de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$.

Modélisation et validation du collimateur multi-lames HD120 du TrueBeam STx

Tableau II-9 : Différences relatives entre les $OR_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ mesurés et les $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ calculés par GATE, et les algorithmes AAA et AXB pour l'énergie 6WFF.

Taille de champ [cm ²]	6WFF			
	Différence relative [%]			
	GATE/Microdiamant	GATE/Film	AXB/GATE	AAA/GATE
16×16	0.3	x	-0.6	-0.6
10×10	0.0	x	-0.3	-0.3
8×8	0.7	x	-0.8	-0.8
5×5	0.0	x	-0.3	-0.1
3×3	0.2	0.3	-0.6	-0.2
2.5×2.5	0.2	0.3	-0.5	-0.1
2×2	0.0	0.1	-0.8	-0.9
1.5×1.5	-0.3	-0.1	-0.9	-1.9
1×1	-1.4	0.1	-0.5	-3.0
0.5×0.5	-3.3	-0.5	-5	-5.6

Tableau II-10 : Différences relatives entre les $OR_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ mesurés et les $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ calculés par GATE, et les algorithmes AAA et AXB pour l'énergie 6FFF.

Taille de champ [cm ²]	6FFF			
	Différence relative [%]			
	GATE/Microdiamant	GATE/Film	AXB/GATE	AAA/GATE
16×16	-0.6	x	-0.2	-0.2
10×10	0.0	x	-0.4	-0.3
8×8	-0.3	x	0.1	0.0
5×5	0.2	x	0.1	-0.2
3×3	0.4	0.2	-0.7	-0.2
2.5×2.5	0.5	0.2	-0.9	-0.4
2×2	0.4	0.5	-1.1	-1.1
1.5×1.5	0.1	0.6	-1.3	-1.9
1×1	-1.1	0.3	-0.8	-2.2
0.5×0.5	0.9	1.7	-7.9	-6.9

Tableau II-11 : Différences relatives entre les $OR_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ mesurés et les $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ calculés par GATE, et les algorithmes AAA et AXB pour l'énergie 10FFF.

Taille de champ [cm ²]	10FFF			
	Différence relative [%]			
	GATE/Microdiamant	GATE/Film	AXB/GATE	AAA/GATE
3×3	0.0	0.2	-0.1	0.0
2.5×2.5	0.2	0.4	-0.4	-0.6
2×2	0.4	0.6	-1.6	-1.8
1.5×1.5	0.0	0.3	-1.7	-2.8
1×1	-0.4	1.0	-2.4	-4.2
0.5×0.5	0.4	2.4	-8.4	-7.6

Fogliata et al. [Fogliata et al. 2016] ont évalué les deux algorithmes dans le cas des petits champs et ont trouvé que AXB était plus en accord avec les mesures expérimentales que le AAA. Néanmoins, ils ont trouvé que les deux algorithmes sous-estiment le $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ dans le cas des petits champs définis par le MLC. Les différences globales ($D_{cal} - D_{mes}$) entre les calculs et les mesures ont été calculées dans leurs études. Ces différences sont en accord avec les résultats du Tableau II-12 où une surestimation supérieure à 1% est observée pour les champs inférieurs à 2×2 cm² en comparant GATE au AAA et pour le champ 0.5×0.5 cm² en comparant GATE à AXB.

Tableau II-12 : Différence globale entre les $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ calculés par les algorithmes AAA (v13) et AXB (v13) par rapport à GATE pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.

Taille de champ [cm ²]	Différence globale ($D_{AAA \text{ ou } AXB} - D_{GATE}$) [%]					
	6WFF		6FFF		10FFF	
	AXB/GATE	AAA/GATE	AXB/GATE	AAA/GATE	AXB/GATE	AAA/GATE
3×3	-0.6	-0.2	-0.6	-0.2	-0.1	0.0
2.5×2.5	-0.5	-0.1	-0.8	-0.4	-0.4	-0.6
2×2	-0.7	-0.8	-1.0	-1.0	-1.4	-1.6
1.5×1.5	-0.7	-1.5	-1.1	-1.6	-1.5	-2.4
1×1	-0.4	-2.3	-0.7	-1.8	-1.8	-3.2
0.5×0.5	-3.0	-3.4	-5.2	-4.5	-4.9	-4.4

On peut conclure dans cette partie que le modèle MLC développé dans GATE est validé dans le cas des champs simples et pour les applications des petits champs. Notre étude montre également que l'algorithme AXB est plus précis que le AAA dans le cas des petits champs ($\geq 1 \times 1$ cm²) en milieu homogène.

II.3.4 Cas des champs à géométries complexes

La Figure II-24 représente le profil de la jonction entre deux paires de lames opposées calculée par GATE et mesurée par film EBT3. L'espacement entre les lames a été ajusté afin de maximiser l'accord entre le film et le calcul. Le meilleur accord a été trouvé pour un espacement de 0.4 mm. Les deux zones de déflexion qui sont observées aux positions -50 cm et 50 cm correspondent aux positions des mâchoires définissant une taille de champ 10×10 cm² à l'isocentre.

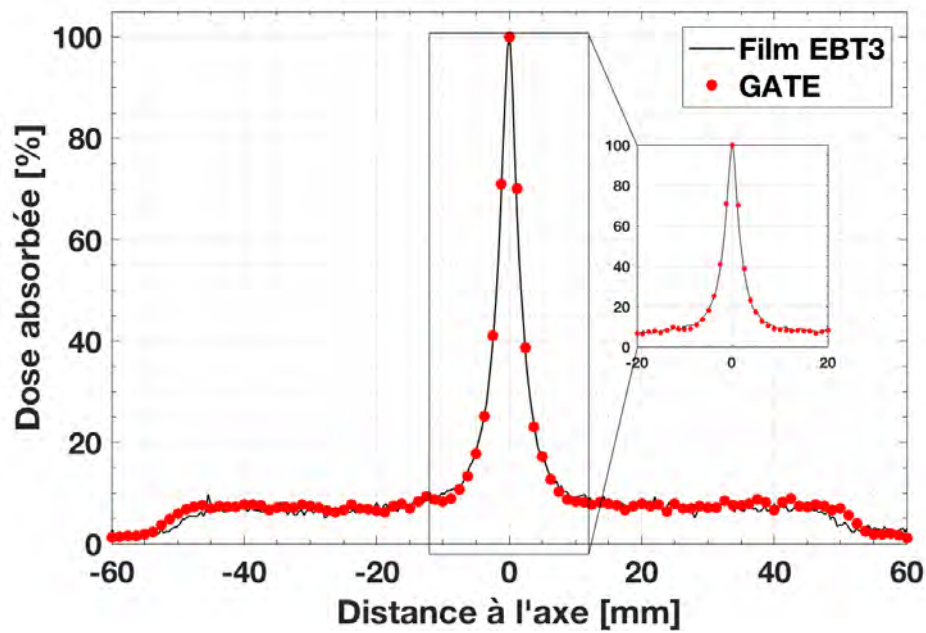


Figure II-24 : Profil X de transmission entre les deux blocs du MLC mesuré par film EBT3 et calculé par GATE.

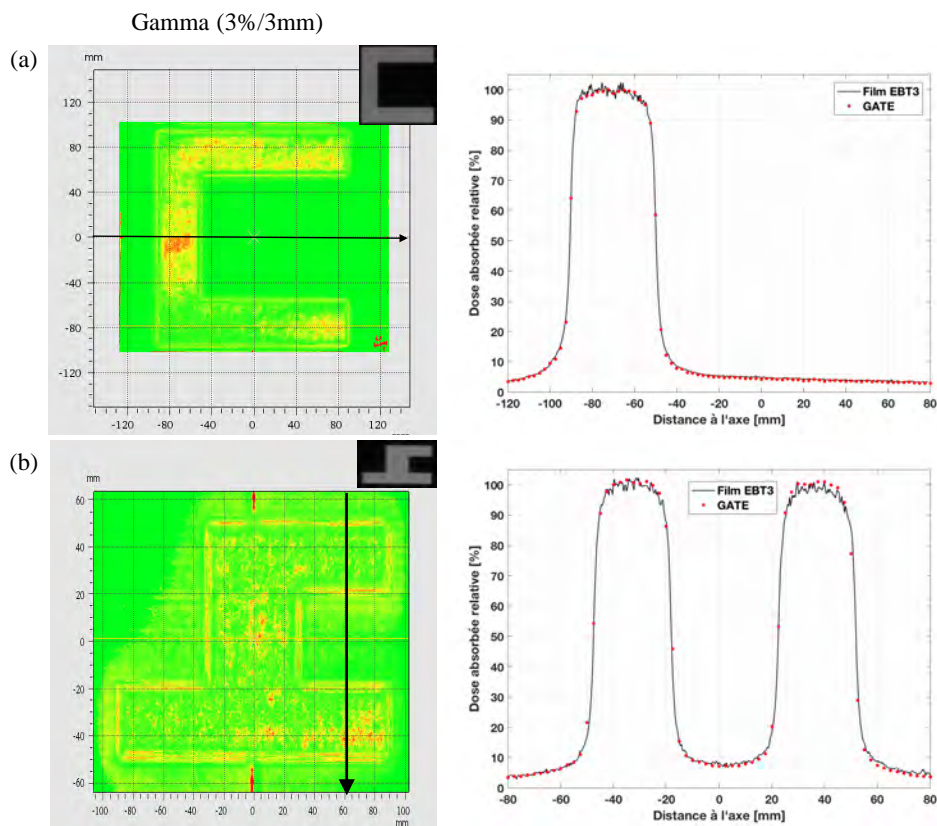


Figure II-25 : Analyse du gamma index (3%/3 mm) et profils de dose absorbée associés à la flèches en noire de chaque configuration pour deux champs à géométries complexes. Mesures par films (trait continu) et calculs GATE (marqueurs).

La Figure II-25 représente les résultats du $\gamma(3\%/3\text{ mm})$ entre les mesures par film EBT3 et les calculs GATE pour les champs MLC définissant une forme de la lettre « C » et d'une chaise. Le pourcentage des points obtenus respectant le critère $\gamma(3\%/3\text{mm})$ est de 97.9% et 99.1% pour le champ avec la forme « C » et la forme d'une chaise, respectivement. Pour le critère $\gamma(2\%/2\text{mm})$, 92.8% et 94.8% des points respectent le test du gamma index respectivement pour la forme « C » et la forme d'une chaise. Des profils de doses absorbées sont également présentés dans la Figure II-25 et un bon accord est observé entre les mesures par films et les calculs GATE.

Les résultats de la configuration pour vérifier la modélisation de la forme en tenon mortaise du MLC sont représentés dans la Figure II-26. Le profil du film EBT3 est en bon accord avec celui de GATE sauf sur les minimums (zone de faible dose absorbée) où on observe des écarts allant jusqu'à 5%. Ces écarts peuvent être liés à la réponse du film qui diffère entre le centre et les bords du scanner et qui devrait être corrigée dans la direction latérale ou aux parties du MLC approximées pendant la modélisation (cf. Figure II-3). Borges et al. [Borges et al. 2012] ont trouvé aussi pour une configuration similaire des écarts de 4% entre les simulations et les mesures par la diode P. Ces effets sont aussi observés dans l'étude de Bergman et al. [Bergman et al. 2014] qui ont déduit que la source de ces écarts peut être liée à la non-uniformité du film.

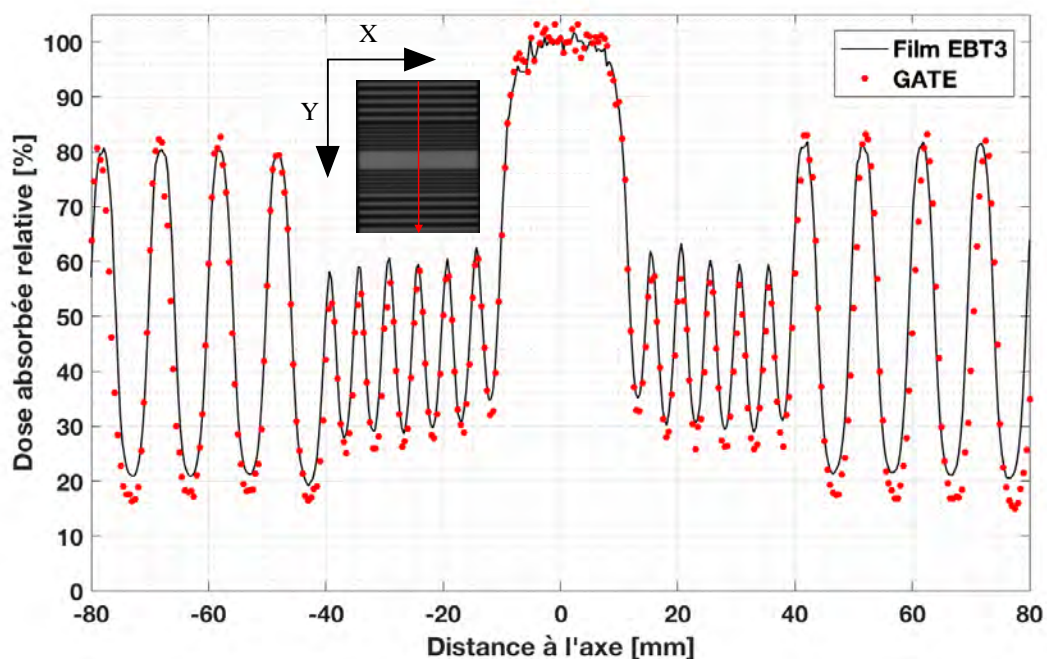


Figure II-26 : Profil Y de dose absorbée calculé avec un film EBT3 et GATE pour une configuration MLC avec une lame sur deux rétractée excepté pour les lames centrales.

II.4 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la simulation numérique du MLC HD 120 de l'accélérateur linéaire TrueBeam STx à l'aide de la plateforme GATE basée sur les outils du code GEANT4. Afin de valider le modèle en milieu homogène, les fichiers d'espaces de phases fournis par le constructeur pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF ont été utilisés comme données d'entrée des simulations. Les résultats entre les mesures par le détecteur microdiamant des rendements en profondeur, des profils de dose absorbée et des rapports d'ouverture du collimateur sont en accord avec les calculs GATE avec des écarts en moyenne inférieurs à 1% pour les champs supérieurs ou égaux à $2 \times 2 \text{ cm}^2$. Les profils et les facteurs d'ouverture du collimateur mesurés avec les films EBT3 pour les tailles de champs inférieures ou égales à $3 \times 3 \text{ cm}^2$ sont en bon accord avec les simulations.

L'analyse du modèle dans les cas complexes a montré qu'au moins 97.9% et 92.8% des points respectaient le critère $\gamma(3\%/3\text{mm})$ et $\gamma(2\%/2\text{mm})$, respectivement.

Les deux algorithmes (AAA et AXB) ont été également évalués et comparés aux calculs GATE. Les résultats montrent que AXB est plus précis que le AAA dans le cas des petits champs ($\geq 1 \times 1 \text{ cm}^2$) en milieu homogène.

Cette première étape nous a permis de valider la base principale du modèle MLC qui sera utilisé dans les prochains chapitres pour des applications dosimétriques des petits champs dans les milieux homogènes et hétérogènes.

Chapitre III.

Détermination des facteurs correctifs des détecteurs dans les petits champs

III.1 Introduction

Le modèle du TrueBeam STx qui a été développé avec le MLC va être utilisé dans ce chapitre pour la détermination des facteurs correctifs $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de quatre détecteurs commerciaux pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF. Les détecteurs étudiés sont deux chambres d'ionisation à cavité d'air, PinPoint 3D PTW T31016 et T31022, ainsi que deux détecteurs solides, la diode E PTW T60017 et le détecteur microdiamant PTW T60019 (qui a été utilisé dans le chapitre précédent pour la validation du modèle). Plusieurs études ont déterminé les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de différents détecteurs et cela a permis la mise en place du protocole IAEA TRS-483. Cependant, peu d'études ont inclus la détermination des $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ des détecteurs dans le cas des faisceaux FFF et le protocole ne différencie pas les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ des faisceaux WFF et FFF. Les données confidentielles des géométries et compositions des quatre détecteurs (T31016, T31022, T60017 et T60019) ont été fournies par PTW ont permis la modélisation des détecteurs avec la plateforme GATE.

Les trois méthodes de détermination des $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ présentées dans le paragraphe I.4.4 (expérimentale, hybride et numérique) ont été utilisées. Ces trois méthodes ont été comparées entre elles. Les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ ont été également comparés à ceux publiés dans le rapport IAEA TRS-483 pour les détecteurs référencés (T31016, T60017 et T60019). D'autre part, jusqu'à présent aucune étude n'a inclus l'utilisation de la plateforme GATE pour des applications dosimétriques des petits champs notamment au niveau de la modélisation des détecteurs et le calcul de dose absorbée dans leur volume sensible. Les résultats vont permettre d'évaluer le potentiel de GATE dans ces applications.

III.2 Matériels et méthodes

Toutes les mesures ont été réalisées dans les conditions de référence (DSP=95 cm et $z_{ref}=5$ cm). Les champs MLC étudiés étaient les champs allant de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ à $3 \times 3 \text{ cm}^2$ et les mâchoires sont les mêmes que celles considérées dans la validation du modèle MLC du TrueBeam STx (cf. Tableau II-3). Le champ de référence f_{ref} est le champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ($f_{ref} = f_{msr}$) défini par les mâchoires.

Tableau III-1 : Caractéristiques des détecteurs utilisés pour les mesures et les simulations Monte-Carlo.

Modèle	Volume sensible					Diamètre ou coté [mm]	Epaisseur [mm]	Electrode	Tension [Volt]
	Matériau	Densité [g.cm ³]	I (eV)	Z_{eff}	Volume [mm ³]				
PinPoint 3D T31016	Air	0.0012	85.7	7.36	16	2.9	2.9	Aluminium	+400
PinPoint 3D T31022	Air	0.0012	85.7	7.36	16	2.9	2.9	Aluminium	+300
Diode E T60017	Silicium	2.33	173	14	0.03	1.1	0.03	-	0
Microdiamant T60019	Carbone	3.52	81	6	0.004	2.2	0.001	-	0

Les caractéristiques du volume sensible (matériau, densité, I, Z_{eff} , dimensions, électrode) des quatre détecteurs étudiés sont résumées dans le Tableau III-1. Ce dernier indique également les tensions de polarisation. Les deux chambres d'ionisation ont un volume sensible sous forme cylindrique avec une taille nominale de 0.016 cm^3 . La diode E est une diode non blindée et son volume sensible cylindrique est de $30 \text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur et de 1.1 mm de diamètre. Le volume du détecteur microdiamant est constitué d'une couche cylindrique de diamant synthétique de $1 \text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur et 2.2 mm de diamètre. Une mammographie pour chaque détecteur a été effectuée avant les mesures pour vérifier l'intégrité de toutes les composantes (cf. Figure III-1).

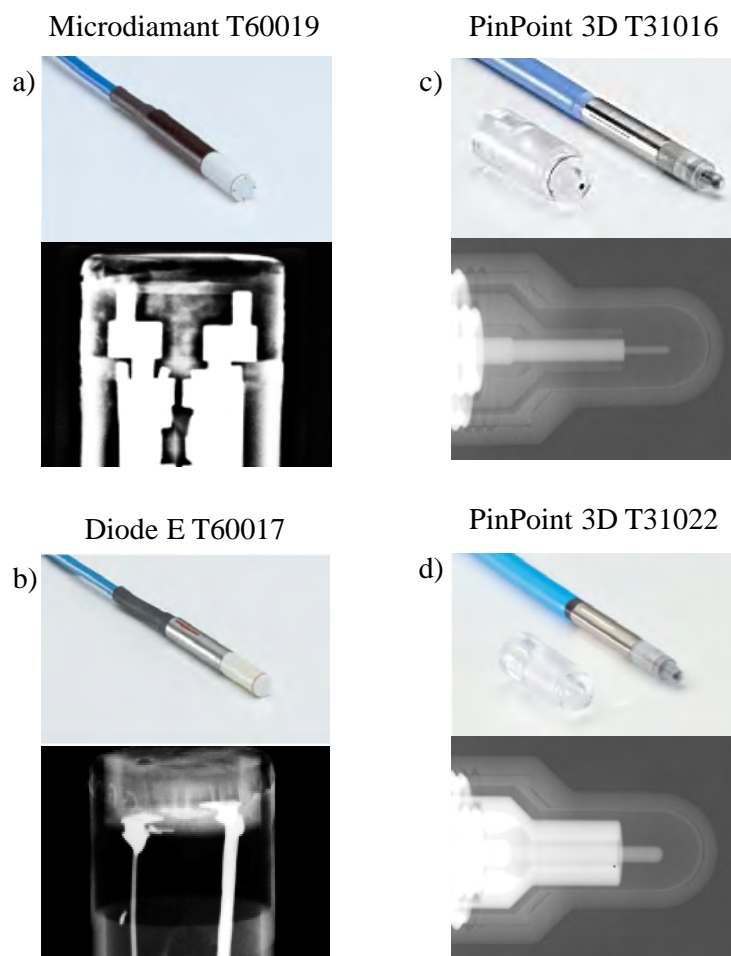


Figure III-1 : Modèles et mammographies des détecteurs étudiés.

III.2.1 Mesures avec les détecteurs

Dans le cas des petits champs avec des forts gradients de dose absorbée, il est essentiel de s'assurer que le détecteur soit précisément aligné sur l'axe central du champ. Il est également nécessaire de rapporter les FWHMs et les S_{clin} lors des mesures des $OR_{det,exp}^{f_{clin},f_{msr}}$. Les S_{clin} calculés par GATE ont été également reportés et comparés aux mesures par films EBT3 dans le chapitre II (cf. Tableau II-8).

Les recommandations au niveau des orientations des détecteurs sont données dans l'IAEA TRS-483 (Table 22) pour la mesure des $OR_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ et des profils et sont illustrées dans le Tableau III-2. Les mesures avec les deux chambres d'ionisation ont été effectuées avec leurs orientations perpendiculaires à l'axe alors que la diode E et la microdiamant ont été placées parallèlement à l'axe. Chaque détecteur est placé avec son point de référence à la profondeur de référence. Pour les chambres d'ionisation le point de référence est défini par le centre du volume de la cavité. Pour les détecteurs solides, le

point de référence est spécifié par rapport à la profondeur de la surface active du détecteur et il est souvent indiqué par un marquage.

Tableau III-2 : Orientation recommandée pour les mesures des rapports d'ouverture du collimateur et des profils de dose absorbée.

Type du détecteur	Référence géométrique	$OR_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$	Profils
PinPoint 3D T3016 et T31022	Axe	Perpendiculaire	Perpendiculaire
Diode E T60017	Axe	Parallèle	Parallèle
Microdiamant T60019	Axe	Parallèle	Parallèle
Film EBT3	Surface du film	Perpendiculaire	Perpendiculaire

III.2.2 Calcul des $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$

On rappelle que les facteurs correctifs $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ des détecteurs présentés dans le formalisme de Alfonso [Alfonso et al. 2008] ainsi que l'IAEA TRS-483 (cf. I.4.4) sont donnés par :

$$k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} = \left(\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} / \frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \right) = \left(\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} / OR_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} \right) \quad (104)$$

Dans cette partie trois méthodes (Figure III-2) ont été utilisées pour la détermination des $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ des détecteurs pour des champs MLC:

- **La méthode expérimentale** basée sur les mesures expérimentales des détecteurs comparées aux mesures effectuées avec un détecteur de référence (dans notre cas, films EBT3).
- **La méthode numérique** basée sur les calculs Monte-Carlo dans le volume sensible des détecteurs modélisés et dans un voxel d'eau.
- **La méthode hybride** basée sur les mesures expérimentales et les calculs Monte-Carlo dans un voxel d'eau.

Détermination des facteurs correctifs des détecteurs dans les petits champs

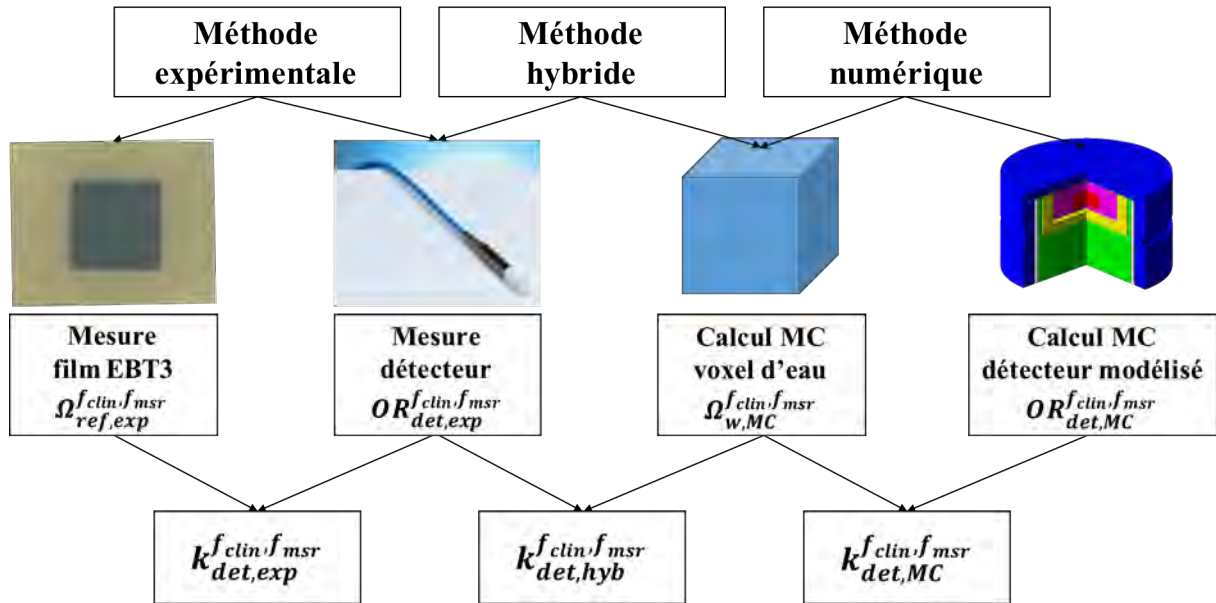


Figure III-2 : Illustration schématique de la détermination des facteurs correctifs des détecteurs selon les différentes méthodes.

Les valeurs des $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ ainsi que les incertitudes associées ont été extraites des Tables 26 et 27 de l'IAEA TRS-483 (cf. Tableau III-3) pour les détecteurs et les énergies étudiés (sauf pour la chambre d'ionisation T31022 comme les valeurs ne sont pas disponibles actuellement dans le protocole). Il faut noter que les $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ inclus dans le protocole sont basés uniquement sur des études publiées avant l'année 2015 qui ont utilisé soit la méthode expérimentale ou la méthode numérique. Les LINACs équipés d'un MLC ou d'un cône SRS avec un f_{msr} équivalent de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ sont placés dans la même catégorie avec les mêmes $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ spécifiques à un détecteur et les faisceaux WFF et FFF sont groupés. Dans le cas de la chambre T31016 et du détecteur microdiamant les $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ sont les mêmes pour les différentes énergies.

L'utilisation des chambres d'ionisation n'est pas recommandée en dessous des champs $1 \times 1 \text{ cm}^2$ comme les $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ sont supérieurs à 10%. Seuls les $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ inférieurs à 5 % ont été inclus dans l'IAEA TRS-483.

Tableau III-3 : Facteurs correctifs $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ extraits du protocole IAEA TRS-483 (Tables 26 et 27) pour des champs définis par un MLC ou par un cône SRS pour les énergies 6 MV et 10 MV WFF et FFF, en fonction de la taille de champ équivalente.

Energie	Modèle	Taille de champ équivalente, S_{clin} [cm]					
		3.0	2.5	2.0	1.5	1.0	0.5
6 MV WFF et FFF	T31016	1.001	1.001	1.004	1.013	1.039	-
	T60017	1.011	1.011	1.008	1.002	0.986	0.952
	T60019	1.000	0.999	0.997	0.993	0.984	0.962
10 MV WFF et FFF	T31016	1.001	1.001	1.004	1.013	1.039	-
	T60017	1.006	1.005	1.003	0.996	0.980	-
	T60019	1.000	0.999	0.997	0.993	0.984	0.962

III.2.2.1 Méthode expérimentale

Les valeurs expérimentales des rapports d'ouverture du collimateur de chaque détecteur $OR_{det,exp}^{f_{clin}, f_{msr}}$ ainsi que les facteurs d'ouverture du collimateur mesurés par un détecteur de référence $\Omega_{ref,exp}^{f_{clin}, f_{msr}}$ seront définis respectivement selon les équations suivantes :

$$OR_{det,exp}^{f_{clin}, f_{msr}} = M_{det,exp}^{f_{clin}} / M_{det,exp}^{f_{msr}} \quad (105)$$

$$\Omega_{ref,exp}^{f_{clin}, f_{msr}} = D_{ref,exp}^{f_{clin}} / D_{ref,exp}^{f_{msr}} \quad (106)$$

Où $M_{det,exp}^{f_{clin}}$ et $M_{det,exp}^{f_{msr}}$ sont les lectures des détecteurs corrigées des grandeurs d'influence pour f_{clin} et f_{msr} , respectivement. $D_{ref,exp}^{f_{clin}}$ et $D_{ref,exp}^{f_{msr}}$ sont les doses absorbées mesurées par le détecteur de référence (dans notre cas les films EBT3) respectivement pour f_{clin} et f_{msr} .

Le facteur de correction déterminé par la méthode expérimentale sera alors noté $k_{det,exp}^{f_{clin}, f_{msr}}$:

$$k_{det,exp}^{f_{clin}, f_{msr}} = \Omega_{ref,exp}^{f_{clin}, f_{msr}} / OR_{det,exp}^{f_{clin}, f_{msr}}. \quad (107)$$

Détermination des facteurs correctifs des détecteurs dans les petits champs

Les mesures avec les quatre détecteurs (T31016, T31022, T60017 et T60019) ont été effectuées dans une cuve à eau PTW MP3 équipée d'un système de positionnement TRUFIX® qui permet d'aider au positionnement du détecteur. Le détecteur a été connecté à un électromètre PTW UNIDOS et le centrage a été réalisé en effectuant des mesures les profils de dose absorbée dans les deux directions à la profondeur de mesure. La position centrale du champ a été choisie à partir du signal maximal mesuré pour chaque taille de champ étudiée. Cela a été vérifié avant chaque série de mesure pour chaque taille de champ et chaque détecteur, étant donné qu'une petite variation au niveau des positions du MLC peuvent induire une grande variation au niveau du signal mesuré. La méthode suivie (TRUFIX + profils) pour l'alignement des détecteurs permet de s'affranchir aux erreurs de positionnement avec les lasers (cf. Figure III-3).

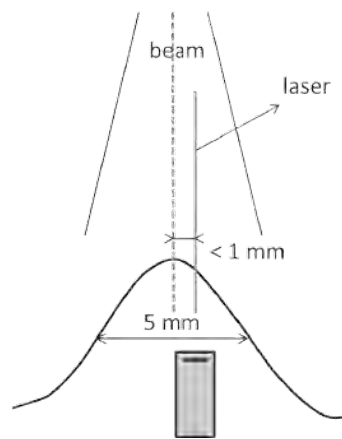


Figure III-3 : Illustration de l'influence du positionnement des détecteurs avec le laser sur les profils de dose absorbée dans le cas où un erreur de calibration du laser de moins de 1 mm est présente [Palmans et al. 2017].

Tous les détecteurs ont subi une pré-irradiation de 10 Gy avant chaque série de mesure et au moins trois sessions ont été réalisées pour chaque détecteur. Les $M_{det,exp}^{f_{msr}}$ ont été répétées plusieurs fois pendant chaque série pour prendre en compte les variations liées aux conditions environnementales et à la reproductibilité de l'accélérateur. Les $OR_{det,exp}^{f_{clin},f_{msr}}$ de chaque série ont été déterminés à partir de la moyenne de trois mesures de charges pour chaque taille de champ avec chaque détecteur. Finalement, la moyenne des $OR_{det,exp}^{f_{clin},f_{msr}}$ des différentes séries réalisées a été calculée ainsi que l'incertitude associée de type A.

i. Cas des chambres d'ionisation à cavité d'air

Une tension de +400V a été appliquée pour la chambre T31016 et de +300V pour la chambre T31022 selon les recommandations de PTW. L'effet de polarité doit être considéré dans le cas des chambres d'ionisation de petits volumes, en particulier pour les PinPoint [Agostinelli et al. 2008; Vieilleigne and Arnaud 2018].

L'effet de polarité a été donc pris en compte pour les deux chambres d'ionisation en effectuant des mesures à $\pm 400V$ pour la T31016 et $\pm 300V$ pour la T31022. Le facteur de correction de polarité k_{pol} a été ensuite déterminé pour chaque taille de champ selon:

$$k_{pol}(f_{clin}) = \frac{M_{f_{clin},+V} + |M_{f_{clin},-V}|}{2M_{f_{clin},+V}} \quad (108)$$

où $M_{f_{clin},\pm V}$ est la lecture de la chambre à \pm la tension nominale V. Les $OR_{det,exp}^{f_{clin},f_{msr}}$ sont ensuite corrigés selon :

$$OR_{det,exp}^{f_{clin},f_{msr}} = \frac{M_{f_{clin},+V} \times k_{pol}(f_{clin}) \times k_{TP} \times k_{rec}}{M_{f_{msr},+V} \times k_{pol}(f_{msr}) \times k_{TP} \times k_{rec}} \quad (109)$$

où k_{TP} est le facteur de correction de température et de pression, et k_{rec} est le facteur de correction de recombinaison. On s'est assuré que les conditions de température et de pression sont restées inchangées pendant toutes les séries de mesures. Le k_{rec} a été considéré indépendant de la taille de champ comme suggéré dans les publications de Agostenelli et al. [Agostinelli et al. 2008] et Vieilleigne et Arnaud [Vieilleigne and Arnaud 2018]. Ainsi, la formule est réduite à :

$$OR_{det,exp}^{f_{clin},f_{msr}} = \frac{M_{f_{clin},+V} \times k_{pol}(f_{clin})}{M_{f_{msr},+V} \times k_{pol}(f_{msr})} \quad (110)$$

Les rapports d'ouverture de collimateur corrigés de l'effet de polarité sont ensuite moyennés sur les différentes séries pour déterminer la valeur moyenne du $OR_{det,exp}^{f_{clin},f_{msr}}$.

ii. Cas des détecteurs solides

Aucune tension n'a été appliquée au détecteur microdiamant et à la diode E. Dans le cas de la diode E, une sur-réponse est attendue dans le cas des mesures des grandes tailles de champs. Cela est dû à la sensibilité du silicium aux photons de basses énergies. Pour s'affranchir à la sur-réponse sur ces tailles de champs, une méthode est de corriger les $OR_{det,exp}^{f_{clin},f_{msr}}$ de la diode E par le rapport entre le $OR_{det,exp}^{f_{int},f_{msr}}$ d'une chambre d'ionisation et celui de la diode E pour une taille de champ intermédiaire (f_{int}). Cette méthode, nommée « méthode de champ intermédiaire », est recommandée pour tous les détecteurs solides dans l'IAEA TRS-483 et a été initialement développée (sous le nom de « méthode daisy-chaining ») par Dieterich et Sherouse [Dieterich and Sherouse 2015]. Une taille de champ intermédiaire de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ a été choisie pour la normalisation avec les mesures de la chambre d'ionisation PinPoint 3D T31016, comme c'est la taille de champ la plus petite où le LCPE est établi.

Ainsi les $OR_{diode E,exp}^{f_{clin},f_{msr}}$ sont donnés par :

$$OR_{diode E,exp}^{f_{clin},f_{msr}} = \frac{M_{diode E,exp}^{f_{clin}}}{M_{diode E,exp}^{f_{msr}}} \times \frac{OR_{T31016,exp}^{f_{3 \times 3}, f_{10 \times 10}}}{OR_{diode E,exp}^{f_{3 \times 3}, f_{10 \times 10}}} \quad (111)$$

Dans cette partie les $k_{diode E,exp}^{f_{clin},f_{msr}}$ ont été déterminés avec et sans champ intermédiaire pour pouvoir comparer avec l'IAEA TRS-483.

iii. Détecteur de référence

Les films radio-chromiques EBT3 sont les détecteurs de référence utilisés dans cette partie pour les mesures des $\Omega_{ref,exp}^{f_{clin},f_{msr}}$. La courbe de calibration a été établie selon la méthode présentée dans la partie II.2.2.2. Les mesures des $\Omega_{ref,exp}^{f_{clin},f_{msr}}$ sont effectuées dans un fantôme de plaques RW3 équivalent eau.

Pour chaque série de mesures, trois films ont été irradiés consécutivement pour la même taille de champ avec 500 UMs. Les films irradiés ont été scannés entre 24 et 48h après l'exposition avec le scanner EPSON Expression 10000XL. Afin de s'affranchir de la problématique liée à l'inhomogénéité du scanner, chaque film a été scanné indépendamment avec la même direction et au centre du scanner.

Les films ont été scannés avec une résolution de 150 dpi et les images ont été sauvegardées en mode couleurs 48-bit (16 bit par canal). Le logiciel Film QA pro a été ensuite utilisé pour convertir les images en carte de dose absorbée et le canal rouge a été utilisé pour déterminer les $\Omega_{ref,exp}^{f_{clin},f_{msr}}$.

III.2.2.2 Méthode numérique

La détermination des $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ des détecteurs peut également être effectuée à partir des simulations Monte-Carlo comme la réponse des détecteurs est directement proportionnelle à la dose absorbée dans le détecteur. Les rapports d'ouverture du collimateur déterminés à partir des détecteurs modélisés $OR_{det,MC}^{f_{clin},f_{msr}}$ et les facteurs d'ouverture du collimateur $\Omega_{w,MC}^{f_{clin},f_{msr}}$ sont définis respectivement selon les équations suivantes :

$$OR_{det,MC}^{f_{clin},f_{msr}} = D_{det,MC}^{f_{clin}} / D_{det,MC}^{f_{msr}} \quad (112)$$

$$\Omega_{w,MC}^{f_{clin},f_{msr}} = D_{w,MC}^{f_{clin}} / D_{w,MC}^{f_{msr}} \quad (113)$$

où $D_{det,MC}^{f_{clin}}$ et $D_{det,MC}^{f_{msr}}$ sont les doses absorbées dans le volume sensible du détecteur calculées par les simulations Monte-Carlo pour f_{clin} et f_{msr} , respectivement. $D_{w,MC}^{f_{clin}}$ et $D_{w,MC}^{f_{msr}}$ sont les doses absorbées calculées dans un petit volume d'eau considéré comme référence respectivement pour f_{clin} et f_{msr} .

Le facteur de correction déterminé par la méthode numérique sera alors défini selon :

$$k_{det,MC}^{f_{clin},f_{msr}} = \Omega_{w,MC}^{f_{clin},f_{msr}} / OR_{det,MC}^{f_{clin},f_{msr}}. \quad (114)$$

i. Modélisation des détecteurs

Dans cette partie, tous les détecteurs ont été modélisés dans GATE selon les fiches techniques confidentielles (« blueprints ») fournies par le constructeur (PTW Freiburg, Germany) qui contiennent la géométrie des différentes composantes avec leur composition et densité associées. Tous les éléments constituant le détecteur (volume sensible, paroi, électrode) ont été créés en respectant leur géométrie et composition. Si le matériau n'existe pas dans la bibliothèque de base de GATE/GEANT4, il a été créé en respectant les compositions atomiques. Quelques exemples sur les matériaux de la librairie de bases de GATE/GEANT4 ou créés à partir des éléments atomiques sont fournis dans le Tableau III-4.

Tableau III-4 : Exemples de matériaux définis dans la librairie des matériaux de GATE/GEANT4 ou créés à partir des compositions atomiques. Les valeurs dans les parenthèses représentent les fractions massiques de chaque élément ou matériau.

Matériau	Densité [g.cm ⁻³]	Composition atomique utilisé dans GATE ou matériau valable dans la librairie de GEANT4*
PMMA	1.19	G4_PLEXIGLASS (1)*
TiO ₂	4.23	O (0.400592) ; Ti (0.599408)
RW3	1.045	TiO ₂ (0.02); G4_POLYSTYRENE (0.98)*
Diamant	3.53	G4_C (1)*
Peek	1.32	H (0.352) ; C (0.56) ; O (0.088)
Polyester	1.35	H (0.363) ; C (0.455) ; O (0.182)

En général, les géométries de la librairie de GATE ont été utilisées pour modéliser les différentes composantes des détecteurs. Pour les géométries complexes qui ne peuvent pas être modélisées avec les formes de base dans GATE, des volumes tessellés avec le format « Standard Tessellation Language » (STL) ont été créés à partir du logiciel de conception assistée par ordinateur (CAO, en anglais « CAD ») Blender™.

Les différentes parties des détecteurs ont été modélisées séparément comme illustrées dans la Figure III-4 et ont été ensuite assemblées pour former le détecteur. La commande qui permet d'identifier s'il y a un chevauchement entre les géométries a été utilisée pour vérifier qu'aucune intersection entre les composantes n'était présente. Dans le cas d'utilisation des volumes tessellés, la précision au niveau de la modélisation des détecteurs a été réduite pour éviter le chevauchement entre les structures. Cela est lié aux approximations mathématiques sur les faces tessellés qui définissent les surfaces géométriques des volumes. Néanmoins, ces approximations sont de l'ordre du

micromètre et n'ont aucune conséquence sur la réponse des détecteurs dans le cas de photons de haute énergie [Muir and Rogers 2010].

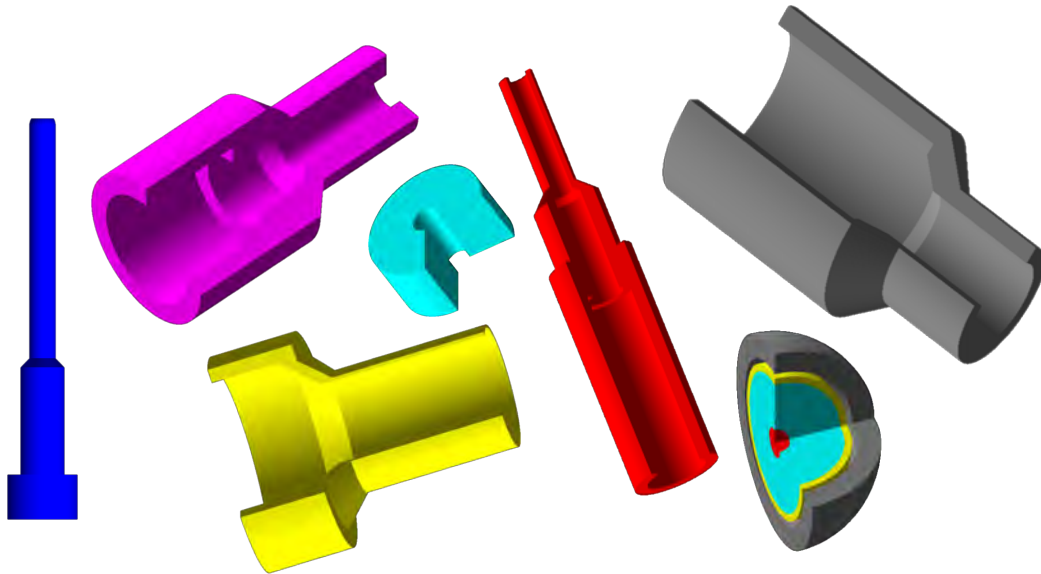


Figure III-4 : Différentes parties des détecteurs modélisés dans GATE en utilisant les fiches techniques confidentielles fournies par PTW (Freiburg, Germany).

Un exemple de géométries tessellées créées sous Blender™ est illustré dans la Figure III-5. Les deux géométries associées (rouge+bleu) forment le bout d'un hémisphère qui représente l'extrémité de l'électrode centrale d'une chambre d'ionisation. Chaque partie est ensuite placée dans un volume mère différent. La géométrie a été divisée en deux parties pour éviter les chevauchements entre les structures étant donné que l'hémisphère ne peut pas faire partie de deux volumes mère à la fois.

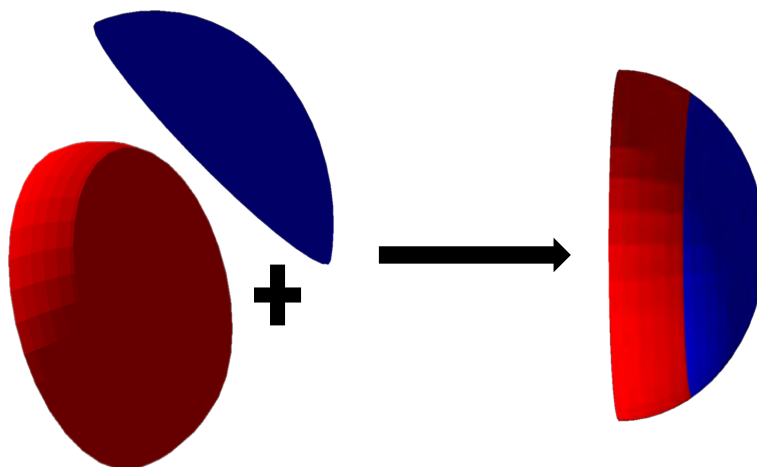


Figure III-5 : Illustration des formes géométriques tessellées créées avec Blender et formant le bout d'une hémisphère. Ces géométries sont ensuite importées dans GATE avec le format STL. Les faces formants les géométries peuvent être aussi observées.

La Figure III-6 illustre la géométrie complète des détecteurs modélisés dans GATE à l'aide du logiciel de visualisation QT. Après avoir modélisé et assemblé toutes les parties de chaque détecteur, la géométrie totale est placée dans un volume cylindrique d'air pour vérifier que les gaps entre les géométries des détecteurs sont remplis l'air.

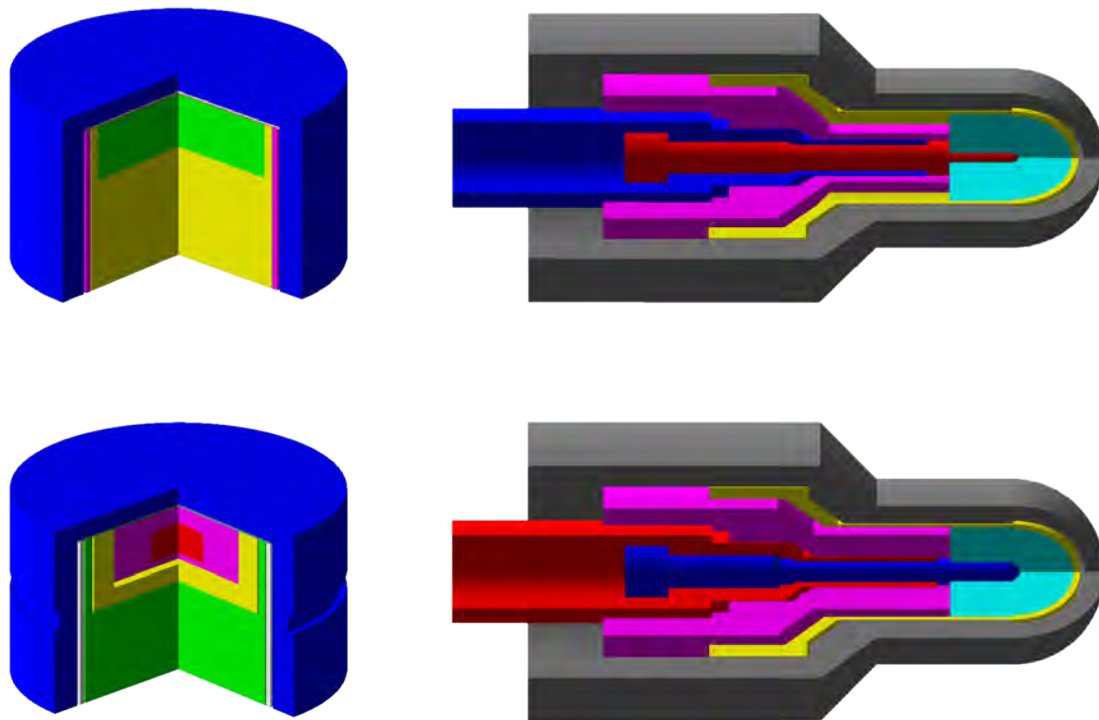


Figure III-6 : Géométries des détecteurs modélisés dans GATE selon les fiches techniques fournies par la société PTW (Freiburg, Germany). Les différentes couleurs utilisées correspondent aux différents matériaux de chaque détecteur.

ii. Paramètres des simulations

Une cuve à eau de dimension $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$ a été modélisée et les détecteurs ont été placés avec leur point de référence à une DSP 95 cm et à 5 cm de profondeur. Les sources des simulations sont les PhSps secondaires spécifiques à chaque taille de champ.

Pour diminuer les temps de calculs, les pas de coupures des photons et des particules chargées ont été appliqués selon des régions géométriques. Les détecteurs ont été placés dans une sphère de 2 cm de rayon considérée comme région d'intérêt (ROI) à 5 cm de profondeur (cf. Figure III-7). Dans cette dernière et dans le détecteur, le pas de coupure a été ajusté pour correspondre à une énergie de coupure d'environ 10 keV pour les électrons et les positons (E_{cut}) et 1 keV pour les photons (P_{cut}). Le choix de coupure

dans la ROI correspond à un parcours CSDA plus petit que la corde moyenne de la sphère ($l=4V/S$) et une énergie de 10 keV satisfait cette condition [Benmakhlouf et al. 2014]. En dehors de la ROI, l'énergie de coupure des particules chargées et des photons a été fixée à environ 125 keV et 1 keV, respectivement. Pour des raisons de temps de calcul, une taille de champ intermédiaire de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ a été utilisée comme référence pour chaque détecteur afin de déterminer les valeurs des $OR_{det,MC}^{f_{clin},f_{msr}}$ du champ f_{msr} de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ défini par les mâchoires.

La géométrie totale de chaque détecteur a été placée dans un volume cylindrique où une limitation de la taille du « step » (« step limiter ») de $1 \mu\text{m}$ a été appliquée pour les particules chargées. Pour le détecteur microdiamant T60019, une limitation de taille de « step » additionnelle de 1 nm a été appliquée au volume sensible comme son épaisseur est de $1 \mu\text{m}$. Cette limitation permet un calcul plus détaillé des sections efficaces le long d'un « step ». Ainsi dans le cas où la taille du « step » est suffisamment petite, les sections efficaces sont considérées quasiment constantes. Plus les « steps » sont petits, plus la simulation sera précise mais le temps de calcul sera plus important.

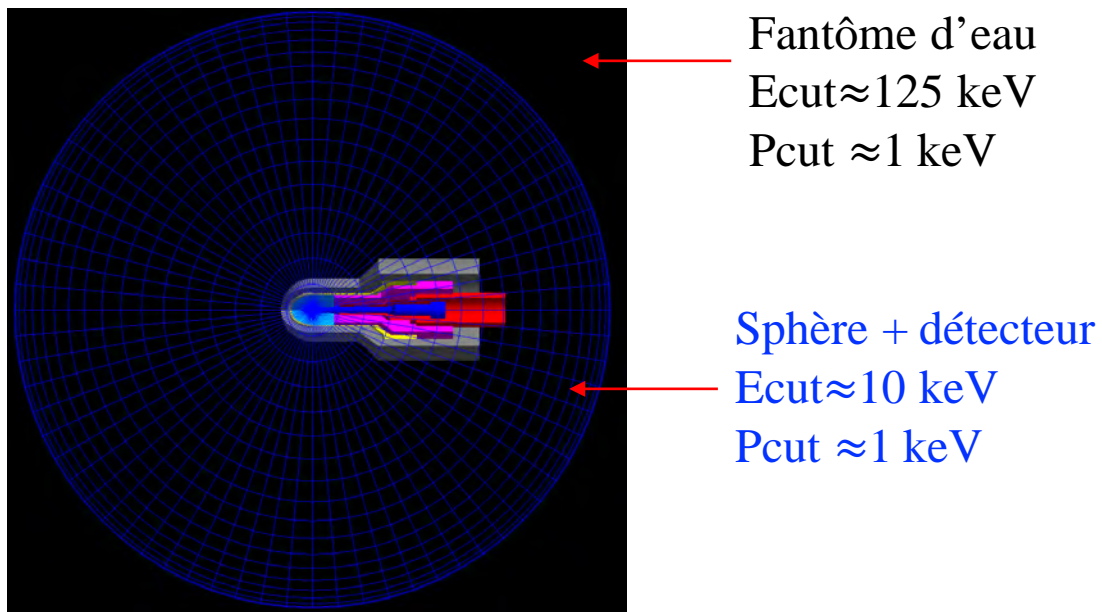


Figure III-7 : Zoom sur le détecteur placé dans une ROI sphérique de 2 cm de rayon pour appliquer des énergies de coupures selon des régions. Les détecteurs sont gardés à l'isocentre dans la ROI.

Les doses absorbées ont ensuite été calculées dans les différents volumes sensibles des détecteurs pour déterminer le $OR_{det,MC}^{f_{clin},f_{msr}}$ et dans un voxel cubique d'eau de $0.5 \times 0.5 \times 0.5 \text{ mm}^3$ pour calculer le $\Omega_{w,MC}^{f_{clin},f_{msr}}$ en l'absence du détecteur. Toutes les simulations ont été réalisées sur un cluster informatique et le nombre de particules a été

Détermination des facteurs correctifs des détecteurs dans les petits champs

choisi selon la taille de champ et l'énergie (entre 8×10^8 et 2.5×10^{10}) pour avoir une incertitude de Type A inférieure à 1% sur les doses absorbées calculées.

III.2.2.3 Méthode hybride

La méthode hybride noté « hyb » combine des calculs Monte-Carlo des $\Omega_{w,MC}^{f_{clin},f_{msr}}$ dans un voxel d'eau cubique de $0.5 \times 0.5 \times 0.5$ mm³ défini par l'Equation (113) et des mesures expérimentales du $OR_{det,exp}^{f_{clin},f_{msr}}$ représentées par l'Equation (105). Par conséquent, le facteur correctif selon la méthode hybride est donné par :

$$k_{det,hyb}^{f_{clin},f_{msr}} = \Omega_{w,MC}^{f_{clin},f_{msr}} / OR_{det,exp}^{f_{clin},f_{msr}}. \quad (115)$$

D'une part, cette méthode permet de s'affranchir de la modélisation détaillée des détecteurs et utilise les mesures des $OR_{det,exp}^{f_{clin},f_{msr}}$. D'autre part, elle permet d'éviter de se référer aux mesures d'un détecteur de référence en utilisant les calculs Monte-Carlo.

III.2.3 Evaluation des incertitudes

Il est indispensable d'estimer les incertitudes associées à chacune des méthodes. Pour cela, les incertitudes ont été déterminées en se basant les recommandations du Guide d'Expression des Incertitudes de Mesures [GUM 2008] (cf. I.7).

Les mesures expérimentales ont été effectuées sur plusieurs jours de mesures et sur deux TrueBeam STx. Cela permet de prendre en compte dans le calcul des incertitudes, l'erreur liée au positionnement du détecteur d'une part et les différences entre la calibration des lames du MLC entre les différentes machines d'autre part.

Les incertitudes de Type A (cf. I.7.1) ont été déterminées par l'écart type de la valeur moyenne des $M_{det,exp}^{f_{clin}}$. Les incertitudes de Type B ont été extraites de l'IAEA TRS-483 et sont de 1% pour les champs supérieurs à 1×1 cm² et de 2% pour les champs inférieurs ou égaux à 1×1 cm². Pour les calculs Monte-Carlo une valeur de 1% d'incertitude de Type B a été considérée selon l'IAEA TRS-483.

Cependant, la plupart des études publiées prennent en compte uniquement l'incertitude Type A de plusieurs séries de mesures. Ainsi, seules les incertitudes de Type

A seront données dans la partie résultat pour garder la cohérence au niveau de comparaison avec d'autres études.

Les gammes des incertitudes u_A et u_c (cf. I.7.3) exprimées en pourcentage sont données dans les Tableaux III-11 et III-12 en annexe, respectivement. Les plus grandes valeurs sont trouvées pour les plus petites tailles de champs.

L'incertitude statistique $\sigma(OR_{det,exp}^{f_{clin},f_{msr}})$ sur le $OR_{det,exp}^{f_{clin},f_{msr}}$ a été calculée par propagation des incertitudes selon :

$$\sigma(OR_{det,exp}^{f_{clin},f_{msr}}) = OR_{det,exp}^{f_{clin},f_{msr}} \times \sqrt{\left(\frac{u_A(M_{det,exp}^{f_{clin}})}{M_{det,exp}^{f_{clin}}}\right)^2 + \left(\frac{u_A(M_{det,exp}^{f_{msr}})}{M_{det,exp}^{f_{msr}}}\right)^2} \quad (116)$$

où $u_A(M_{det,exp}^{f_{clin}})$ et $u_A(M_{det,exp}^{f_{msr}})$ sont les écarts type des mesures $M_{det,exp}^{f_{clin}}$ et $M_{det,exp}^{f_{msr}}$, respectivement.

L'incertitude statistique $\sigma(\Omega_{ref,exp}^{f_{clin},f_{msr}})$ sur le $\Omega_{ref,exp}^{f_{clin},f_{msr}}$ a été évaluée d'une manière similaire selon :

$$\sigma(\Omega_{ref,exp}^{f_{clin},f_{msr}}) = \Omega_{ref,exp}^{f_{clin},f_{msr}} \times \sqrt{\left(\frac{u_A(D_{ref,exp}^{f_{clin}})}{D_{ref,exp}^{f_{clin}}}\right)^2 + \left(\frac{u_A(D_{ref,exp}^{f_{msr}})}{D_{ref,exp}^{f_{msr}}}\right)^2} \quad (117)$$

où $u_A(D_{ref,exp}^{f_{clin}})$ et $u_A(D_{ref,exp}^{f_{msr}})$ sont les écarts type des doses absorbées $D_{ref,exp}^{f_{clin}}$ et $D_{ref,exp}^{f_{msr}}$, respectivement.

L'incertitude statistique $\sigma(k_{det,exp}^{f_{clin},f_{msr}})$ sur le $k_{det,exp}^{f_{clin},f_{msr}}$ a été déterminée en fonction des incertitudes calculées dans l'Equation (116) et l'Equation (117) selon

$$\sigma(k_{det,exp}^{f_{clin},f_{msr}}) = k_{det,exp}^{f_{clin},f_{msr}} \times \sqrt{\left(\frac{\sigma(OR_{det,exp}^{f_{clin},f_{msr}})}{OR_{det,exp}^{f_{clin},f_{msr}}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(\Omega_{ref,exp}^{f_{clin},f_{msr}})}{\Omega_{ref,exp}^{f_{clin},f_{msr}}}\right)^2} \quad (118)$$

Détermination des facteurs correctifs des détecteurs dans les petits champs

Pour les méthodes numérique et hybride les incertitudes des facteurs correctifs ont été évaluées de la même façon et seront notées $\sigma(k_{det,MC}^{f_{clin},f_{msr}})$ et $\sigma(k_{det,hyb}^{f_{clin},f_{msr}})$.

Les valeurs des incertitudes ont été exprimées en pourcentage pour chaque méthode selon :

$$\sigma_{k_{det,méthode}^{f_{clin},f_{msr}}} [\%] = \frac{\sigma(k_{det,méthode}^{f_{clin},f_{msr}})}{k_{det,méthode}^{f_{clin},f_{msr}}} \times 100 \quad (119)$$

où « méthode » représente la méthode expérimentale ou la méthode hybride ou la méthode numérique.

III.2.4 Comparaison des méthodes

Les trois méthodes utilisées pour la détermination des $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ ont été comparées selon :

$$\Delta_{méthode\ 2}^{méthode\ 1} [\%] = \frac{k_{det,méthode\ 1}^{f_{clin},f_{msr}} - k_{det,méthode\ 2}^{f_{clin},f_{msr}}}{k_{det,méthode\ 2}^{f_{clin},f_{msr}}} \times 100 \quad (120)$$

Pour la comparaison avec les $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ de l'IAEA TRS-483, la différence relative en pourcentage avec les différentes méthodes est donnée par :

$$\Delta_{TRS483}^{méthode} (\%) = \frac{k_{det,méthode}^{f_{clin},f_{msr}} - k_{det,TRS\ 483}^{f_{clin},f_{msr}}}{k_{det,TRS483}^{f_{clin},f_{msr}}} \times 100 \quad (121)$$

III.3 Résultats et discussions

III.3.1 Facteurs correctifs des détecteurs

III.3.1.1 Chambres d'ionisation PinPoint 3D

Les Figures III-8 et III-10 montrent les résultats des $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ des deux chambres d'ionisation T31016 et T31022, respectivement. Les $\Delta_{TRS483}^{méthode}$ (%) pour la T31016 sont également présentées dans la Figure III-8. Seuls les résultats pour des champs supérieurs ou égaux à $1 \times 1 \text{ cm}^2$ sont présentés dans les cas des chambres d'ionisation, étant donné que des différences supérieures à 10% ont été trouvées pour la taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$.

i. PinPoint 3D T31016

Le Tableau III-5 représente les facteurs de polarité k_{pol} déterminé pour les champs allant de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ à $3 \times 3 \text{ cm}^2$ et pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF. L'effet de polarité varie entre 1.003 et 1.01 selon la taille de champ et l'énergie. Les mesures ont été corrigées du k_{pol} avant la détermination des $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$.

Tableau III-5 : k_{pol} de la chambre d'ionisation T31016 calculés pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.

Energie	Taille de champ nominale f_{clin} [cm^2]						
	Ref 10×10	3×3	2.5×2.5	2×2	1.5×1.5	1×1	0.5×0.5
6WFF	1.005	1.006	1.003	1.007	1.009	1.008	-
k_{pol} 6FFF	1.003	1.006	1.005	1.008	1.009	1.009	-
10FFF	1.006	1.006	1.005	1.009	1.010	1.008	-

Les valeurs des $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de la chambre T31016 déterminées selon les différentes méthodes sont données dans le Tableau III-6 et et leurs écarts sont donnés en annexe du chapitre dans le Tableau III-13.

Pour les champs inférieurs à $2 \times 2 \text{ cm}^2$, les $OR_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de la T31016 déterminés à partir des trois méthodes sont inférieurs aux $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ pour toutes les énergies et les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ sont donc supérieurs à 1. Comme attendu, la tendance de sous-estimation est croissante avec la diminution de la taille de champ.

Détermination des facteurs correctifs des détecteurs dans les petits champs

Pour la taille de champ de $1 \times 1 \text{ cm}^2$, le $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ varie selon la méthode entre 1.03 et 1.043 pour les énergies 6WFF et 6FFF, et entre 1.03 et 1.065 pour l'énergie 10FFF. Pour les champs supérieurs ou égaux à $1.5 \times 1.5 \text{ cm}^2$, les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ sont inférieurs à 1.015 pour les énergies 6WFF et 6FFF, et sont moins de 1.027 pour l'énergie 10FFF. En effet, si on considère uniquement les résultats de la méthode numérique et de la méthode expérimentale, la T31016 peut être utilisée sans correction pour des champs supérieurs ou égaux $2 \times 2 \text{ cm}^2$ pour les énergies 6WFF et 6FFF et pour les champs supérieurs à $2 \times 2 \text{ cm}^2$ pour l'énergie 10FFF.

En comparant les résultats entre les différentes méthodes, on peut voir que la méthode numérique donne des $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ inférieurs aux deux autres méthodes pour les plus petites tailles de champs. Néanmoins, les écarts entre les résultats des différentes méthodes et les différentes tailles de champs sont inférieurs à 1.2% pour les énergies 6WFF et 6FFF et les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ sont en accord dans la limite des incertitudes. Pour l'énergie 10FFF, les écarts varient entre 0.3% et 1.9% entre les différentes méthodes et les tailles de champs, sauf entre la méthode hybride et numérique où une différence de 3.2% est trouvée pour la taille de champ $1 \times 1 \text{ cm}^2$.

Les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ déterminés selon les différentes méthodes sont en accord à environ 1% avec les données de l'IAEA TRS-483 excepté pour le champ $1 \times 1 \text{ cm}^2$ et l'énergie 10FFF.

Tableau III-6 : $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de le chambre d'ionisation T31016 obtenus avec les trois méthodes pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF. L'incertitude de Type A en pourcentage est notée entre parenthèses.

Energie	$k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$	Taille de champ nominale f_{clin} [cm ²]					
		3×3	2.5×2.5	2×2	1.5×1.5	1×1	0.5×0.5
6WFF	Expérimentale	0.997	0.998	1.002	1.013	1.042	-
		(0.2)	(0.2)	(0.1)	(0.3)	(0.3)	-
	Numérique	1.000	1.000	1.000	1.010	1.031	-
		(0.7)	(0.7)	(0.7)	(0.8)	(0.8)	-
	Hybride	1.000	1.000	1.003	1.012	1.043	-
		(0.7)	(0.7)	(0.7)	(0.7)	(0.8)	-
6FFF	Expérimentale	0.998	1.000	0.999	1.005	1.031	-
		(0.1)	(0.2)	(0.5)	(1.0)	(0.7)	-
	Numérique	1.000	1.002	1.003	1.004	1.032	-
		(0.6)	(0.6)	(0.6)	(0.6)	(0.6)	-
	Hybride	1.000	1.002	1.003	1.011	1.035	-
		(0.6)	(0.6)	(0.6)	(0.6)	(0.7)	-
10FFF	Expérimentale	0.998	0.998	1.008	1.023	1.051	-
		(0.3)	(0.2)	(0.1)	(0.6)	(0.8)	-
	Numérique	1.000	1.003	1.005	1.009	1.031	-
		(0.5)	(0.5)	(0.5)	(0.5)	(0.5)	-
	Hybride	1.000	1.003	1.014	1.026	1.064	-
		(0.4)	(0.5)	(0.5)	(0.5)	(0.7)	-
6 MV et 10 MV WFF et FFF	IAEA	1.001	1.001	1.004	1.013	1.039	-
	TRS-483	(0.4)	(0.4)	(0.4)	(0.6)	(1.1)	-

Détermination des facteurs correctifs des détecteurs dans les petits champs

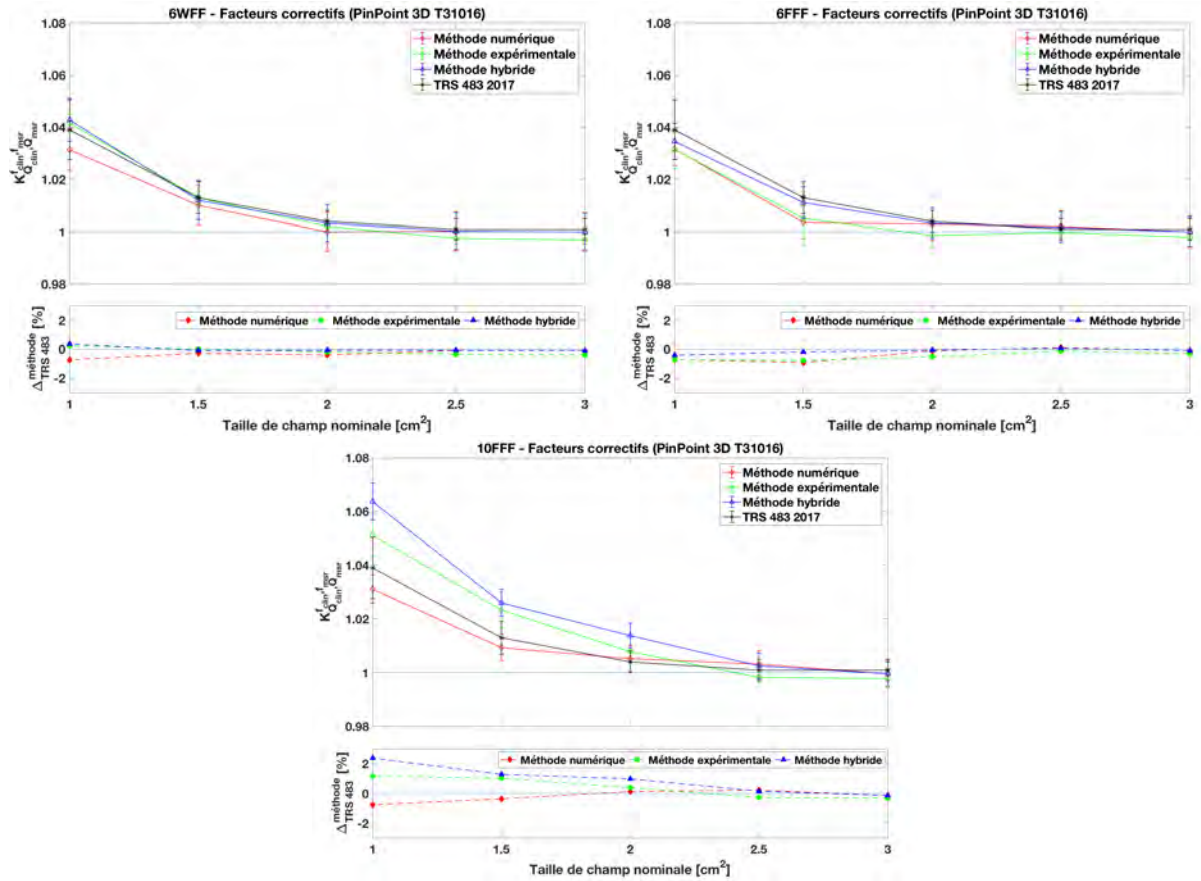


Figure III-8 : $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ de la chambre d'ionisation T31016 en fonction de la taille de champ pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.

La Figure III-9 montre la comparaison des $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ de la chambre d'ionisation T31016 calculés selon ses trois méthodes pour l'énergie 6WFF avec ceux issus de plusieurs études publiées [Azangwe et al. 2014; Benmakhlouf et al. 2014; Czarnecki and Zink 2014; Krauss 2016; Lechner et al. 2013]. Ces études ont été utilisées dans l'IAEA TRS-483 comme base de données pour déterminer une valeur moyenne des $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$. Les notations « exp » (méthode expérimentale) et « MC » (méthode numérique) indiquent la méthode utilisée dans chaque étude.

Pour les tailles de champs supérieures ou égales 1.5×1.5 cm², nos résultats sont en excellent accord avec les études publiées. Des écarts sont observés sur la taille de 1×1 cm² par rapport aux différentes études mais sont moins conséquents en comparant à leur moyenne publiée dans l'IAEA TRS-483.

Le protocole TRS-483 ne différencie pas les $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ de la chambre T31016 pour les faisceaux 6WFF, 6FFF et 10FFF. Seule l'étude de Lechner et al. [Lechner et al. 2013] a contribué à la détermination des $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ pour l'énergie 6FFF dans le protocole.

Si on prend en compte les valeurs déterminées par la méthode numérique et la méthode expérimentale, les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ sont quasiment indépendants de l'énergie avec des écarts inférieurs à 1% et 2%, respectivement.

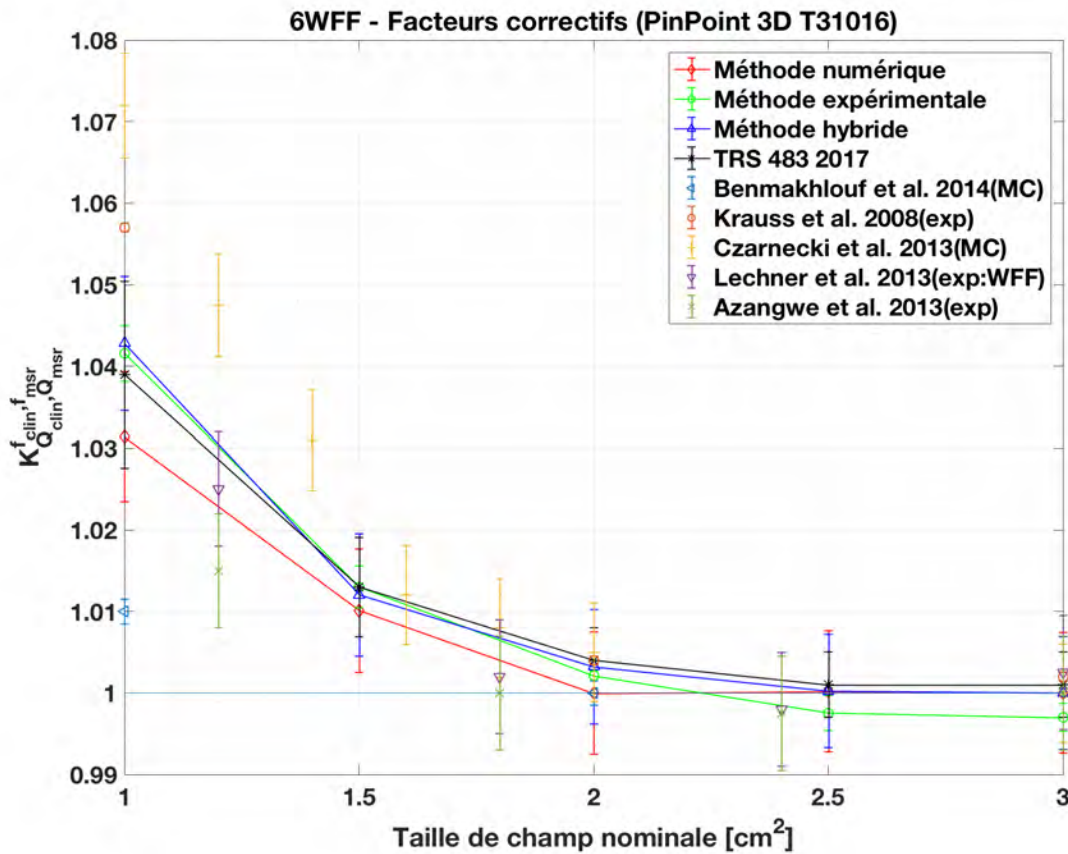


Figure III-9 : Comparaison des facteurs correctifs de la chambre d'ionisation T31016 calculés dans notre étude selon les différentes méthodes avec les résultats d'autre études publiées et l'IAEA TRS-483 pour l'énergie 6WFF. Les notations « exp » et « MC » correspondent respectivement à la méthode expérimentale ou numérique utilisée pour la détermination des facteurs correctifs.

Détermination des facteurs correctifs des détecteurs dans les petits champs

ii. PinPoint 3D T31022

Les k_{pol} de la chambre d'ionisation T31022 sont présentés dans le Tableau III-7 pour les tailles de champs allant de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ à $3 \times 3 \text{ cm}^2$ et pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF. On remarque que le facteur polarité est inférieur ou égal à 0.5% dans tous les cas et il est moins important que dans le cas de la chambre d'ionisation T31016.

Tableau III-7 : k_{pol} de le chambre d'ionisation T31022 pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.

Energie	Taille de champ nominale $f_{clin} [\text{cm}^2]$						
	Ref 10×10	3×3	2.5×2.5	2×2	1.5×1.5	1×1	0.5×0.5
6WFF	1.000	0.997	0.995	0.999	1.001	1.000	-
k_{pol} 6FFF	0.999	0.996	0.995	0.999	1.001	1.000	-
10FFF	1.000	0.996	0.996	0.999	1.001	1.000	-

Les tendances des $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de la chambre d'ionisation T31022 sont similaires à celles de la T31016. Les $OR_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ sont inférieurs aux $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ pour les tailles de champs inférieures à $2 \times 2 \text{ cm}^2$ et ainsi les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ sont supérieurs à l'unité (cf. Figure III-10).

Les différences trouvées entre les trois méthodes sont données en annexe dans le Tableau III-14. Pour les énergies 6WFF et 6FFF, les écarts entre les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ déterminés selon les trois méthodes sont inférieurs à 1%. Cela est aussi le cas pour l'énergie 10FFF pour les tailles de champs supérieures ou égale à $2 \times 2 \text{ cm}^2$.

Les valeurs de cette étude ont été comparées à celles de l'étude de Vieilleigne et Arnaud [Vieilleigne and Arnaud 2018] et un bon accord moyen ($\leq 1\%$) a été trouvé.

Les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de la T31022 sont plus proches de l'unité que celles de la T31016 mais elle ne peut pas être utilisée sans correction pour les champs inférieurs à $2 \times 2 \text{ cm}^2$.

Le fait de trouver des $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ supérieurs à l'unité dans le cas des chambres d'ionisation est principalement lié à l'effet du moyennage volumique qui a été estimé à 8% par Benmakhlouf et al. (pour une taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$) et au manque de LCPE qui est exacerbé en présence de la cavité d'air (densité ~ 1000 fois inférieure à celle de l'eau) [P. Andreo 2018; Benmakhlouf et al. 2014]

Tableau III-8 : $k_{Q_{clin}/Q_{msr}}^{f_{clin}/f_{msr}}$ de le chambre d'ionisation T31022 obtenus avec les trois méthodes pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF. L'incertitude de Type A en pourcentage est notée entre parenthèses.

Energie	$k_{Q_{clin}/Q_{msr}}^{f_{clin}/f_{msr}}$	Taille de champ nominale f_{clin} [cm ²]					
		3×3	2.5×2.5	2×2	1.5×1.5	1×1	0.5×0.5
6WFF	Expérimentale	0.998	0.998	1.001	1.009	1.024	-
		(0.2)	(0.3)	(0.1)	(0.2)	(0.4)	-
	Numérique	1.001	1.001	1.000	1.005	1.016	-
		(0.7)	(0.7)	(0.7)	(0.7)	(0.8)	-
	Hybride	1.001	1.000	1.002	1.008	1.025	-
		(0.7)	(0.7)	(0.7)	(0.7)	(0.8)	-
6FFF	Expérimentale	1.000	1.001	0.999	1.003	1.017	-
		(0.7)	(0.7)	(0.7)	(0.7)	(0.7)	-
	Numérique	1.002	1.007	1.000	1.004	1.015	-
		(0.6)	(0.6)	(0.6)	(0.6)	(0.6)	-
	Hybride	1.002	1.003	1.004	1.009	1.020	-
		(0.6)	(0.6)	(0.6)	(0.6)	(0.7)	-
10FFF	Expérimentale	0.998	1.000	1.006	1.016	1.032	-
		(0.3)	(0.2)	(0.1)	(0.6)	(0.8)	-
	Numérique	1.000	1.004	1.004	1.006	1.019	-
		(0.5)	(0.5)	(0.5)	(0.5)	(0.5)	-
	Hybride	1.000	1.004	1.012	1.019	1.044	-
		(0.4)	(0.5)	(0.5)	(0.5)	(0.7)	-

Détermination des facteurs correctifs des détecteurs dans les petits champs

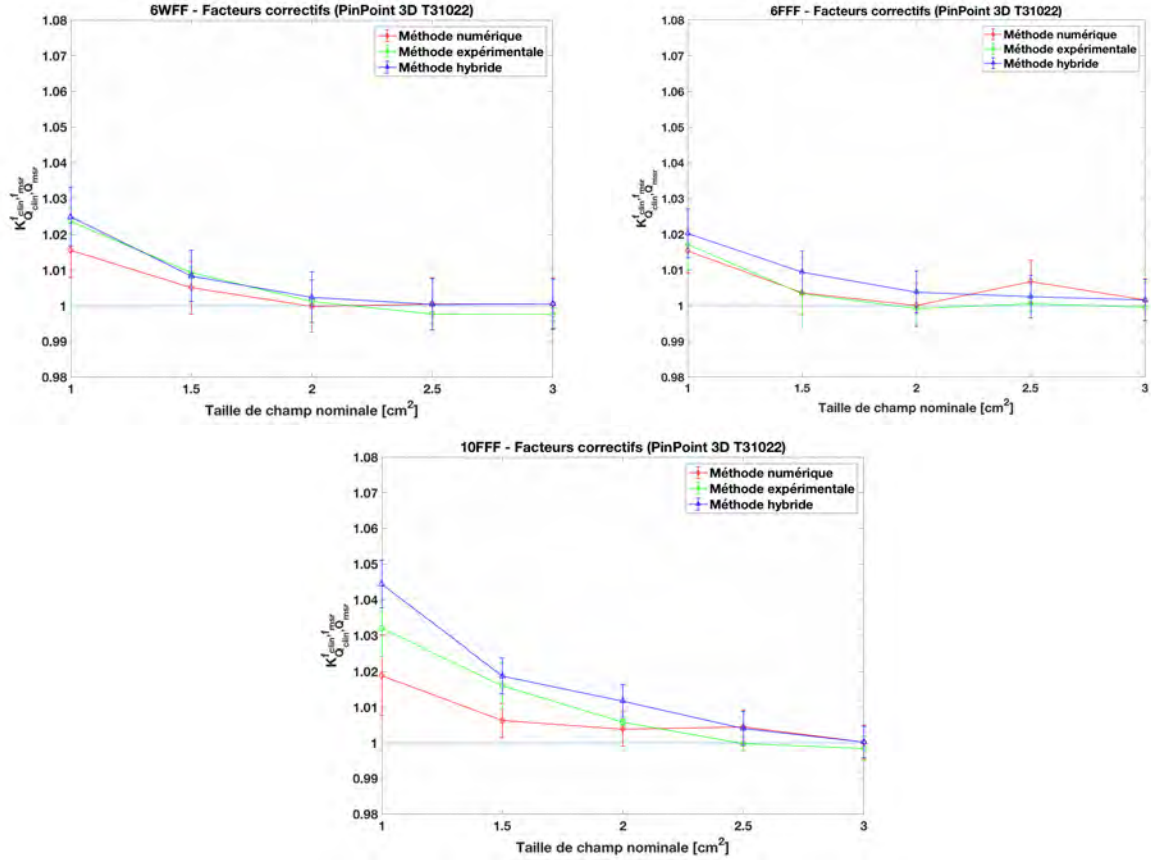


Figure III-10 : $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de la chambre d'ionisation T31022 en fonction de la taille de champ pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.

III.3.1.2 Détecteurs solides

i. Diode E T60017

Les résultats des $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ obtenus avec les trois méthodes pour la diode E T60017 sont illustrés dans la Figure III-11 pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF. Ces résultats sont détaillés dans le Tableau III-9. Un comportement commun a été retrouvé entre les facteurs correctifs des trois méthodes et toutes les énergies pour des champs allant de 2×2 cm² à 3×3 cm². Pour ces tailles de champs, les $OR_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de la diode E sont inférieures aux $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$, entraînant des $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ supérieurs à l'unité. Par contre, les $OR_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ sont supérieurs aux $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ pour les champs inférieurs à 1.5×1.5 cm².

Les différences relatives entre les trois méthodes sont présentées en annexe du chapitre dans le Tableau III-15. Pour les champs allant de 1×1 cm² jusqu'à 3×3 cm², les trois méthodes sont en accord aux incertitudes près entre elles et avec les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$.

proposés dans l'IAEA TRS-483. Pour les méthodes numérique et expérimentale, la différence maximale observée était de 0.9% par rapport à l'IAEA TRS-483 et atteignait 1.6% avec la méthode hybride. Cela montre que nos résultats sont cohérents dans cette gamme de tailles de champs.

Tableau III-9 : $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de la diode E T60017 obtenus avec les trois méthodes pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF. L'incertitude Type A en pourcentage est notée entre parenthèses.

Energie	$k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$	Taille de champ nominale f_{clin} [cm ²]					
		3×3	2.5×2.5	2×2	1.5×1.5	1×1	0.5×0.5
6WFF	Expérimentale	1.006	1.004	1.006	1.003	0.985	0.951
		(0.2)	(0.3)	(0.1)	(0.1)	(0.2)	(1.6)
	Numérique	1.009	1.002	1.001	1.000	0.987	0.937
		(1.0)	(1.0)	(1.0)	(1.0)	(1.0)	(1.1)
	Hybride	1.009	1.006	1.007	1.002	0.986	0.947
		(0.7)	(0.7)	(0.7)	(0.7)	(0.7)	(1.4)
6FFF	Expérimentale	1.013	1.013	1.011	1.007	0.993	0.951
		(0.1)	(0.1)	(0.5)	(1.0)	(0.6)	(1.1)
	Numérique	1.015	1.011	1.006	1.009	0.988	0.939
		(0.8)	(0.8)	(0.8)	(0.8)	(0.8)	(0.9)
	Hybride	1.015	1.015	1.016	1.013	0.996	0.977
		(0.6)	(0.6)	(0.6)	(0.6)	(0.6)	(1.2)
10FFF	Expérimentale	1.004	1.001	1.003	1.001	0.984	0.957
		(0.3)	(0.2)	(0.1)	(0.6)	(0.6)	(1.2)
	Numérique	1.006	1.004	1.001	0.992	0.976	0.949
		(0.6)	(0.6)	(0.6)	(0.6)	(0.6)	(0.6)
	Hybride	1.006	1.005	1.009	1.004	0.996	0.981
		(0.4)	(0.5)	(0.4)	(0.5)	(0.5)	(1.3)
6 MV WFF et FFF	IAEA	1.011	1.011	1.008	1.002	0.986	0.952
		(0.4)	(0.4)	(0.4)	(0.5)	(0.5)	(0.8)
10 MV WFF et FFF	TRS-483	1.006	1.005	1.003	0.996	0.980	-
		(0.4)	(0.4)	(0.4)	(0.5)	(0.4)	-

Détermination des facteurs correctifs des détecteurs dans les petits champs

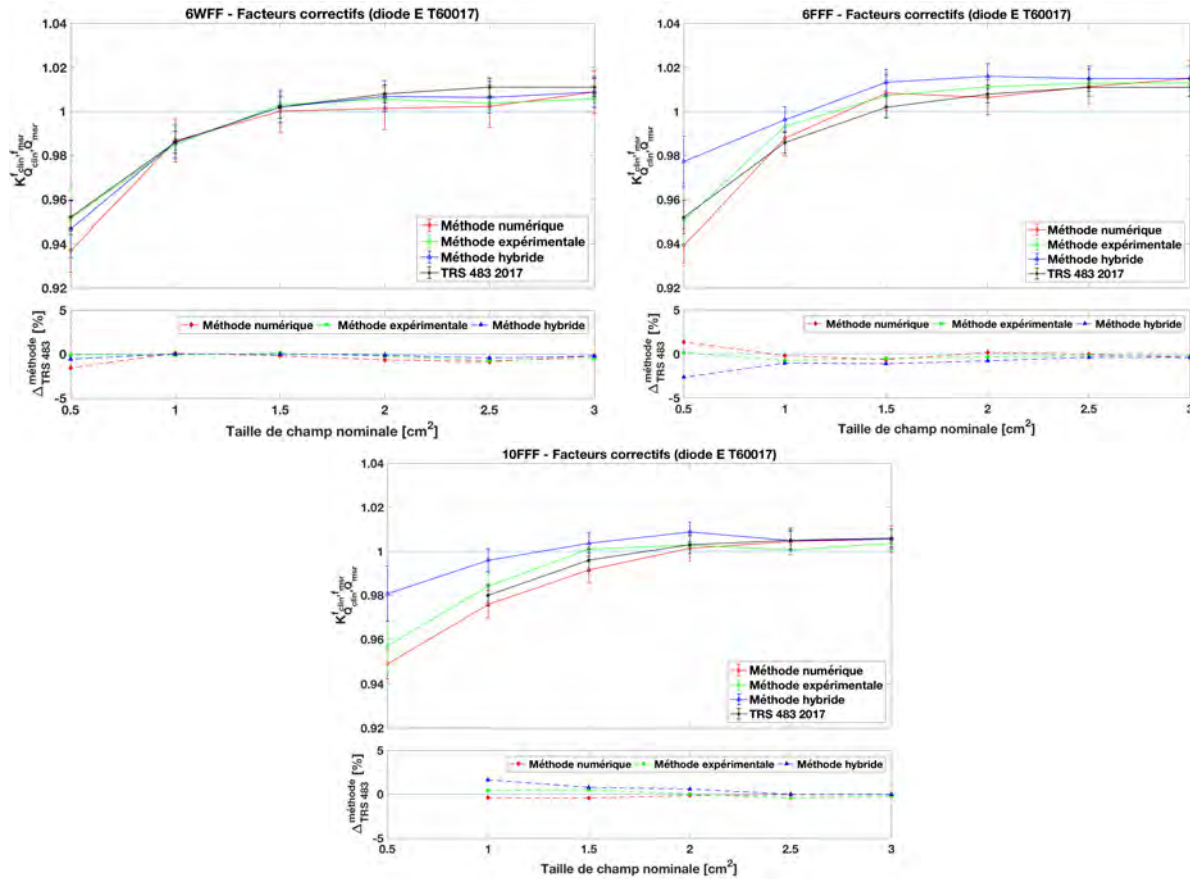


Figure III-11 : $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de la diode E T60017 en fonction de la taille de champ pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.

Pour la taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$, seules les données sur les énergies 6WFF et 6FFF sont disponibles dans l'IAEA TRS-483. Pour cette taille de champ, les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ déterminés avec les différentes méthodes étaient en accord à moins de 1.6% avec ceux de l'IAEA TRS-483 (excepté la méthode hybride pour l'énergie 6FFF où une différence de 2.7% a été trouvée).

Les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ obtenus par les méthodes numérique et expérimentale sont en accord à moins de 1.5% pour la taille champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$. Néanmoins, en comparant les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de ces deux méthodes à ceux de la méthode hybride, des différences plus importantes ont été trouvées. Ces écarts étaient surtout prononcés entre la méthode numérique et la méthode hybride pour les faisceaux 6FFF et 10FFF qui étaient de 4.1% et 3.4%, respectivement.

Les différences observées entre ces méthodes pour la taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ étaient similaires à celles de l'étude d'O'Brien et al. [O'Brien et al. 2015], où des écarts allant jusqu'à 8.1% ont été trouvés entre les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ déterminés par la méthode

numérique et la méthode hybride pour une diode P de type T60016. Dans leur cas, la méthode hybride a été considérée comme référence et les différences ont été liées aux approximations réalisées pendant la modélisation du détecteur (compositions ou géométries). Néanmoins, notre étude montre que la méthode hybride est la méthode la moins adaptée pour le champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ comme elle présente les écarts les plus importants par rapport aux deux autres méthodes et aux $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de l'IAEA TRS-483.

La Figure III-12 montre que les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ déterminés dans notre étude pour l'énergie 6WFF sont en accord avec les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ d'autres études incluses dans l'IAEA TRS-483 [Bassinet et al. 2013; Benmakhlouf et al. 2014; Cranmer-Sargison et al. 2011; Underwood et al. 2015].

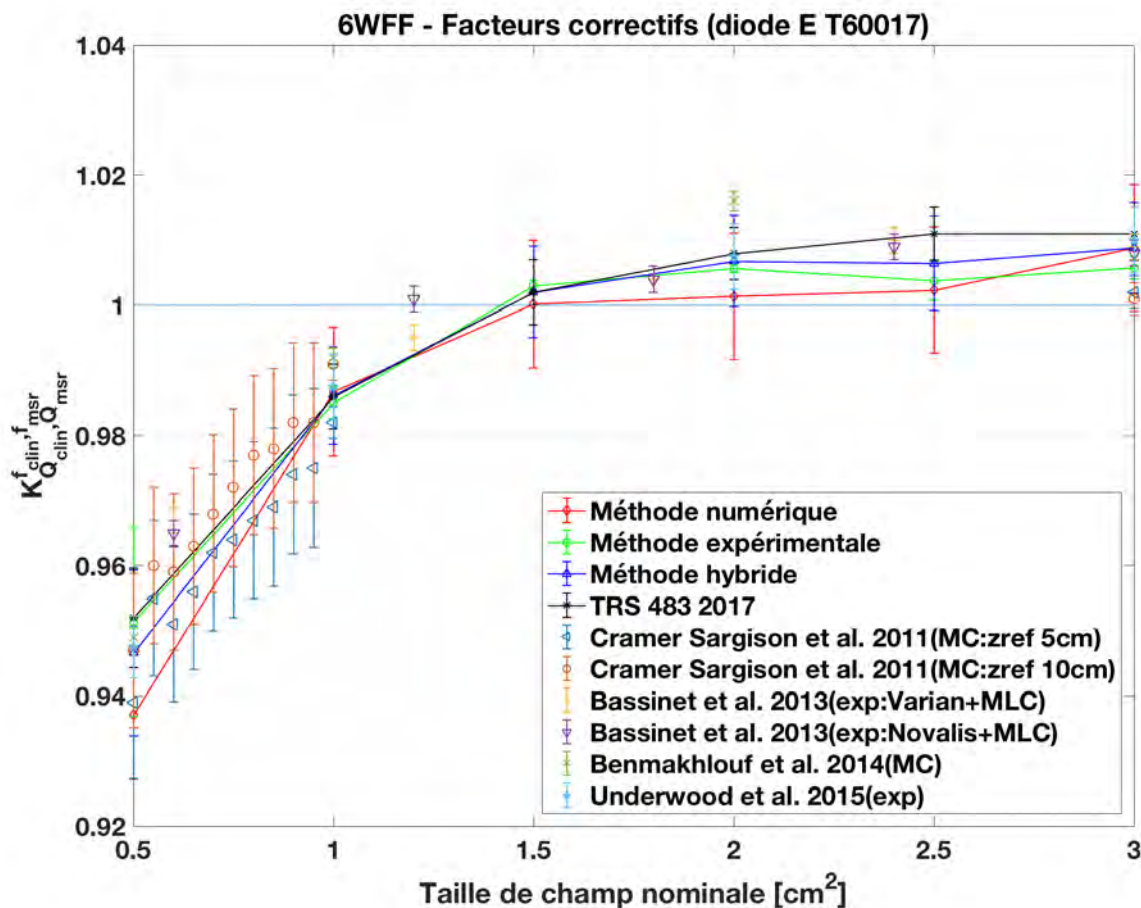


Figure III-12 : Comparaison des facteurs correctifs calculés pour le diode E T60017 (selon les différentes méthodes) avec les résultats d'autres études publiées et l'IAEA TRS-483. Les notations « exp » et « MC » correspondent respectivement à la méthode expérimentale ou numérique utilisée pour la détermination des facteurs correctifs.

Détermination des facteurs correctifs des détecteurs dans les petits champs

Comme présenté précédemment, l'une des problématiques des diodes est leur sensibilité aux photons de basses énergies qui entraîne une sur-réponse dans les grandes tailles de champs. On a vu dans cette partie que cela rend nécessaire d'appliquer des $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ pour les champs de dimensions supérieures ou égales à $2 \times 2 \text{ cm}^2$. Néanmoins, la Figure III-13 montre que lorsque la méthode de « champ intermédiaire » est utilisée pour la diode E, il n'est plus nécessaire d'appliquer des $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ pour ces tailles de champs.

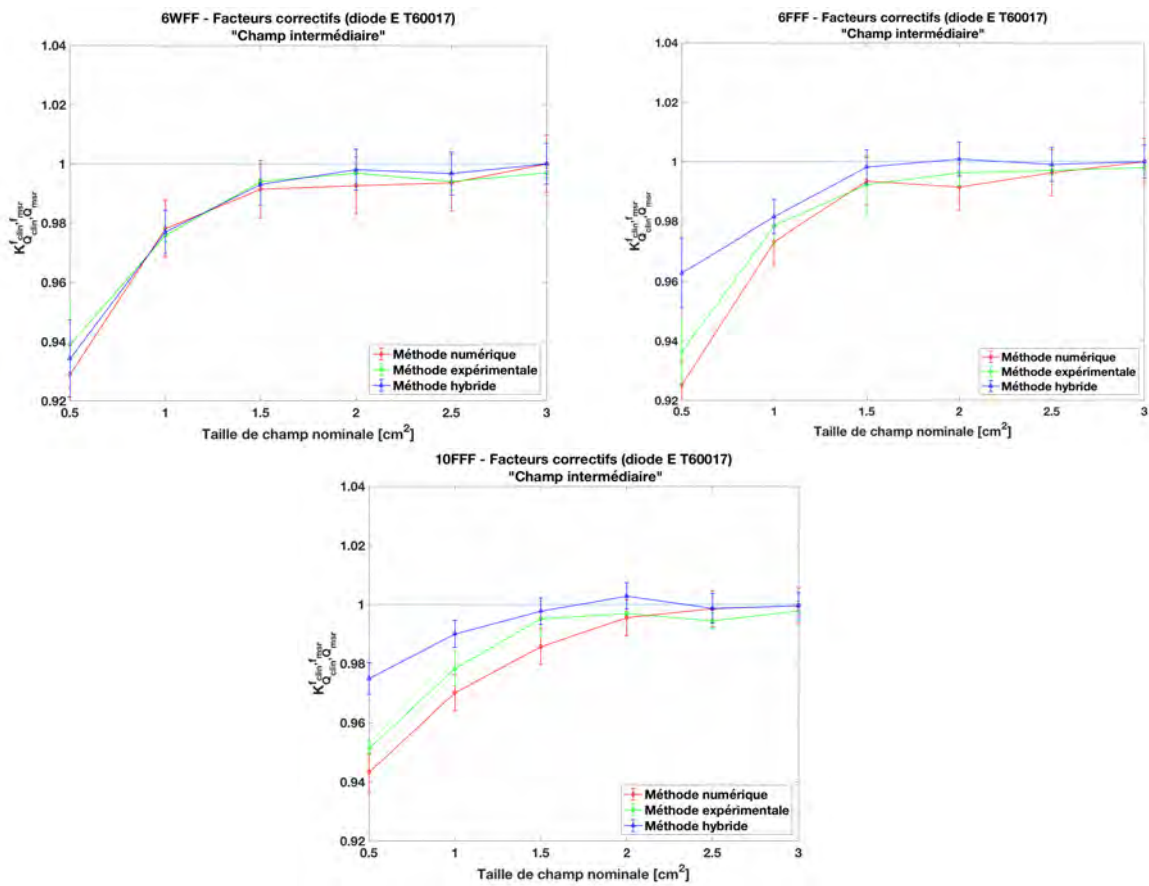


Figure III-13 : $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ de la diode E T60017 en fonction de la taille de champ déterminé en utilisant la méthode du « champ intermédiaire » pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.

ii. Microdiamant T60019

Les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ du détecteur microdiamant et les différences en pourcentage entre les trois méthodes sont donnés dans les Tableaux III-10 et III-16 en annexe du chapitre, respectivement.

Le détecteur microdiamant T60019 présente une sur-réponse pour la taille de 1×1 cm² et les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ pour les champs supérieurs à 1×1 cm² varient entre 0.990 et 1.006 (cf. Figure III-14). Ainsi, les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ pour le détecteur microdiamant sont les plus proches de l'unité comparés à tous les détecteurs employés dans cette étude.

Pour les champs allant de 1×1 cm² à 3×3 cm², les différences entre les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ des différentes méthodes et avec les valeurs de l'IAEA TRS-483 sont inférieures 1.6 %. Cela montre que nos résultats sont valides pour cette gamme de tailles de champs.

Concernant la taille de champ 0.5×0.5 cm², les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ obtenus par la méthode expérimentale étaient en accord à moins de 1.8% avec les valeurs de l'IAEA TRS-483 (pour tous les champs et énergies étudiés). Cependant, les valeurs proposées dans le protocole différaient jusqu'à 2.7% et 4.3%, respectivement des $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ obtenus par les méthodes numérique et hybride. Ces divergences étaient principalement marquées pour avec les faisceaux FFF.

En effet, selon la méthode et l'énergie, différentes tendances ont été observées pour cette taille de champ 0.5×0.5 cm². Pour les trois énergies, les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ obtenus expérimentalement diminuaient de façon continue jusqu'à la plus petite taille de champ. Cependant les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ déterminés par la méthode numérique étaient quasiment identiques entre les champs 0.5×0.5 cm² et 1×1 cm².

Détermination des facteurs correctifs des détecteurs dans les petits champs

Tableau III-10 : $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de la chambre microdiamant T60019 obtenus avec les trois méthodes pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF. L'incertitude Type A en pourcentage est notée entre parenthèses.

Energie	$k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$	Taille de champ nominale f_{clin} [cm ²]					
		3×3	2.5×2.5	2×2	1.5×1.5	1×1	0.5×0.5
6WFF	Expérimentale	0.999	0.999	0.999	0.998	0.984	0.972
		(0.2)	(0.2)	(0.2)	(0.1)	(0.3)	(1.5)
	Numérique	1.002	1.003	0.994	0.994	0.991	0.990
		(0.9)	(0.9)	(1.0)	(1.0)	(1.0)	(1.1)
	Hybride	1.002	1.002	1.000	0.997	0.986	0.967
		(0.7)	(0.7)	(0.7)	(0.7)	(0.8)	(1.3)
6FFF	Expérimentale	1.002	1.003	0.999	0.995	0.986	0.968
		(0.1)	(0.1)	(0.5)	(1.0)	(0.6)	(1.2)
	Numérique	1.004	1.005	1.006	0.994	0.988	0.988
		(0.7)	(0.7)	(0.7)	(0.7)	(0.7)	(0.8)
	Hybride	1.004	1.005	1.004	1.001	0.989	0.995
		(0.6)	(0.6)	(0.6)	(0.6)	(0.6)	(1.3)
10FFF	Expérimentale	0.998	0.997	0.999	0.997	0.984	0.979
		(0.4)	(0.2)	(0.2)	(0.5)	(0.7)	(0.3)
	Numérique	1.000	1.003	0.995	0.990	0.981	0.987
		(0.5)	(0.5)	(0.5)	(0.6)	(0.6)	(0.6)
	Hybride	1.000	1.002	1.004	1.000	0.996	1.004
		(0.5)	(0.5)	(0.5)	(0.5)	(0.6)	(0.6)
6 MV et 10 MV WFF et FFF	IAEA	1.000	0.999	0.997	0.993	0.984	0.962
	TRS-483	(0.4)	(0.4)	(0.4)	(0.5)	(0.5)	(0.8)

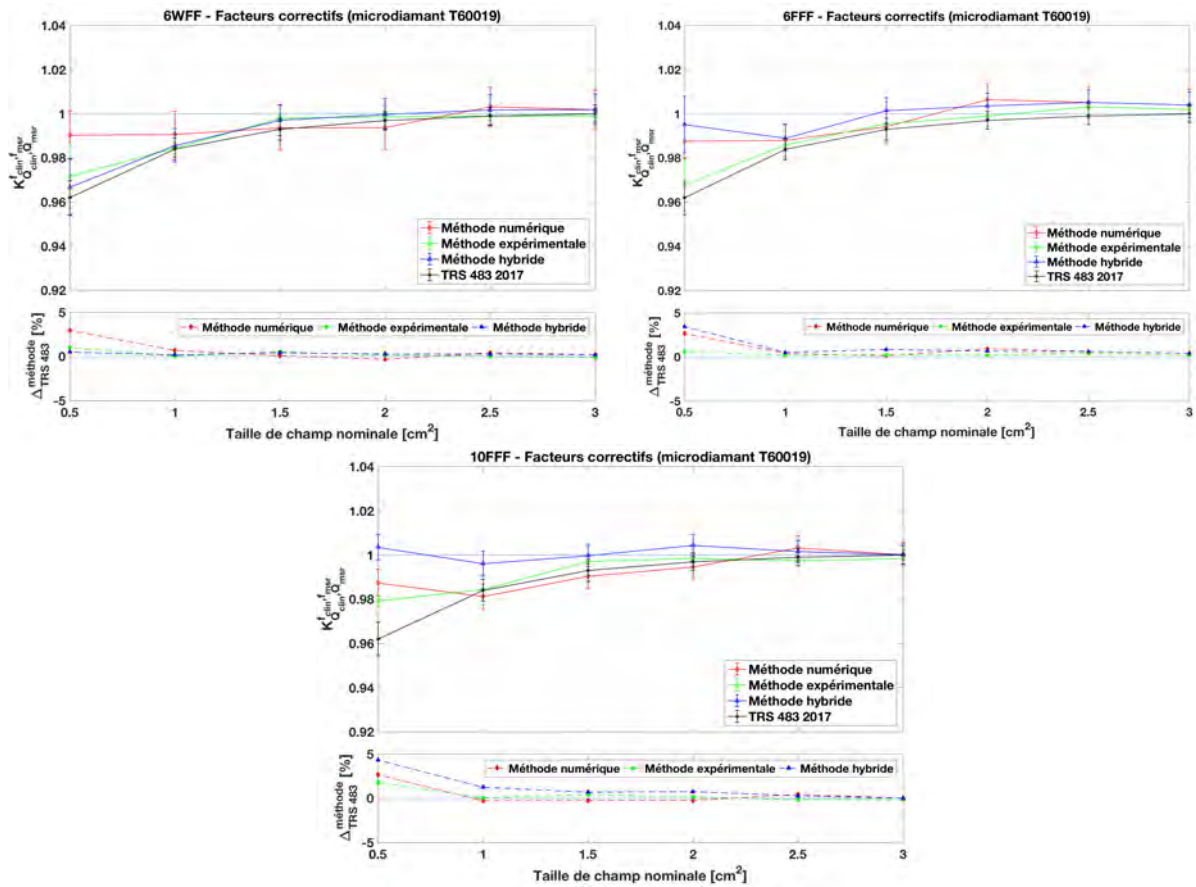


Figure III-14 : $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ du détecteur microdiamant T60019 en fonction de la taille de champ pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.

De nombreuses études ont été faites pour le détecteur microdiamant et la diode E parce que ces détecteurs sont considérés comme étant les plus adaptés à la dosimétrie des petits champs. La Figure III-15 présente nos résultats obtenus pour l'énergie 6WFF et ceux des études publiées [Andreo et al. 2015; Azangwe et al. 2014; De Coste et al. 2017; Lárraga-Gutiérrez et al. 2015; Lechner et al. 2013; Ralston et al. 2014; Underwood et al. 2015]. On remarque que, toutes les études basées sur la méthode numérique ont révélé que le $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ était plus élevé pour la taille de champ nominale $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ que pour le champ $1 \times 1 \text{ cm}^2$. Cependant, les études basées sur la méthode expérimentale ont trouvées que les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ diminuent de façon continue jusqu'à la taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$. Dans les deux cas, nos résultats sont cohérents avec ceux de ces études selon la méthode utilisée.

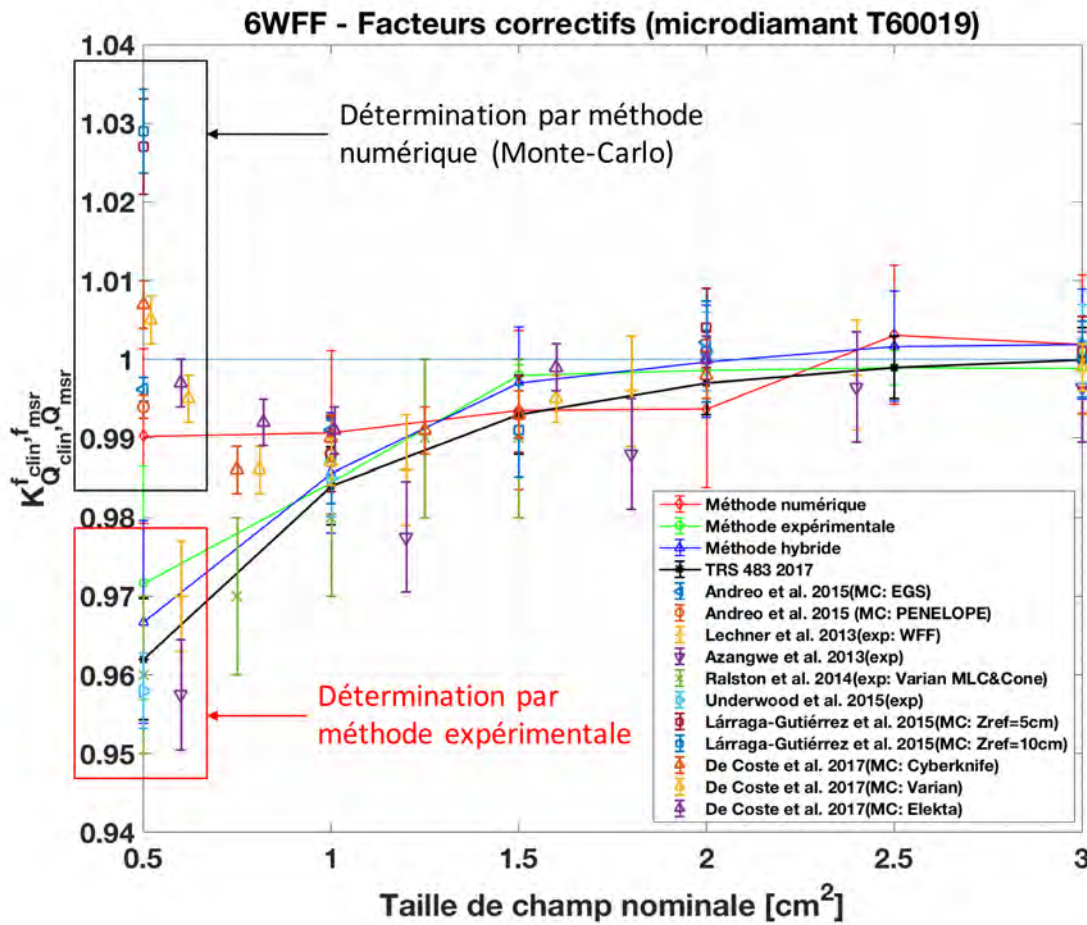


Figure III-15 : Comparaison des facteurs correctifs calculés pour le détecteur microdiamant T60019 (selon les différentes méthodes) avec les résultats d'autres études publiées et l'IAEA TRS-483. Les dénnotations « exp » et « MC » correspondent respectivement à la méthode expérimentale ou numérique utilisée pour la détermination des facteurs correctifs.

Le $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ du détecteur microdiamant pour la taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ déterminé par Andreo et al. [Andreo et al. 2015] pour l'énergie 6WFF à partir des calculs Monte-Carlo avec le code EGSnrc (~ 0.996) et PENELOPE (~ 0.994) est en accord à moins de 0.7% avec notre valeur (0.990). Dans leur étude, ils ont expliqué que les divergences des $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ entre les méthodes (expérimentale et numérique) pourraient provenir d'une mauvaise estimation du volume sensible. Cela a été démontré en comparant la taille du volume sensible estimée à partir d'une mammographie du détecteur aux dimensions du volume sensible dans les fiches techniques fournies par le fabricant. D'autre part, des parties métalliques non incluses dans les fiches techniques ont été observées dans la mammographie. En adaptant la taille du volume sensible à la taille estimée à partir de l'imagerie par rayons X, Andreo et al. [Andreo et al. 2015] ont trouvé des $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ (~ 0.96

pour le champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$) en accord la méthode expérimentale. Cependant, l'étude de Marinelli et al. [Marinelli et al. 2016] contredit les résultats de Andreo et al. concernant la taille volume sensible. Cela a été prouvé en déterminant les tailles du volume sensible de 10 détecteurs microdiamant. Ils ont trouvé que la surface active moyenne était de $2.19 \pm 0.02 \text{ mm}$ et l'épaisseur moyenne était de $1.01 \pm 0.13 \text{ }\mu\text{m}$, ce qui est en accord avec les dimensions indiquées dans les fiches techniques.

Les résultats des $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de l'étude de Decoste et al. [De Coste et al. 2017] pour l'énergie 6WFF déterminés par la méthode Monte-Carlo sur un accélérateur Varian DHX présentent un accord à 1.5% avec les nôtres. Pour la taille de champ carré équivalente de 1 cm, leurs $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ sont de 0.987 comparés à 0.991 dans notre étude (déterminés selon l'approche Monte-carlo). Pour une taille de champ carré équivalente de 5.2 mm leur facteurs correctif, est de 1.005 comparés à notre résultat de 0.990. Les différences observées sur la taille de champ équivalente 5.2 mm peuvent être expliquées par le fait qu'ils ont inclus des parties métalliques décrites dans l'étude de Andreo et al. [Andreo et al. 2015] dans la simulation du détecteur. De plus, leurs champs sont définis par les mâchoires alors que dans notre cas les champs sont définis par le MLC. L'effet observé sur la plus petite taille de champ avec la chambre microdiamant a été expliqué dans l'étude de De Coste et al. par une compétition entre les effets de densité et de volume. Les deux effets pourraient se compenser dans le cas des très petits champs et cela explique l'effet de discontinuité trouvé. Ces résultats contradictoires montrent qu'il est encore nécessaire d'approfondir l'étude sur le détecteur microdiamant.

III.4 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la détermination des $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ de deux chambres d'ionisation PinPoint 3D et de deux détecteurs solides (diode E et microdiamant) en utilisant trois méthodes (expérimentale, numérique et hybride). La comparaison avec les $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ de l'IAEA TRS-483 montre que le meilleur accord est obtenu avec les méthodes numérique et expérimentale. En général, la méthode hybride donne des résultats de $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ cohérents pour des tailles de champs supérieures à $1 \times 1 \text{ cm}^2$ en comparant aux résultats de l'IAEA TRS-483 et à ceux des méthodes numérique et expérimentale.

Il a été démontré que le détecteur microdiamant ne nécessite pas des facteurs correctifs pour des tailles de champs supérieures à $1 \times 1 \text{ cm}^2$. Comparé aux autres détecteurs, le détecteur microdiamant est le plus adapté pour les mesures des facteurs d'ouverture du collimateur dans le cas des petits champs supérieurs ou égaux à $1 \times 1 \text{ cm}^2$. Néanmoins, il doit être évité pour le champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ comme les $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ ne sont pas en accord entre les différentes méthodes. On peut noter que les valeurs incluses dans l'IAEA TRS-483 pour cette taille de champ ont été basées sur les études avec la méthode expérimentale. Des analyses supplémentaires doivent être faites afin de mieux comprendre la source des divergences par rapport à la méthode numérique.

Comme attendu, les $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ de la diode E sont supérieurs à l'unité pour des tailles de champs allant de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ à $3 \times 3 \text{ cm}^2$ et cela peut être corrigé par la méthode de « taille de champ intermédiaire ». La diode E peut être utilisée avec des $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ inférieurs à 2% pour des tailles de champs supérieures ou égales à $1 \times 1 \text{ cm}^2$ pour les énergies 6WFF et 6FFF, et pour des champs supérieurs ou égaux à $1.5 \times 1.5 \text{ cm}^2$ pour l'énergie 10FFF.

La chambre d'ionisation T31022 montre des améliorations par rapport à la T31016 et peut être utilisée jusqu'à des tailles de champs de $1.5 \times 1.5 \text{ cm}^2$ en considérant des $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ d'environ 1.01 pour les faisceaux 6WFF et 6FFF et inférieurs à 1.02 pour l'énergie 10FFF.

Nos résultats montrent que les détecteurs solides nécessitent des facteurs correctifs plus proches de l'unité comparés aux deux chambres d'ionisations et sont ainsi plus recommandés pour la dosimétrie des petits champs.

Les différences entre nos résultats avec d'autres études peuvent provenir de plusieurs sources. Notamment, au niveau des mesures, cela peut être lié aux différents types d'accélérateurs utilisés, les différents systèmes de collimations, la précision de positionnement du MLC et de positionnement des détecteurs. En plus la reproductibilité

de la mesure avec une taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ est moins robuste. Au niveau de la modélisation, la précision de la simulation de l'accélérateur et des détecteurs (géométrie et composition) ainsi que les paramètres considérés pendant la simulation ont les rôles primordiaux sur le résultat final.

Aucune étude n'a encore inclus la détermination des $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ des détecteurs sur le système TrueBeam STx à partir des simulations Monte-Carlo. Il serait donc intéressant, comme noté par Benmakhlouf et al. [Benmakhlouf et al. 2014], de classifier les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ des détecteurs pour chaque type d'accélérateur. Etant donné le nombre limité des LINACs disponible pour des applications de petits champs, cela permettrait une comparaison plus robuste entre les différentes études.

A notre connaissance, il s'agit d'une première étude menée avec la plateforme GATE sur les applications de dosimétrie de petits champs. Nos résultats basés sur la méthode numérique sont en accord avec les résultats de la méthode expérimentale et avec ceux de l'IAEA TRS-483 (excepté pour le détecteur microdiamant avec la taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$). Cela montre que la plateforme GATE est un outil potentiel pour ces applications.

Annexe du Chapitre III

Tableau III-11 : Gammes des valeurs des incertitudes u_A sur les $k_{det,methode}^{f_{clin},f_{msr}}$ déterminés par la méthode expérimentale (exp), numérique (MC) et hybride (hyb) pour les différents détecteurs étudiés.

Energie	Type du détecteur	$\sigma_c(k_{det,exp}^{f_{clin},f_{msr}})$ [%]	$\sigma_c(k_{det,MC}^{f_{clin},f_{msr}})$ [%]	$\sigma_c(k_{det,hyb}^{f_{clin},f_{msr}})$ [%]
6WFF	PinPoint 3D T31016	0.17-0.33	0.74-0.77	0.69-0.79
	PinPoint 3D T31022	0.11-0.35	0.73-0.75	0.73-0.75
	Diode E T60017	0.07-1.53	0.96-1.06	0.96-1.06
	Microdiamant T60019	0.13-1.52	0.88-1.12	0.88-1.11
6FFF	PinPoint 3D T31016	0.11-0.99	0.60-0.63	0.56-0.67
	PinPoint 3D T31022	0.16-0.98	0.58-0.67	0.59-0.61
	Diode E T60017	0.11-1.13	0.78-0.85	0.56-1.19
	Microdiamant T60019	0.11-1.24	0.72-0.77	0.56-1.30
10FFF	PinPoint 3D T31016	0.19-0.76	0.50-0.54	0.49-0.50
	PinPoint 3D T31022	0.08-0.75	0.48-0.65	0.44-0.64
	Diode E T60017	0.07-1.18	0.60-0.68	0.44-1.28
	Microdiamant T60019	0.19-0.69	0.54-0.62	0.47-0.57

Tableau III-12 : Gammes des valeurs des incertitudes u_c sur les $k_{det,methode}^{f_{clin},f_{msr}}$ déterminés par la méthode expérimentale (exp), numérique (MC) et hybride (hyb) pour les différents détecteurs étudiés.

Energie	Type du détecteur	$\sigma_c(k_{det,exp}^{f_{clin},f_{msr}})$ [%]	$\sigma_c(k_{det,MC}^{f_{clin},f_{msr}})$ [%]	$\sigma_c(k_{det,hyb}^{f_{clin},f_{msr}})$ [%]
6WFF	PinPoint 3D T31016	1.00-2.03	1.24-1.26	1.24-2.15
	PinPoint 3D T31022	1.01-2.03	1.24-1.25	1.22-2.15
	Diode E T60017	1.00-2.52	1.39-1.46	1.22-2.41
	Microdiamant T60019	1.01-2.51	1.22-2.40	1.33-1.50
6FFF	PinPoint 3D T31016	1.01-2.12	1.17-1.18	1.15-2.11
	PinPoint 3D T31022	1.01-2.12	1.16-1.17	1.15-2.11
	Diode E T60017	1.01-2.30	1.27-1.31	1.15-2.33
	Microdiamant T60019	1.01-2.35	1.23-1.26	1.15-2.39
10FFF	PinPoint 3D T31016	1.02-2.14	1.11-1.12	1.09-2.10
	PinPoint 3D T31022	1.00-2.14	1.11-1.49	1.09-2.10
	Diode E T60017	1.00-2.09	1.17-1.21	1.09-2.07
	Microdiamant T60019	1.02-2.02	1.14-1.18	1.10-2.08

Tableau III-13 : Différences en pourcentage entre les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de la chambre d'ionisation T31016 déterminés selon les différentes méthodes pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.

Énergie	Différence [%]	Taille de champ nominale f_{clin} [cm ²]					
		3×3	2.5×2.5	2×2	1.5×1.5	1×1	0.5×0.5
6WFF	Δ_{exp}^{MC}	0.30	0.26	0.21	0.29	0.98	-
	Δ_{exp}^{hyb}	0.30	0.27	0.11	0.10	0.12	-
	Δ_{MC}^{hyb}	0.00	0.00	0.33	0.19	1.11	-
6FFF	Δ_{exp}^{MC}	0.21	0.23	0.43	0.15	0.01	-
	Δ_{exp}^{hyb}	0.21	0.20	0.46	0.60	0.30	-
	Δ_{MC}^{hyb}	0.00	0.03	0.03	0.75	0.29	-
10FFF	Δ_{exp}^{MC}	0.18	0.50	0.26	1.36	1.91	-
	Δ_{exp}^{hyb}	0.18	0.42	0.59	0.26	1.19	-
	Δ_{MC}^{hyb}	0.00	0.07	0.85	1.65	3.16	-

Tableau III-14 : Différences en pourcentage entre les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de la chambre d'ionisation T31022 déterminés selon les différentes méthodes pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.

Énergie	Différence [%]	Taille de champ nominale f_{clin} [cm ²]					
		3×3	2.5×2.5	2×2	1.5×1.5	1×1	0.5×0.5
6WFF	Δ_{exp}^{MC}	0.30	0.28	-0.14	-0.42	-0.80	-
	Δ_{exp}^{hyb}	0.30	0.27	0.11	-0.10	0.12	-
	Δ_{MC}^{hyb}	0.00	-0.01	0.25	0.32	0.92	-
6FFF	Δ_{exp}^{MC}	0.21	0.62	0.09	0.02	-0.17	-
	Δ_{exp}^{hyb}	0.21	0.20	0.46	0.6	0.3	-
	Δ_{MC}^{hyb}	0.00	-0.42	0.37	0.58	0.48	-
10FFF	Δ_{exp}^{MC}	0.18	0.47	-0.19	-0.97	-1.27	-
	Δ_{exp}^{hyb}	0.18	0.42	0.59	0.26	1.19	-
	Δ_{MC}^{hyb}	0.00	-0.05	0.78	1.24	2.50	-

Détermination des facteurs correctifs des détecteurs dans les petits champs

Tableau III-15 : Différences en pourcentage entre les $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ de la diode E T60017 déterminés selon les différentes méthodes pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.

Énergie	Difference [%]	Taille de champ nominale f_{clin} [cm ²]					
		3×3	2.5×2.5	2×2	1.5×1.5	1×1	0.5×0.5
6WFF	Δ_{exp}^{MC}	0.30	-0.14	-0.42	-0.28	0.18	-1.50
	Δ_{exp}^{hyb}	0.30	0.27	0.11	-0.10	0.12	-0.51
	Δ_{MC}^{hyb}	0.00	0.41	0.54	0.19	-0.06	1.01
6FFF	Δ_{exp}^{MC}	0.21	-0.16	-0.49	0.12	-0.54	-1.19
	Δ_{exp}^{hyb}	0.21	0.20	0.46	0.60	0.30	2.82
	Δ_{MC}^{hyb}	0.00	0.36	0.95	0.48	0.85	4.06
10FFF	Δ_{exp}^{MC}	0.18	0.41	-0.14	-0.95	-0.84	-0.86
	Δ_{exp}^{hyb}	0.18	0.42	0.59	0.26	1.19	2.48
	Δ_{MC}^{hyb}	0.00	0.01	0.73	1.22	2.05	3.36

Tableau III-16 : Différences en pourcentage entre les $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ de la chambre microdiamant T60019 déterminés selon les différentes méthodes pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.

Énergie	Difference [%]	Taille de champ nominale f_{clin} [cm ²]					
		3×3	2.5×2.5	2×2	1.5×1.5	1×1	0.5×0.5
6WFF	Δ_{exp}^{MC}	0.30	0.41	-0.49	-0.44	0.63	1.92
	Δ_{exp}^{hyb}	0.30	0.27	0.11	-0.10	0.12	-0.51
	Δ_{MC}^{hyb}	0.00	-0.14	0.61	0.35	-0.51	-2.38
6FFF	Δ_{exp}^{MC}	0.21	0.21	0.74	-0.13	0.20	2.05
	Δ_{exp}^{hyb}	0.21	0.20	0.46	0.60	0.30	2.82
	Δ_{MC}^{hyb}	0.00	-0.01	-0.28	0.73	0.10	0.76
10FFF	Δ_{exp}^{MC}	0.18	0.59	-0.39	-0.68	-0.31	0.83
	Δ_{exp}^{hyb}	0.18	0.42	0.59	0.26	1.19	2.48
	Δ_{MC}^{hyb}	0.00	-0.16	0.98	0.95	1.51	1.63

Chapitre IV.

Evaluation de la réponse des détecteurs à partir de la distribution spectrale de la fluence des particules

IV.1 Introduction

Le manque d'équilibre électronique latéral est la problématique principale des petits champs. Néanmoins, comme on a vu dans le chapitre précédent, les facteurs correctifs $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ sont dépendants du type du détecteur. Il est ainsi important de comprendre les effets physiques liés aux $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ et les raisons principales des différences entre les rapports d'ouverture du collimateur des différents détecteurs. Pour cela, une étude de la distribution spectrale électronique et photonique a été réalisée dans cette partie dans le but de quantifier les sources des différences qui peuvent être liées à la taille et à la composition du volume sensible du détecteur et de l'enrobage.

Pour mener à bien cette étude, un code de calcul de la fluence différentielle en énergie a été développé sous GATE. Dans le cas d'une cavité idéale de Bragg-Gray, la fluence dans le détecteur est égale à la fluence dans le milieu en absence du détecteur. Les différences entre les réponses des détecteurs vont être ainsi étudiées par comparaison des spectres de fluence des particules dans leurs volumes sensibles à ceux dans un volume uniforme d'eau. Pour évaluer l'impact de la taille de champ sur la distribution spectrale de la fluence des particules dans les détecteurs modélisés, le code a été utilisé pour calculer les spectres dans le cas d'un champ MLC de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ et un champ MLC de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$.

IV.2 Matériels et méthodes

IV.2.1 Définition de la fluence pour les calculs MC

On rappelle que la fluence Φ (cm^{-2}) est définie selon l'ICRU comme le nombre de particules dN incidentes sur une sphère infinitésimale de section efficace dA . Cependant, cette définition n'est pas pratique du point de vue du calcul comme elle est basée sur les propriétés géométriques d'une sphère. Une définition équivalente a donc été introduite pour calculer cette quantité dans un volume dV au lieu d'une surface dA . Le calcul de fluence par un code Monte-Carlo est basé sur le théorème de Kellerer [Kellerer 1981] et elle est connue sous le nom de la fluence de Chilton.

En multipliant dN et dA par la corde moyenne de la sphère $l = 4V/A$, une définition plus pratique peut être obtenue. Comme ldN est égal au parcours moyen des particules dS_i dans une sphère, et ldA est le volume dV de la sphère, l'équation (51) devient :

$$\bar{\Phi} = \frac{dN}{dA} \frac{l}{l} = \frac{\sum dS_i}{dV} \quad (122)$$

Selon cette définition, la définition de la fluence est ainsi **indépendante de la forme du volume** et peut être interprétée par la longueur du parcours de la particule par unité de volume.

Pour les calculs des grandeurs dosimétriques tels que le rapport des pouvoirs d'arrêt massique moyens (I.10.2) ou le CEMA (I.9.8), la quantité d'intérêt est la fluence moyenne différentielle en énergie dénotée $\bar{\Phi}_E$ (Equation (55)) dont l'unité est en $\text{cm}^{-2} \cdot \text{MeV}^{-1}$ et la fluence moyenne est donnée par :

$$\bar{\Phi} = \int_0^{E_{max}} \bar{\Phi}_E dE \quad (123)$$

Pour des raisons de simplicité l'information sur la moyenne est souvent omise et les notations Φ et Φ_E sont utilisées. Pour les photons, la fluence photonique moyenne et la fluence photonique différentielle en énergie seront notées Ψ et Ψ_E , respectivement.

IV.2.2 Méthodes de calcul des distributions spectrales électroniques et photoniques

Trois méthodes ont été développées pour pouvoir déterminer la fluence différentielle en énergie et ont été récemment présentées et évaluées par Hartmann et Andreo [Hartmann and Andreo 2018]. Les concepts des trois approches seront développés dans cette partie.

IV.2.2.1 Première méthode (notée méthode 0)

Chaque code Monte-Carlo permet d'extraire l'énergie initiale (E_i) et l'énergie finale (E_f) d'une particule entre deux interactions dans le volume d'intérêt (le parcours entre les deux interactions est noté « step »). Une approche approximative et rapide est de mettre toute la contribution du « step » (S_i) dans un seul intervalle (« bin ») d'énergie correspondant à la valeur moyenne de l'énergie le long du « step » comme illustré dans la Figure IV-1. L'approche donne des résultats précis quand les « steps » sont très petits (correspondant à de très faibles pertes d'énergie). Cependant des artéfacts systématiques ont été signalés par Nahum [Nahum 1976] quand un nombre spécifique d'intervalles d'énergies a été choisi.

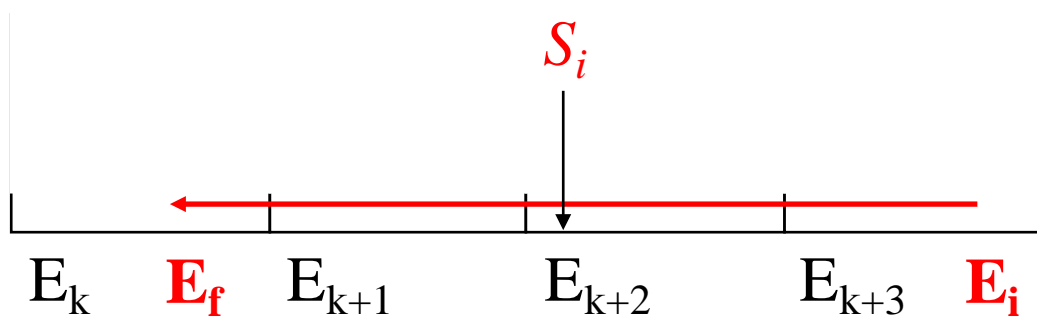


Figure IV-1 : Illustration de la première méthode de calcul du spectre d'énergie où le pas S_i contribue uniquement à l'intervalle $[E_{k+2}, E_{k+3}]$.

Cette méthode est adaptée aux photons car l'énergie ne varie pas le long du « step » effectué avant la prochaine interaction. Ainsi, le calcul de Ψ_E est effectué en plaçant la contribution du « step » dans l'intervalle d'énergie contenant l'énergie initiale du photon.

IV.2.2.2 Deuxième méthode (notée méthode 1)

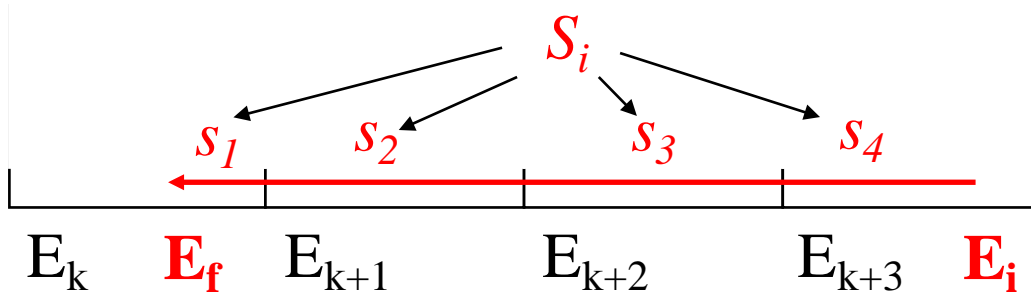


Figure IV-2 : Illustration des deuxième et troisième méthodes de calcul du spectre d'énergie où le pas S_i est subdivisé en 4 contributions (S_1, S_2, S_3 et S_4) proportionnelles à la largeur en énergie parcourue dans chaque intervalle.

Pour les particules chargées (électrons + positons), l'énergie décroît le long d'un « step » avec la technique d'histoires condensées. Le « step » effectué par la particule doit être ainsi réparti sur les différents intervalles d'énergie qu'il parcourt.

La deuxième approche consiste alors à subdiviser la contribution du « step » de la particule chargée dans ces différents intervalles (cf. Figure IV-2). En utilisant cette procédure, une fraction de la longueur du « step » sera associée à un intervalle de manière proportionnelle à la largeur en énergie de l'intervalle. Ainsi, les contributions s_1, s_2, s_3 et s_4 aux intervalles d'énergies respectives $[E_k, E_{k+1}]$, $[E_{k+1}, E_{k+2}]$, $[E_{k+2}, E_{k+3}]$ et $[E_{k+3}, E_{k+4}]$ seront calculées selon :

$$\begin{aligned} s_1 &= S_i \frac{E_{k+1} - E_f}{E_i - E_f}; \quad s_2 = S_i \frac{E_{k+2} - E_{k+1}}{E_i - E_f} \\ s_3 &= S_i \frac{E_{k+3} - E_{k+2}}{E_i - E_f}; \quad s_4 = S_i \frac{E_i - E_{k+3}}{E_i - E_f} \end{aligned} \quad (124)$$

IV.2.2.3 Troisième méthode (notée méthode 2)

Une troisième méthode équivalente à la deuxième et qui a été utilisée par Hartmann et Zink (2018) consiste à utiliser le concept du parcours CSDA (I.9.6). Ce dernier peut être obtenu en intégrant l'inverse du pouvoir d'arrêt total [Grevillot et al. 2010].

Dans ce cas, la contribution à chaque intervalle parcouru est proportionnelle au rapport entre la perte d'énergie et le pouvoir d'arrêt restreint du milieu dans le volume d'intérêt. Ainsi, les contributions seront calculées selon :

$$\begin{aligned} s_1 &= \frac{E_{k+1} - E_f}{L(E_{k+1})}; s_2 = \frac{E_{k+2} - E_{k+1}}{L(E_{k+2})} \\ s_3 &= \frac{E_{k+3} - E_{k+2}}{L(E_{k+3})}; s_4 = \frac{E_i - E_{k+3}}{L(E_i)} \end{aligned} \quad (125)$$

IV.2.3 Vérification des méthodes

Seules les deux dernières approches (méthode 1 et méthode 2) du calcul de la Φ_E ont été étudiées.

La Figure IV-3 présente les configurations employées pour l'évaluation de l'implémentation des deux méthodes (1 et 2) de calcul de Φ_E ainsi que pour l'évaluation de l'implémentation du calcul de la Ψ_E . Ces configurations ont été basées sur une étude réalisée par Kumar et al. [Kumar, Deshpande, and Nahum 2016].

Celles-ci consistaient en deux fantômes cubiques d'eau avec une source de photons mono-énergétiques circulaire de 10 cm de diamètre placée à la surface. Les calculs de la Φ_E (électrons + positons) primaire et totale (inclus les électrons delta) ainsi que le calcul de la Ψ_E ont ensuite été réalisés dans un volume cylindrique de 5 cm de diamètre et 1 cm de hauteur. Le volume a été placé à 2.5 cm de profondeur pour des photons mono-énergétiques de 1 MV (cf. Figure IV-3a) et 5 cm de profondeur pour des photons mono-énergétiques de 2 et 6 MV (cf. Figure IV-3b).

En premier temps, les distributions spectrales ont été comparées à celles calculées par le code FLURZnrc/EGSnrc considéré comme référence. Les calculs FLURZnrc/EGSnrc

ont été réalisés par l'intermédiaire de Pr. Alan Nahum et Sudhir Kumar (« Department of Physics, University of Liverpool, Liverpool L69 7ZE, UK »).

Deux « physics list » ont été considérées dans cette partie : « emlivermore » et « emstandard option 3 ». Le pas de coupure a été choisi pour avoir une énergie de coupure équivalente à 1 keV pour les photons, les électrons et les positons. Les spectres ont ensuite été calculés sur 300 intervalles logarithmiques d'énergie allant de 1 keV à l'énergie maximale de la source pour chaque configuration.

En deuxième temps, une comparaison entre le calcul numérique du CEMA (à partir des spectres) et le calcul de la dose absorbée par GATE (« GateDoseActor ») a été effectuée. On rappelle que le CEMA est égal à la dose absorbée dans les conditions d'équilibre électronique. Etant donné que les conditions d'équilibre électronique sont remplies (taille de champ large), une comparaison directe entre le CEMA et la dose absorbée peut être réalisée.

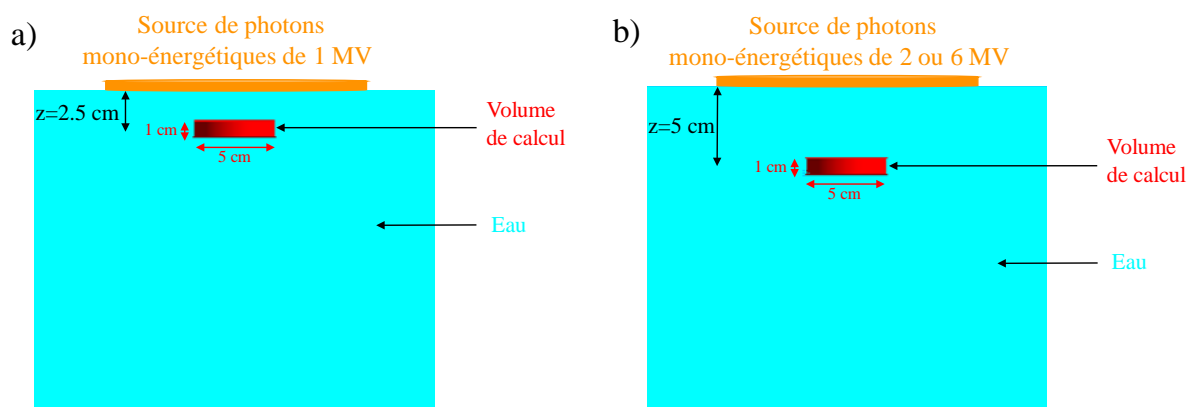


Figure IV-3 : Configurations établies pour la vérification du modèle de calcul de fluence électronique et photonique différentielle en énergie.

IV.2.4 Evaluation des fluences différentielles en énergie dans les détecteurs

IV.2.4.1 Perturbation de la fluence des particules chargées

La présence d'un détecteur au point de mesure perturbe la fluence des particules chargées et non chargées. Le degré de perturbation dépend de la taille, de la composition et de l'enrobage du volume sensible. L'effet de perturbation dépend aussi de la taille du champ par rapport à la taille du détecteur.

Evaluation de la réponse des détecteurs à partir de la distribution spectrale de la fluence des particules

Dans le cas des champs conventionnels, la perturbation produite par le détecteur est prise en compte dans des facteurs de perturbation indépendants (k_{Q,Q_0} incluant p_Q et p_{Q_0} dans l'IAEA TRS-398, cf. Equation (2)) qui incluent la non équivalence de la paroi par rapport à l'eau (p_{wall}), la perturbation due à la présence de la cavité (p_{cav}) et le facteur de perturbation dû à l'électrode centrale (p_{cel}) dans le cas des chambres d'ionisation.

Dans la gamme des champs conventionnels, la perturbation est indépendante de la taille de champ. Le rapport des doses absorbées ($\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$) est donc égal au rapport des mesures ($OR_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$). Néanmoins, comme présenté dans les chapitres précédents, la perturbation pour le champ de référence n'est pas identique à celle du champ clinique dans le cas des petits champs. Le $\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ peut donc être exprimé selon :

$$\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} = \frac{D_{w,Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}}} = \frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} = \frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}} s_{w,m} [p_{\Phi}^{f_{clin}}]_{w,det}^w}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}} s_{w,m} [p_{\Phi}^{f_{msr}}]_{w,det}^w} \quad (126)$$

où $s_{w,m}$ est le rapport des pouvoirs d'arrêt moyen de Bragg-Gray entre l'eau (w) et le détecteur (det). $[p_{\Phi}^{f_{clin}}]_{w,det}^w$ et $[p_{\Phi}^{f_{msr}}]_{w,det}^w$ sont les facteurs de perturbation de fluence pour f_{clin} et f_{msr} dans l'eau, respectivement.

Ainsi les $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ déterminés dans le chapitre précédent peuvent être donnés par :

$$k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} = \frac{[p_{\Phi}^{f_{clin}}]_{w,det}^w}{[p_{\Phi}^{f_{msr}}]_{w,det}^w} = [p_{\Phi}^{f_{clin},f_{msr}}]_{w,det}^w \quad (127)$$

Les facteurs de perturbation de fluence sont calculés en intégrant le rapport des fluences différentielles en énergie dans un petit volume d'eau et dans le détecteur selon :

$$[p_{\Phi}^{f_{clin}}]_{w,det}^w = \frac{\int_{\Delta}^{E_{max}} [\Phi_E^{f_{clin}}]_w^w dE}{\int_{\Delta}^{E_{max}} [\Phi_E^{f_{clin}}]_{det}^w dE} \quad (128)$$

où

$[\Phi_E^{f_{clin}}]_w^w$ est la fluence totale des électrons (+positons) différentielle en énergie dans un petit volume d'eau placé dans un fantôme d'eau à la profondeur de référence pour une taille de champ f_{clin} .

$[\Phi_E^{f_{clin}}]_{det}^w$ est la fluence totale des électrons (+positons) différentielle en énergie dans le volume sensible du détecteur placé dans un fantôme d'eau à la profondeur de référence pour une taille de champ f_{clin} .

IV.2.4.2 Paramètres des simulations

Dans cette partie, les quatre détecteurs étudiés précédemment (chambres d'ionisations Pinpoint 3D T31016 et T31022, diode E T60017 et le détecteur microdiamant T60019) ont été analysés. Les fluences différentielles en énergie des électrons (+positons) et des photons ont été calculées d'abord dans les volumes sensibles des détecteurs pour les tailles de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ et $3 \times 3 \text{ cm}^2$ et pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF. Les fluences calculés dans les volumes sensibles ont ensuite été comparées aux fluences obtenues dans un petit volume d'eau cylindrique de 0.5 mm de diamètre et 0.5 mm de hauteur considéré comme référence.

Les pas de coupures des photons et des particules chargées ont été appliqués selon des régions (cf. III.2.2.2ii+Figure III-7). Dans la sphère définie autour du détecteur ainsi que dans le détecteur, un pas de coupure équivalent à une énergie de coupure d'environ 1 keV pour les photons, les électrons et les positons a été choisi.

Dans cette partie, la « physics list emstandard option 3 » a été utilisée. Les distributions spectrales ont été calculées sur 150 intervalles d'énergies logarithmiques distribués entre 1 keV et 6 MeV pour les faisceaux 6WFF et 6FFF, et entre 1 keV et 10 MeV pour le faisceau 10FFF.

IV.2.4.3 Quantification des effets de perturbation de la fluence électronique

Le but de cette partie est de caractériser l'influence de l'enrobage d'une part et des paramètres physiques du volume sensible d'autre part (composition atomique, densité et potentiel d'ionisation) sur la réponse du détecteur. Pour cela, les distributions spectrales dans le cas du champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ pour une énergie 6WFF ont été calculées en deux parties :

i. Effets de l'enrobage

Dans un premier temps, la composition du volume sensible du détecteur est remplacée par de l'eau pour évaluer l'effet des matériaux entourant le volume sensible. Le spectre de fluence électronique résultant est comparé à celui obtenu dans un petit volume d'eau. La différence entre les deux spectres permet d'identifier l'influence de l'enrobage (composition, densité et potentiel d'ionisation).

ii. Effets liés aux paramètres physiques et à la taille du volume sensible

Les matériaux constituant l'enrobage sont ensuite remplacés par de l'eau pour évaluer les effets exclusivement liés au volume sensible. Afin de comprendre les effets liés à la composition, à la densité, au potentiel d'ionisation et à la taille du volume sensible, le calcul de fluence électronique a été effectué selon différentes combinaisons (cf. Tableau IV-1) et comparé à une fluence calculée dans un volume d'eau.

Tableau IV-1 : Représentation des différentes combinaisons réalisées pour quantifier les effets liés aux paramètres physiques du volume sensible.

Φ_E	$\rho(\text{g/cm}^3)$	I (eV)
Φ_E^{milieu} milieu : Silicium, Carbone ou Air	Milieu	Milieu
	Eau	Milieu
	Milieu	Eau
	Eau	Eau
<hr/>		
Φ_E^{Eau}		
dans un volume d'eau de la taille du volume sensible	Eau	Eau
<hr/>		
Φ_E^{Eau} dans le volume d'eau de référence (R=0.25 mm et h= 0.5 mm)	Eau	Eau

Ces comparaisons permettront de quantifier les effets liés aux paramètres physiques (densité, I et composition) et à la taille du volume sensible afin de déterminer leur influence sur la variation de la fluence électronique. Il faut noter que chaque matériau est caractérisé par sa propre composition, densité et potentiel d'ionisation qui ne sont pas censés varier. (cf. Tableau IV-2). Cependant, avec les codes Monte-Carlo (dans notre cas Geant4/GATE), on a la possibilité de faire varier ces quantités d'une manière indépendante, ce qui permet d'identifier l'impact de chacun.

Tableau IV-2 : Propriétés physiques des matériaux utilisés.

Milieu	$\rho(\text{g/cm}^3)$	I (eV)
Eau	1.0	78
Silicium	2.33	173
Carbone	3.53	81
Air	0.0012	85.7

IV.3 Résultats et discussions

IV.3.1 Vérification des modèles de calcul de fluence dans l'eau pour une source de photons mono-énergétiques

Les distributions spectrales de la fluence électronique calculées avec les méthodes 1 et 2 par GATE (associé à « emstandard opt3 ») et par FLURZnrc sont présentées dans la Figure IV-4. On observe un excellent accord entre les spectres calculés selon la méthode 2 implémentée dans GATE et FLURZnrc pour les faisceaux de photons mono-énergétiques. Concernant la méthode 1, un bon accord est trouvé pour les énergies comprises entre 100 keV et 6 MeV mais des écarts importants ont été observés pour les énergies inférieures à 100 keV.

Dans le cas des simulations GATE avec « emlivermore », l'accord avec les calculs FLURZnrc est moins bon avec la méthode 2. Des fluctuations sur les courbes de fluence ont été observées entre les énergies de 1 keV et 100 keV (cf. Figure IV-5d). Cet effet vient de la gestion des pouvoirs d'arrêts dans « emlivermore » qui prend en compte la fluctuation de dépôts d'énergies (« straggling »). De plus, les temps des simulations effectués avec « emlivermore » étaient au moins 3 fois plus importants que ceux avec « emstandard opt3 ». Notre choix s'est orienté alors vers la méthode 2 avec « emstandard opt3 » dans le reste de l'étude et pour le calcul du CEMA.

Concernant ce dernier, les différences entre le calcul de dose absorbée par GATE et les calculs analytiques du CEMA étaient en accord à moins de 0.6% pour les trois énergies étudiées. Les distributions du CEMA différentiel en énergie dans l'eau pour les trois énergies étudiées sont représentées dans la Figure IV-6.

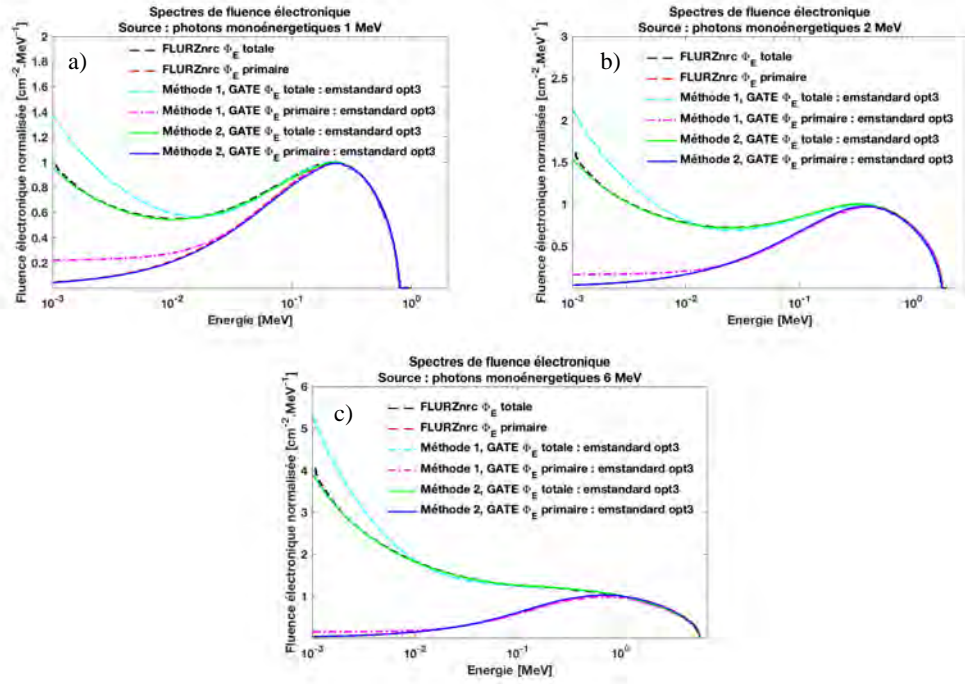


Figure IV-4 : Distributions spectrales de la fluence électronique dans un volume d'eau pour des photons monoénergétiques de 1 MV(a), 2 MV (b) et 6 MV (c) selon les méthodes 1 et 2 de GATE (« emstandard opt3 ») et FLURZnrc.

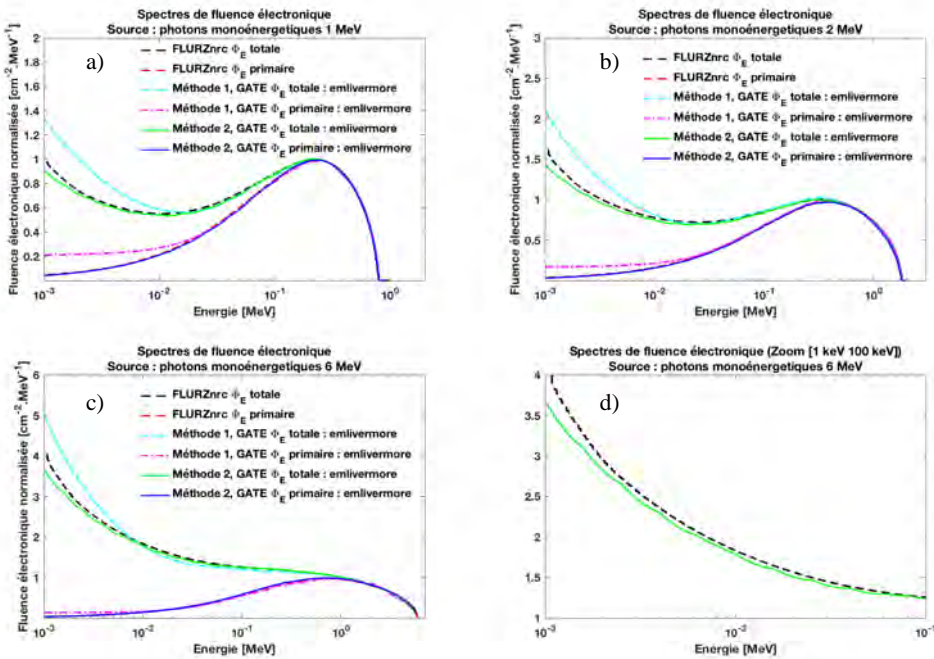


Figure IV-5 : Distributions spectrales de la fluence électronique dans un volume d'eau pour des photons monoénergétiques de 1 MV(a), 2 MV (b) et 6 MV (c), selon les méthodes 1 et 2 de GATE (« emlivermore ») et avec FLURZnrc. La Figure (d) représente un zoom entre 1 keV et 100 keV du spectre total des photons monoénergétiques de 6 MV, pour illustrer les fluctuations observées avec les calculs GATE selon la méthode 2 avec « emlivermore ».

Evaluation de la réponse des détecteurs à partir de la distribution spectrale de la fluence des particules

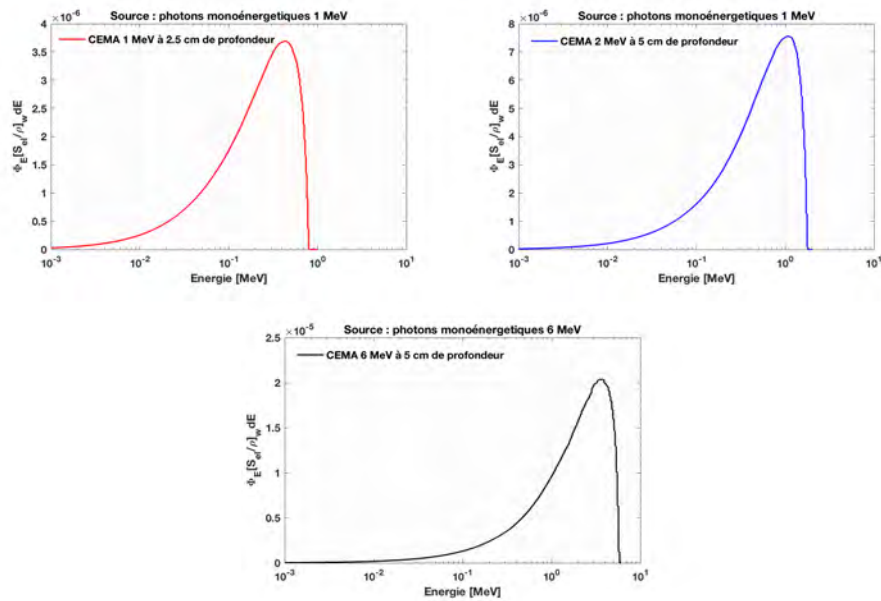


Figure IV-6 : Distributions des valeurs du CEMA différentiel en énergie pour des photons mono-énergétiques de 1 MV, 2 MV et 6 MV.

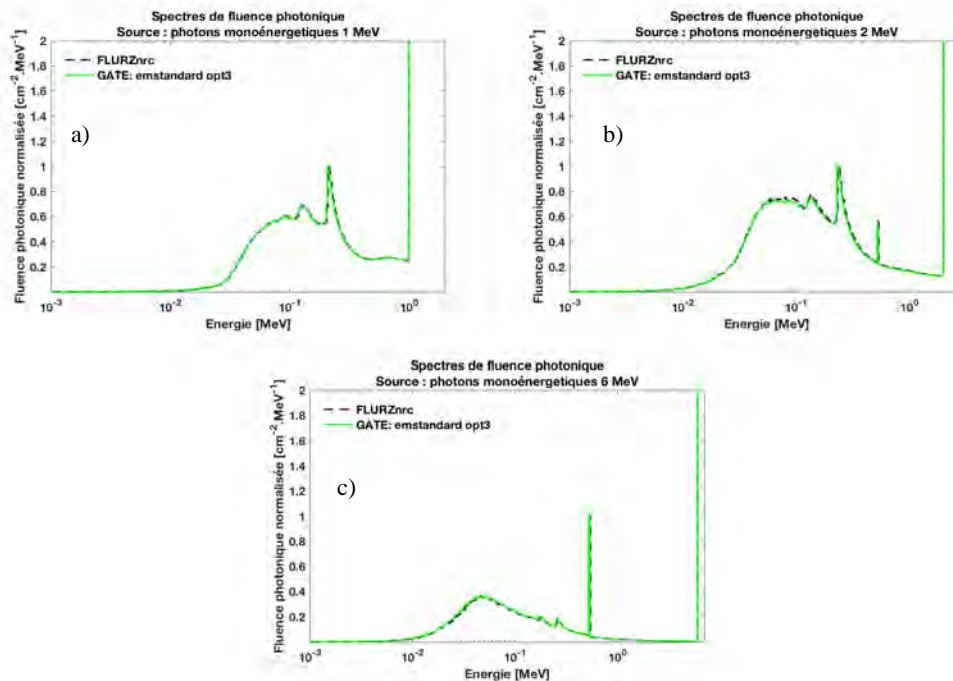


Figure IV-7 : Distributions spectrales de la fluence photonique dans un volume d'eau pour des photons monoénergétiques de 1 MV(a), 2 MV (b) et 6 MV (c) avec GATE (« emstandard opt3») et FLURZnrc.

Les comparaisons de distributions spectrales photonique calculées par GATE (associé à « emstandard opt3 ») et FLURZnrc sont illustrées dans la Figure IV-7. Pour les trois énergies un excellent accord est trouvé entre les spectres calculés dans GATE et dans FLURZnrc. Ces comparaisons ont permis de vérifier notre modèle implémenté dans GATE pour le calcul des distributions spectrales électronique et photonique.

IV.3.2 Comparaison des distributions spectrales de la fluence électronique et photonique dans les détecteurs et dans l'eau

Le Tableau IV-3 présente les rapports des facteurs de perturbations de fluence des détecteurs entre la taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ et $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Il est à noter, que le facteur de perturbation du champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ a été déterminé à partir du champ $3 \times 3 \text{ cm}^2$ pour chaque détecteur, selon

$$[p_{\Phi}^{10 \times 10}]_{w, det}^w = \left[\frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} / \Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} \right] [p_{\Phi}^{3 \times 3}]_{w, det}^w \quad (129)$$

Pour les deux chambres d'ionisation et les trois énergies, $[p_{\Phi}^{0.5 \times 0.5, 10 \times 10}]_{w, det}^w$ est supérieur à l'unité et atteint une valeur de 1.193 et 1.153 pour la chambre d'ionisation T31016 et T31022, respectivement. Comme présenté dans le chapitre III, les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de la chambre d'ionisation T31022 sont plus proches de l'unité que ceux de la T31016. Cela est confirmé par les rapports des fluences qui suivent la même tendance que les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$.

Concernant la diode E T60017, les $[p_{\Phi}^{0.5 \times 0.5, 10 \times 10}]_{w, det}^w$ sont inférieurs à l'unité et similaires pour les trois énergies (~ 0.945). Ces rapports sont proches des $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ déterminés dans le chapitre III (avec la méthode numérique) pour le champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ qui étaient de 0.937, 0.939 et 0.949 respectivement pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.

Les $[p_{\Phi}^{0.5 \times 0.5, 10 \times 10}]_{w, det}^w$ du détecteur microdiamant T60019 sont proches de l'unité à 1% pour toutes les énergies. Ces résultats sont en accord avec les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ déterminés par la méthode numérique dans le chapitre précédent et qui étaient de 0.990, 0.988 et 0.987 respectivement pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.

Evaluation de la réponse des détecteurs à partir de la distribution spectrale de la fluence des particules

Tableau IV-3 : Rapports des facteurs de perturbation de la fluence électronique des différents détecteurs entre la taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ et $10 \times 10 \text{ cm}^2$ pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.

Energie	Détecteur	$[p_{\Phi}^{0.5 \times 0.5}]_{w, det}^w$	$[p_{\Phi}^{3 \times 3}]_{w, det}^w$	$[p_{\Phi}^{10 \times 10}]_{w, det}^w$	$[p_{\Phi}^{0.5 \times 0.5, 10 \times 10}]_{w, det}^w$
6WFF	Chambre d'ionisation T31016	1.156	0.967	0.967	1.196
	Chambre d'ionisation T31022	1.112	0.987	0.985	1.128
	Diode E T60017	0.852	0.907	0.899	0.948
	Microdiamant T60019	0.995	0.989	0.987	1.008
6FFF	Chambre d'ionisation T31016	1.161	0.974	0.974	1.192
	Chambre d'ionisation T31022	1.125	0.986	0.983	1.144
	Diode E T60017	0.846	0.909	0.896	0.945
	Microdiamant T60019	0.996	1.006	1.002	0.994
10FFF	Chambre d'ionisation T31016	1.142	0.966	0.966	1.182
	Chambre d'ionisation T31022	1.127	0.977	0.977	1.153
	Diode E T60017	0.849	0.903	0.898	0.946
	Microdiamant T60019	0.999	0.998	0.998	1.001

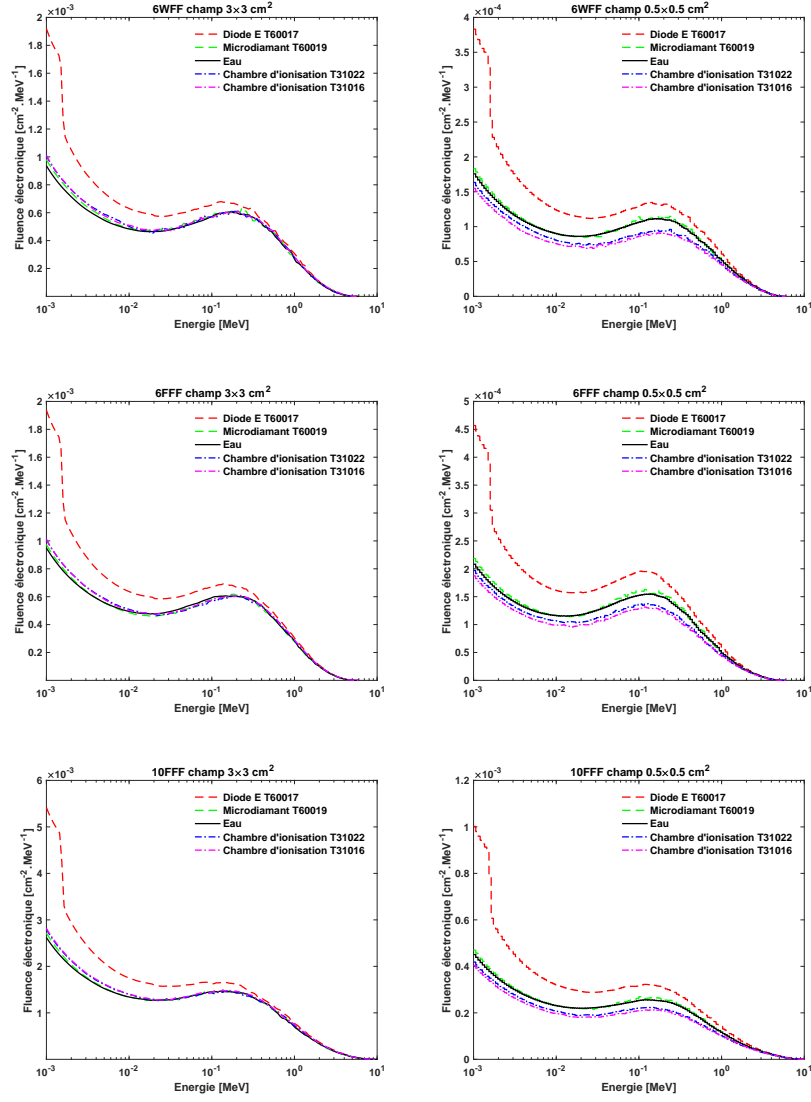


Figure IV-8 : Spectres de fluence électronique calculés dans un volume d'eau et dans les volumes sensibles des détecteurs étudiés pour les tailles de champ $3 \times 3 \text{ cm}^2$ et $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$, et pour les énergies 6WFF, 6FFF et 10FFF.

Les distributions spectrales de la fluence électronique dans les détecteurs et dans un volume d'eau sont illustrées dans la Figure IV-8 pour les tailles de champs $3 \times 3 \text{ cm}^2$ et $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$, respectivement. Pour la taille de champ $3 \times 3 \text{ cm}^2$, les spectres calculés dans le volume sensible d'eau sont similaires à ceux calculés dans les volumes sensibles du détecteur microdiamant et des deux chambres d'ionisation. Pour ces derniers, la perturbation est inférieure à 3.5%. Cependant, les spectres dans le volume sensible de la diode E diffèrent significativement de ceux dans le volume d'eau et le $[p_{\Phi}^{3 \times 3}]_{w, det}$ est d'environ 0.9 (perturbation $\sim 10\%$) pour toutes les énergies.

Dans le cas du champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$, seul le spectre du détecteur microdiamant est similaire à celui du volume d'eau et la perturbation est inférieure à 1% pour toutes les

Evaluation de la réponse des détecteurs à partir de la distribution spectrale de la fluence des particules

énergies. Une réduction de la fluence électronique est observée dans le cas des chambres d'ionisations en comparant au volume d'eau. Cette diminution est moins importante pour la chambre d'ionisation T31022 par rapport à la T31016 mais reste supérieure à 10%. Dans le cas de la diode E, les tendances observées pour la taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ sont similaires à celles du champ $3 \times 3 \text{ cm}^2$ mais le $[p_\Phi^{0.5 \times 0.5}]_{w, det}^w$ est d'environ 0.85 (perturbation $\sim 15\%$).

La Figure IV-9 présente la distribution spectrale de fluence photonique dans les détecteurs et dans le volume d'eau pour les tailles de champ $3 \times 3 \text{ cm}^2$ et $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ pour l'énergie 6WFF. On remarque que les spectres dans les détecteurs sont proches de ceux du volume d'eau sauf dans le cas de la diode E où trois pics sont observés.

Comme illustré dans la Figure IV-10, tous les pics disparaissent quand on enlève l'enrobage excepté le pic aux alentours de 2 keV de la courbe du silicium. En effet ce dernier représente l'énergie de liaison de la couche K du silicium alors que les deux pics observés entre 20 et 30 keV proviennent des matériaux de l'enrobage du volume sensible.

Bien que la diode E soit une diode non blindée, elle contient des couches fines de matériaux de haute densité qui produisent des rayons X caractéristiques suite au réarrangement du cortège électronique. Ces matériaux ne sont pas cités dû à la confidentialité des fiches techniques fournies par le constructeur. Ainsi, ces photons de basse énergie seront totalement absorbés par le silicium comme les coefficients d'absorption massique de ce dernier sont supérieurs à ceux de l'eau et causent ainsi une surestimation de la dose absorbée.

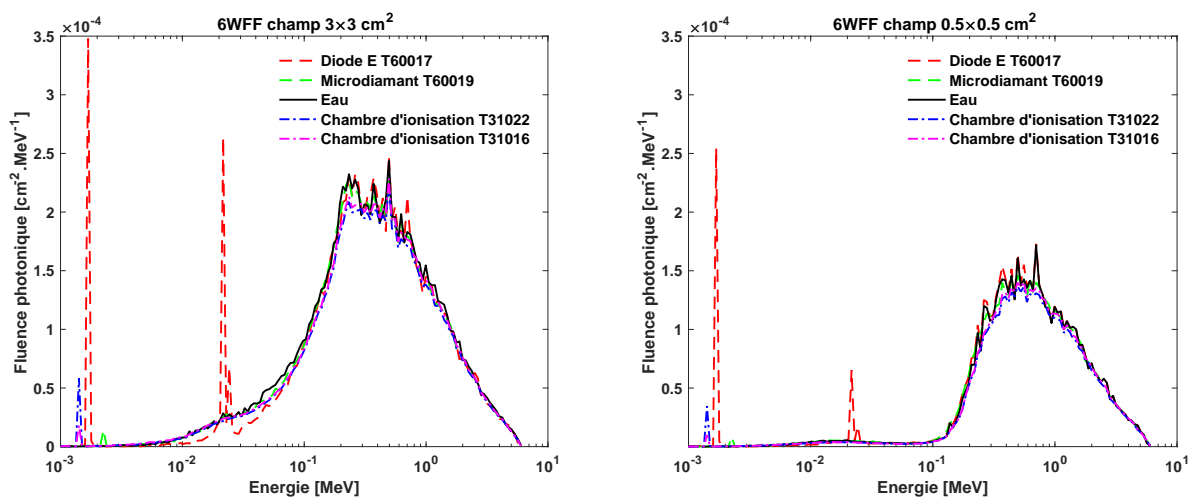


Figure IV-9 : Distributions spectrale de la fluence photonique dans les détecteurs et dans un volume d'eau pour les tailles de champ $3 \times 3 \text{ cm}^2$ et $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ en mode 6WFF.

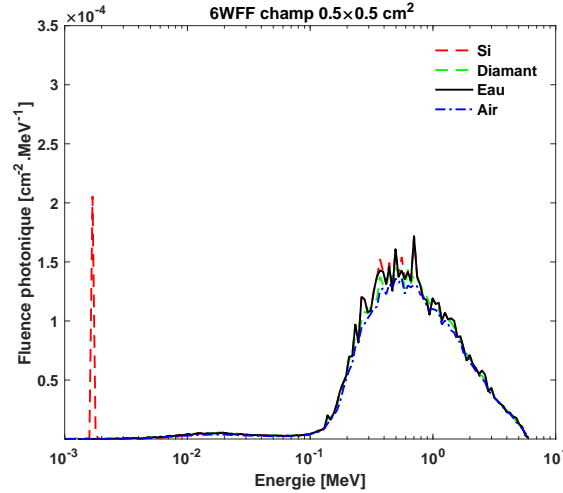


Figure IV-10 : Distributions spectrale de la fluence photonique dans les volume sensible des détecteurs sans l'enrobage et dans un volume d'eau pour une taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ en mode 6WFF.

IV.3.3 Quantification des effets de perturbation de la fluence électronique

IV.3.3.1 Cas des détecteurs solides

La Figure IV-11 montre que lorsqu'on remplace le volume sensible de la diode E par de l'eau (courbe verte), la distribution spectrale par rapport au modèle complet (courbe rouge) est modifiée uniquement entre 1 keV et environ 50 keV. Néanmoins, le spectre de fluence électronique calculé dans le volume sensible de silicium sans l'enrobage (courbe blue) est différent du spectre dans la diode E sur toute la gamme d'énergie entre 1 keV et 1 MeV.

Ainsi les perturbations dans le cas de la diode E sont principalement dues à l'enrobage (matériau, densité et potentiel d'ionisation). Benmakhlouf et Andreo [Benmakhlouf and Andreo 2017] ont trouvé des résultats similaires dans le cas de la diode IBA EFD non blindée. Ils ont conclu que l'influence de l'enrobage sur la réponse des diodes non blindées est plus importante que l'influence de la composition du volume sensible. Des conclusions similaires ont été trouvées dans les études de Underwood et al. [Underwood et al. 2013] et de Moignier et al. [Moignier, Huet, and Makovicka 2014]

Evaluation de la réponse des détecteurs à partir de la distribution spectrale de la fluence des particules

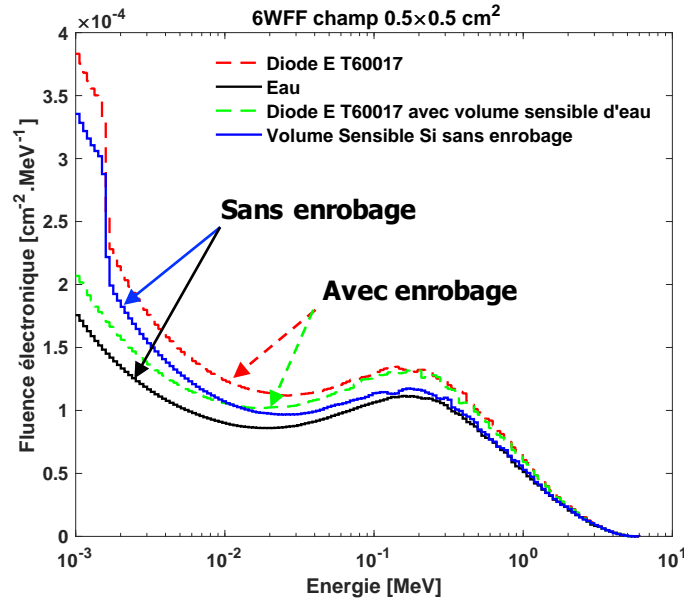


Figure IV-11 : Spectres de fluence électronique calculés dans le volume sensible de la diode E, dans un volume d'eau, dans la diode E avec le volume sensible remplacé par de l'eau et dans le volume sensible de silicium sans l'enrobage pour une taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ et pour l'énergie 6WFF.

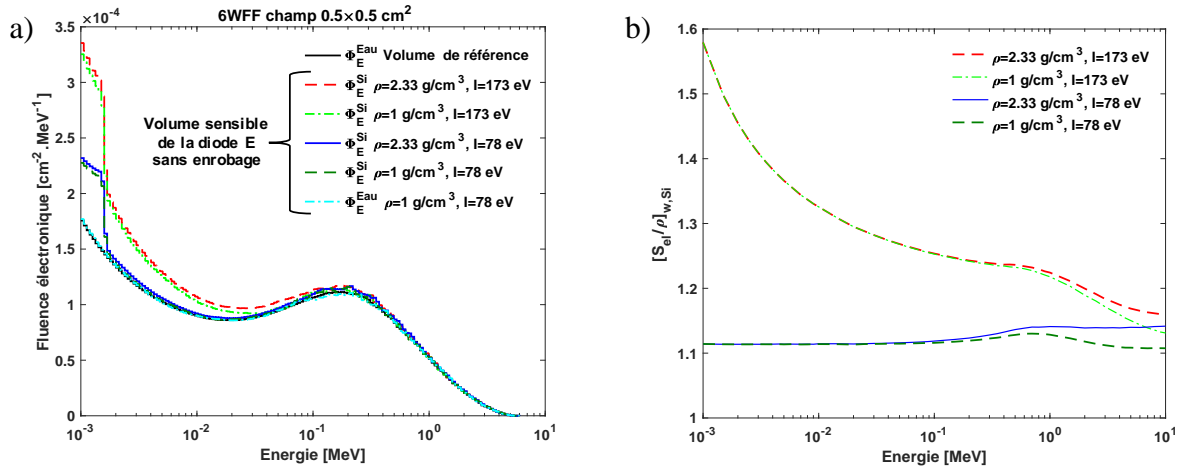


Figure IV-12 : a) Spectres de fluence électronique calculés dans un volume de silicium, dans un volume d'eau et dans du silicium avec un ou plusieurs paramètres physiques modifiés (densité et/ou potentiel d'ionisation). b) Variation des $[S_{\text{el}}/\rho]_{\text{w,Si}}$ en fonction de l'énergie en modifiant les paramètres physiques du silicium.

Afin de mieux analyser le paramètre physique le plus prédominant (densité et/ou potentiel d'ionisation), les distributions spectrales ont été calculées en faisant varier ces paramètres. Les résultats dans le cas du silicium sont illustrés dans la Figure IV-12a pour une taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ avec l'énergie 6WFF.

On remarque que quand on change la densité du silicium de 2.33 g/cm^3 à 1 g/cm^3 (courbes rouge et verte claire), l'impact sur les distributions spectrales est moins important que quand on change le potentiel d'ionisation de 173 eV à 78 eV (courbes bleue et rouge) pour les énergies comprises entre 1 keV et 80 keV.

En effet, les dispersions observées en fonction de la densité et potentiel d'ionisation sur les spectres sont également visibles sur les $[S_{el}/\rho]_{w, Si}$ (cf. Figure IV-12b). L'impact de la densité est présent à partir d'environ 1 MeV et en dessous c'est le potentiel d'ionisation qui prédomine la variation du pouvoir d'arrêt. Plus le potentiel d'ionisation augmente, plus le pouvoir d'arrêt est réduit dans les régions de faibles énergies. Pour les énergies supérieures à environ 1 MeV (où l'effet de la densité commence à apparaître), le parcours CSDA des particules chargées est supérieur à l'épaisseur du détecteur et la plupart des électrons vont traverser le volume sensible sans ajouter des perturbations. Ainsi, La différence entre le potentiel d'ionisation entre l'eau (78 eV) et du silicium (173 eV) explique principalement les écarts entre le spectre dans l'eau et dans le silicium.

L'impact du potentiel d'ionisation a été confirmé en comparant de la même manière les spectres pour le diamant. Comme on peut remarquer dans la Figure IV-13a, en faisant varier la densité du diamant de 3.53 à 1 g/cm^3 , l'impact sur les distributions spectrales est négligeable. Cela est expliqué par le fait que les potentiel d'ionisation du diamant (81 eV) et de l'eau (78 eV) ainsi que leurs numéros atomiques (6 et 6.6) sont proches. De plus, l'effet de la densité, comme cité précédemment, est observé à partir de quelques centaines de keV et a un impact négligeable sur la perturbation.

Evaluation de la réponse des détecteurs à partir de la distribution spectrale de la fluence des particules

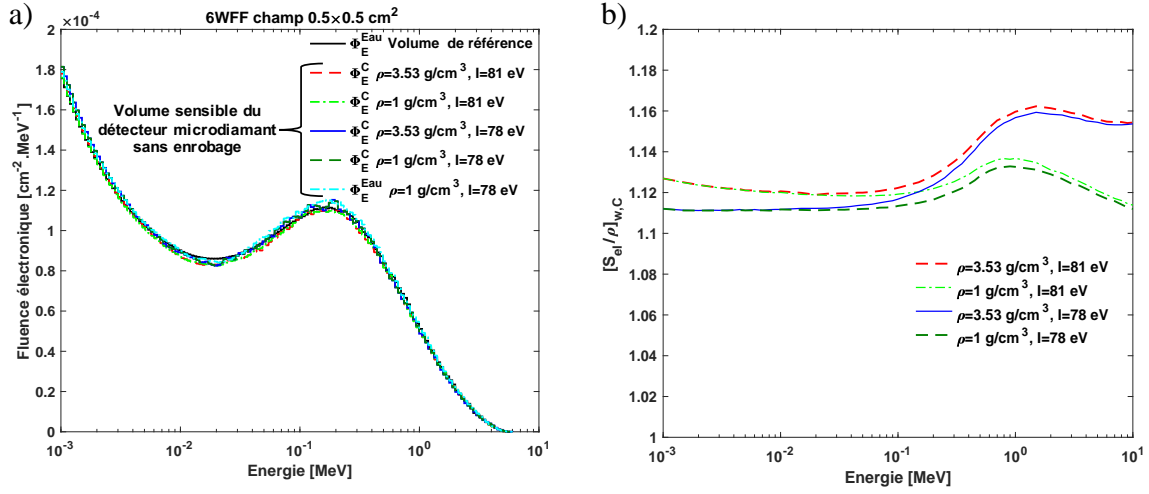


Figure IV-13 : a) Spectres de fluence électronique calculés dans un volume de carbone, dans un volume d'eau et dans un volume de carbone avec un ou plusieurs paramètres physiques modifiés (densité et/ou potentiel d'ionisation). b) Variation des $[S_{el}/\rho]_{w,C}$ en fonction de l'énergie en modifiant les paramètres physiques du diamant.

Andreo et Benmakhlouf [Andreo and Benmakhlouf 2017] ont démontré que la formule du pouvoir d'arrêt massique collisionnel (Equation (130)) a une double dépendance sur le potentiel d'ionisation I .

$$\frac{1}{\rho} S_{el} \propto \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[f(\beta) - \ln I - \delta(I^2, \rho \frac{Z}{A}, \beta) \right] \quad (130)$$

Par conséquent, le facteur de perturbation dans le cas des détecteurs solides est principalement lié à la diminution du pouvoir d'arrêt massique collisionnel par rapport à l'eau qui est lui-même majoritairement dépendant du potentiel d'ionisation dans les gammes d'énergies étudiées ($\leq 10 \text{ MeV}$).

IV.3.3.1 Cas des chambres d'ionisation à cavité d'air

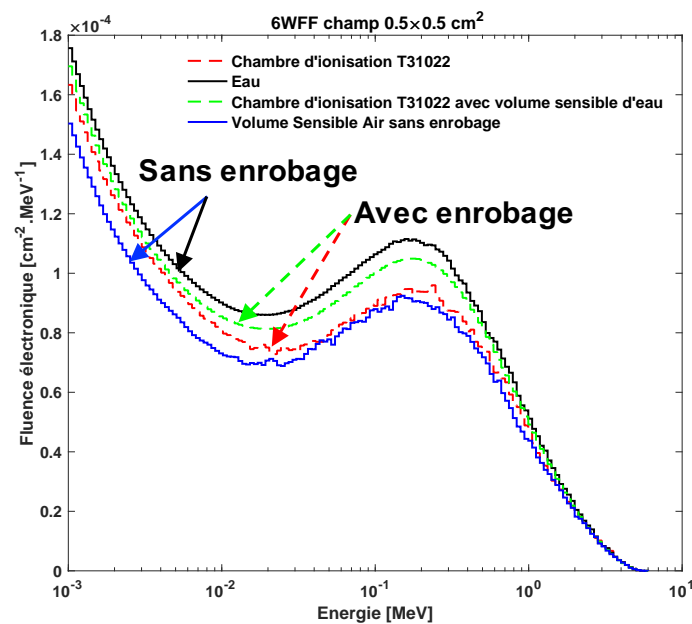


Figure IV-14 : Spectres de fluence électronique calculés dans le volume sensible de la chambre d'ionisation T31022, dans un volume d'eau, dans la chambre d'ionisation T31022 avec le volume sensible remplacé par de l'eau et dans le volume sensible d'air sans l'enrobage pour une taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ et pour l'énergie 6WFF.

Les Figures IV-14 et IV-15a montrent que dans le cas des chambres d'ionisation, la perturbation est principalement liée à la taille du volume sensible. En effet, en calculant la fluence totale dans un volume d'eau de la même taille que le volume sensible (courbe cyan Figure IV-15a), une réduction d'environ 8% de la fluence totale est trouvée en comparant au volume d'eau de référence (courbe noire Figure IV-15a). Cet effet est exacerbé ($\sim 14\%$) quand le volume est constitué de l'air ($\rho \sim 1000$ fois plus petite que celle de l'eau).

Des résultats similaires ont été trouvés dans l'étude de Benmakhlouf et al. [Benmakhlouf et al. 2014] qui ont estimé l'effet de moyennage volumique de la chambre d'ionisation T31016 à 8% pour la la taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ et pour l'énergie 6WFF. De même, Kumar et al. [Kumar et al. 2015] ont trouvé un facteur de perturbation de 1.146 ($\sim 15\%$) en comparant la fluence dans un volume d'air ayant la taille du volume sensible de la chambre d'ionisation T31016 à celle dans un petit volume d'eau (0.5 mm de diamètre et 0.5 mm de hauteur) pour une taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ et pour l'énergie 6WFF.

Evaluation de la réponse des détecteurs à partir de la distribution spectrale de la fluence des particules

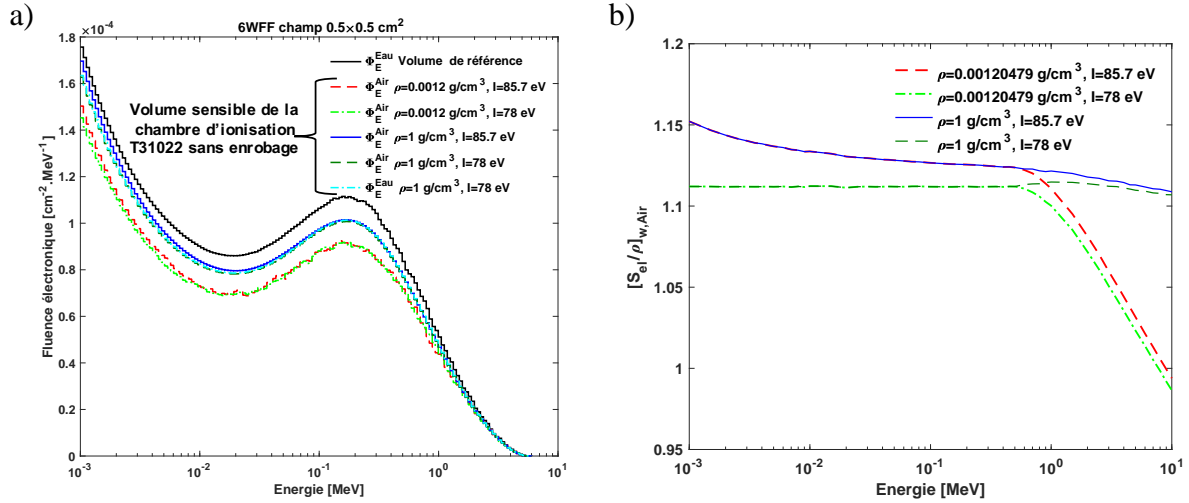


Figure IV-15 : a) Spectres de fluence électronique calculés dans un volume d'air, dans un volume d'eau et dans de l'air avec un ou plusieurs paramètres physiques modifiés (densité et/ou potentiel d'ionisation). b) Variation des $[S_{el}/\rho]_{w,Air}$ en fonction de l'énergie en modifiant les paramètres physiques de l'air.

La Figure IV-14 illustre la comparaison du spectre de fluence électronique dans la chambre d'ionisation T31022 (courbe rouge) à celui obtenu dans un volume d'air (courbe bleue). Les différences sont majoritairement présentes pour les énergies comprises entre 1 keV et 30 keV. On note une augmentation de la fluence électronique dans cette gamme d'énergie (courbe rouge par rapport à la courbe bleue) qui se rapproche de la fluence dans le volume d'eau de référence. Ce phénomène est dû aux électrons de basses énergies issus des interactions avec les éléments enrobant le volume sensible.

Ces résultats sont en accord avec ceux d'Underwood et al. [Underwood et al. 2013] qui ont noté que l'enrobage de la cavité d'air augmente la réponse du détecteur et que la sous réponse des chambres d'ionisation (PinPoint T31006) peut être compensée en utilisant des matériaux d'enrobage plus dense.

On peut conclure que le volume ainsi que de la composition et la densité du volume sensible sont les facteurs principaux des perturbations dans le cas des chambres d'ionisations.

IV.4 Conclusion

Dans ce chapitre un modèle de calcul de fluence différentielle en énergie a été développé et implémenté dans la plateforme GATE. Sa vérification a été menée par comparaisons avec le code FLURZnrc/EGS. Les calculs des CEMA à partir des fluences différentielles en énergie étaient aussi en accord (0.6%) avec les calculs des doses absorbées dans GATE. Ce modèle a été ensuite employé pour comparer les distributions spectrales dans les détecteurs à celles dans un petit volume d'eau. Ces comparaisons ont confirmé les tendances des $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ obtenus par la méthode numérique dans le Chapitre III.

Il a été démontré que la surréponse de la diode E dans le cas des petits champs est principalement liée aux matériaux de l'enrobage. De plus, on a montré que le potentiel d'ionisation du matériau du volume sensible a un impact plus important sur la perturbation que celui de la densité dans le cas des détecteurs solides.

D'autre part, la sous-réponse des chambres d'ionisation est principalement liée à la taille et la densité très faible du volume sensible (~1000 fois plus petites que celle de l'eau).

Notre étude montre qu'il serait intéressant d'évaluer les réponses des détecteurs en faisant varier les dimensions et les compositions du volume sensible ainsi que ceux de l'enrobage dans le but d'avoir une réponse similaire à celle dans un petit volume d'eau.

Chapitre V.

Evaluation des algorithmes de calcul de dose absorbée dans les milieux hétérogènes

V.1 Introduction

Ce chapitre est destiné à l'évaluation des algorithmes AAA et AXB implémentés dans le TPS Eclipse (Varian Medical Systems, Palo Alto, USA) en présence des hétérogénéités. Les réponses des algorithmes dans le cas d'un milieu homogène ont été étudiées dans le Chapitre II. On a pu voir que pour les plus petites tailles de champs, des différences significatives peuvent être observées entre les calculs des algorithmes et les calculs Monte-Carlo.

Dans cette partie les algorithmes seront évalués en premier dans le cas d'un champ MLC $10 \times 10 \text{ cm}^2$ où règne le CPE dans les milieux hétérogènes pour étudier leurs limitations. En deuxième partie, ils seront évalués dans le cas des petits champs où la problématique de manque de CPE est exacerbée surtout en présence des poumons dû aux parcours prolongés des particules chargées. L'effet de la composition des matériaux ainsi que les différences entre le choix du mode de report de dose absorbée (dose absorbée dans le milieu et la dose absorbée dans l'eau) seront aussi étudiés.

V.2 Matériels et méthodes

V.2.1 Report de dose absorbée des algorithmes AAA et AXB

On rappelle que le AAA (cf. I.6.2.1) est un algorithme de convolution/superposition des kernels pré-calculés avec le TERMA. La prise en compte des hétérogénéités est effectuée en considérant les différences entre les densités électroniques du milieu par rapport à l'eau, sans considérer les compositions atomiques du milieu pendant le calcul (cf. Figure V-1). Ainsi, les calculs du AAA sont effectués en termes de dose absorbée dans l'eau (D_w^{AAA}). Cet algorithme est actuellement utilisé dans les planifications des traitements en radiothérapie externe à l'IUCT.

Evaluation des algorithmes de calcul de dose absorbée dans les milieux hétérogènes

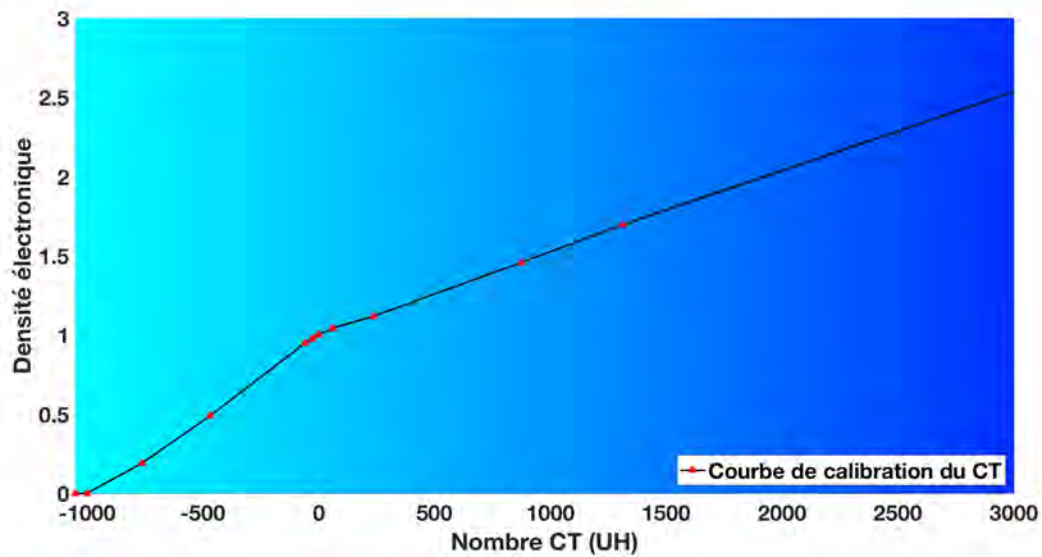


Figure V-1: Courbe de calibration du AAA basée sur les densités électroniques.

AXB (cf. I.6.3.1) est basé sur la résolution de la LBTE et reporte une dose absorbée dans le milieu (D_m^{AXB}). Lors du calcul, la densité du voxel (déterminée à partir des UHs d'une image scanner) est associée à un matériau biologique ou à une combinaison de matériaux biologiques (cf. Figure V-2). Ces derniers sont définis dans la librairie interne des matériaux de AXB basée sur les compositions de l'ICRP 75.

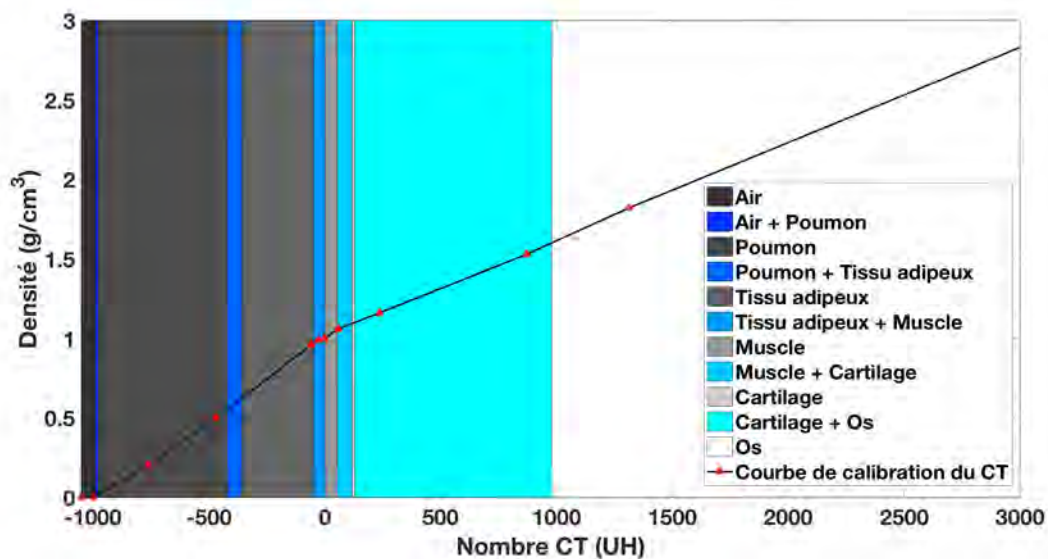


Figure V-2 : Affectation des matériaux à une image CT selon la table des matériaux de l'algorithme AXB à partir de la courbe de calibration.

Les calculs AXB peuvent être aussi effectués en termes de dose absorbée dans l'eau (D_{AXB}^w). Dans ce cas, les sections efficaces de dépôt d'énergie et la densité sont basées sur celles de l'eau (cf. I.6.3.1). Cette quantité est supposée donner une dose absorbée dans un petit volume d'eau dans le milieu qui doit être suffisamment petit pour ne pas perturber la fluence du milieu [Failla et al. 2012].

V.2.2 Simulations Monte-Carlo

Les simulations ont été effectuées en utilisant les PhSps créés avec la plateforme GATE pour chaque taille de champ MLC étudiée. Les pas de coupures ont été choisis selon le matériau pour avoir l'équivalence d'une énergie de coupure d'environ 10 keV. Une deuxième série de calculs avec une énergie de coupure de 1 keV a été effectuée dans le cas des milieux de basses densités, étant donné que la réduction de l'énergie de coupure de 10 keV à 1 keV avait un impact important sur les résultats dans le cas des petits champs. Les matériaux ont été créés selon leur composition, potentiel d'ionisation et densité. Le potentiel d'ionisation (déterminé à partir du site du NIST) a été appliqué à chaque milieu créé comme il a un rôle important sur la détermination des valeurs des pouvoirs d'arrêt qui seront utilisés lors du calcul [Andreo 2015; Andreo and Benmakhlouf 2017; Benmakhlouf and Andreo 2017]. Pour l'eau, la valeur du potentiel d'ionisation dans la librairie de GATE/GEANT4 est de 78 eV comme recommandé dans le dernier rapport ICRU 90 [ICRU Report 90 2016].

Comme présenté dans le Chapitre I, les calculs Monte-Carlo se font en termes de dose absorbée dans le milieu contenu dans chaque voxel (D_m^{MC}). Afin de comparer les calculs Monte-Carlo aux mesures ou aux algorithmes qui calculent une dose absorbée dans l'eau, une conversion doit être appliquée. Les différentes approches qui ont été développées pour la détermination de la dose absorbée dans l'eau (D_w^{MC}) vont être rappelées et évaluées pour voir du point de vue dosimétrique la pertinence de chacune des méthodes (cf. I.6.4.3).

V.2.2.1 Approches de conversion basée sur le rapport de pouvoirs d'arrêt moyens

i. Approche Bragg-Gray post-simulation ([Siebers et al. 2000])

Selon cette approche, la D_w^{MC} peut être déterminée à partir de la D_m^{MC} et le rapport des pouvoirs d'arrêt moyen ($s_{w,m}^{BG}$) selon :

$$D_w^{MC} = D_m^{MC} s_{w,m}^{BG} \quad (131)$$

$s_{w,m}^{BG}$ est déterminé pour chaque matériau en intégrant les pouvoirs d'arrêt collisionnels de l'eau et du milieu ($[S_{el}/\rho]_w$ et $[S_{el}/\rho]_m$) sur le spectre des électrons primaires ($\Phi_{E,m}^{prim}$) selon :

$$s_{w,m}^{BG} = \frac{\int_0^{E_{max}} \Phi_{E,m}^{prim}(S_{el}/\rho)_w dE}{\int_0^{E_{max}} \Phi_{E,m}^{prim}(S_{el}/\rho)_m dE} \quad (132)$$

La D_w^{MC} déterminée selon cette conversion donne la dose absorbée dans un petit volume d'eau centré dans un voxel contenant un milieu m (dose dans l'eau dans le milieu).

$s_{w,m}^{BG}$ peut être également estimé à partir de l'approximation « Harder » (cf. I.6.4.3ii) selon :

$$s_{w,m}^{BG} \equiv s_{w,m}^H = \frac{[S_{el}(\overline{E}_z)/\rho]_w}{[S_{el}(\overline{E}_z)/\rho]_m} \quad (133)$$

ii. Approche Bragg-Gray « on the fly » ([Chetty et al. 2007])

Cette approche est équivalente à la précédente mais consiste à calculer la D_w^{MC} pendant la simulation en multipliant chaque dépôt d'énergie par le rapport du pouvoir d'arrêt restreint entre l'eau et le milieu ($L_{w,m}$).

$$D_w^{MC} = D_m^{MC} L_{w,m} \quad (134)$$

Cette approche recommandée par le TG 105 [Chetty et al. 2007] est implémentée par défaut dans GATE.

Les deux approches ont été utilisées dans notre étude. Ainsi, les spectres des électrons primaires ont été calculés dans un volume cylindrique de 5 cm de diamètre et 1 mm de hauteur composé d'un milieu (différent de l'eau). Le volume de calcul a été placé dans un autre volume de $30 \times 30 \times 2 \text{ cm}^3$ contenant le même milieu à 5 cm de profondeur dans l'eau et une DSP 95 cm (cf. Figure V-3). Des fichiers PhSps ont été générés pour une taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ définie par le MLC (mâchoires à 12 cm) et ont été utilisés comme données d'entrées des simulations. Les $s_{w,m}^{BG}$ ont été ensuite déterminés selon l'approche de Siebers et al. à partir des $\Phi_{E,m}^{prim}$ calculés.

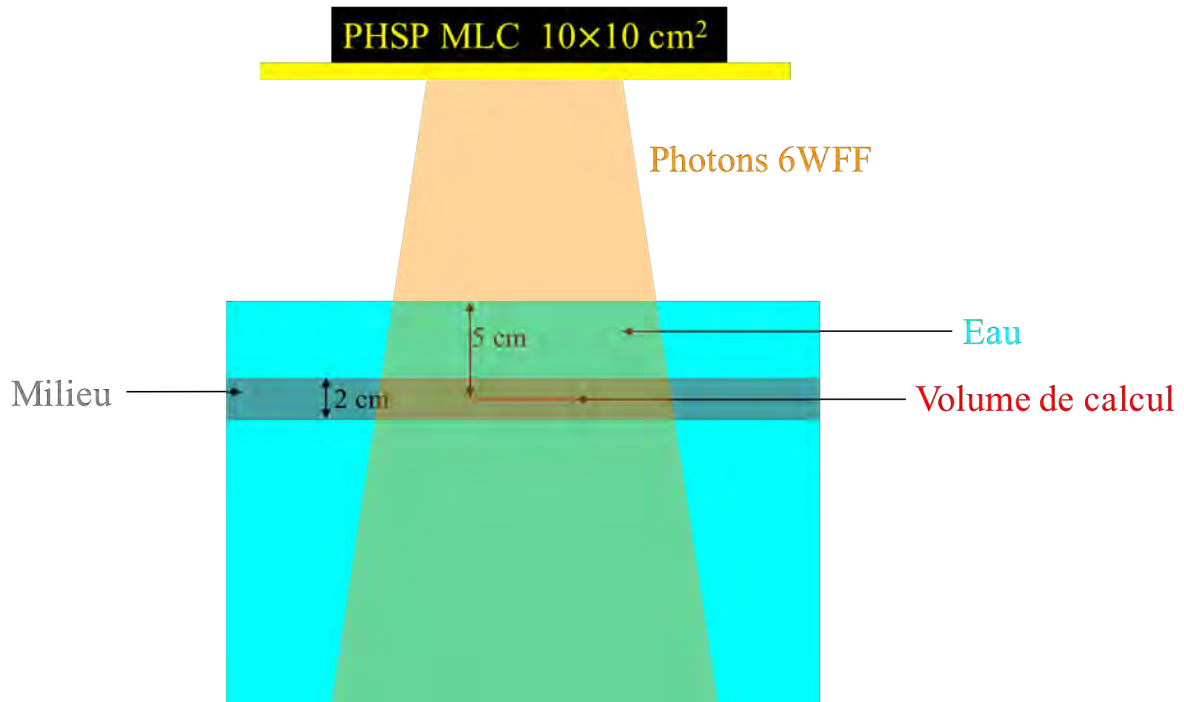


Figure V-3 : Illustration de la configuration établie pour le calcul de la fluence électronique différentielle en énergie dans l'eau et dans les différents milieux étudiés.

V.2.2.2 Approche de conversion basée sur les rapports des pouvoirs d'arrêt corrigés des différences de fluences [Andreo 2015] (notée approche k_Φ)

Cette approche consiste à corriger la conversion établie selon le rapport des pouvoirs d'arrêt moyen par un facteur de correction de fluence k_Φ défini par le rapport entre la fluence électronique primaire dans l'eau et celle dans le milieu [Andreo 2015].

$$D_w^{MC} = D_m^{MC} S_{w,m}^{BG} k_\Phi \quad (135)$$

avec

$$k_\Phi = \frac{\Phi_w^{prim}}{\Phi_m^{prim}} \quad (136)$$

Pour cela, le volume de calcul représenté dans la Figure V-3 a été remplacé par de l'eau en gardant l'extérieur comme le milieu donné pour comparer la fluence dans l'eau à la fluence dans le milieu.

V.2.2.3 Approche de conversion basée sur les coefficients d'absorption massique [Reynaert et al. 2018] (notée approche $(\overline{\mu_{en}/\rho})_{w,m}$)

Cette approche consiste à convertir la D_m^{MC} à la D_w^{MC} à partir du rapport moyen des coefficients d'absorption massiques $(\overline{\mu_{en}/\rho})_{w,m}$:

$$D_w^{MC} = D_m^{MC} \left(\frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho} \right)_{w,m} \quad (137)$$

où $(\overline{\mu_{en}/\rho})_{w,m}$ est déterminé à partir des spectres de photons dans l'eau ($\Psi_{E,w}^{prim}$) et dans le milieu ($\Psi_{E,m}^{prim}$) selon :

$$\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{w,m} = \int_0^{E_{max}} \Psi_{E,w}^{prim}(\mu_{en}/\rho)_w dE \bigg/ \int_0^{E_{max}} \Psi_{E,m}^{prim}(\mu_{en}/\rho)_m dE \quad (138)$$

Ainsi, les spectres de fluence photonique ont été calculés dans le volume de calcul illustré dans la Figure V-3a (contenant du milieu ou de l'eau) et les coefficients d'absorption massiques ont été intégrés sur les spectres pour déterminer la valeur moyenne $\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{w,m}$.

V.2.3 Evaluation dosimétrique dans les fantômes hétérogènes

V.2.3.1 Fantômes expérimentaux

Deux fantômes expérimentaux ont été conçus pour évaluer le calcul de dose absorbée dans des milieux hétérogènes de basse et de haute densité pour des photons d'énergie 6WFF. Ces fantômes étaient constitués des plaques RW3 équivalentes eau (PTW, Freiburg, Germany, $\rho=1.045$ g/cm³), des plaques équivalentes os cortical (SB3, Gammex, RMI-450, Wisconsin, $\rho=1.82$ g/cm³) et des plaques équivalentes poumon (LN300, Gammex, RMI-455, Wisconsin, $\rho=0.29$ g/cm³). Les plaques présentaient des dimensions latérales de 30×30 cm² et des épaisseurs qui varient entre 0.5 cm et 3 cm.

Le premier fantôme a été constitué de 4 cm de plaques RW3, suivies de 6 cm de plaques poumon type LN300 et de 11 cm de RW3 (cf. Figure V-4a). Le deuxième fantôme était composé de 3 cm de RW3, 7 cm d'os type SB3 et 11 cm de RW3 (cf. Figure V-4b).

Evaluation des algorithmes de calcul de dose absorbée dans les milieux hétérogènes

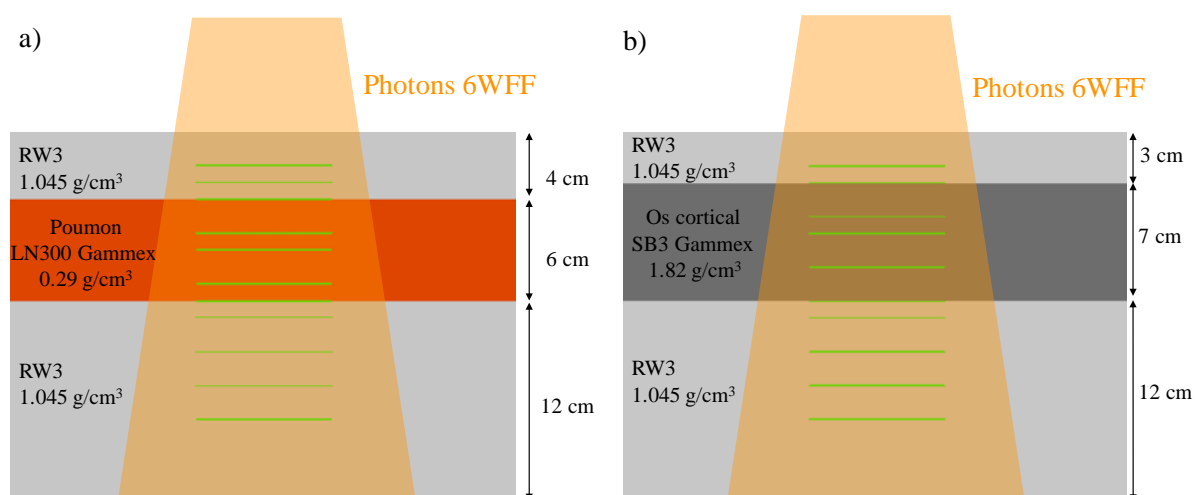


Figure V-4 : Les configurations expérimentales (a) avec des plaques équivalentes « poumon » et (b) avec des plaques équivalentes « os cortical ». Les traits en verts représentent les films EBT3 placés aux différentes positions de mesures.

En premier lieu, les mesures ont été réalisées avec les films EBT3 pour une taille de champ MLC $10 \times 10 \text{ cm}^2$ avec les mâchoires fixées à $12 \times 12 \text{ cm}^2$ et ensuite pour des petits champs allant de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ à $3 \times 3 \text{ cm}^2$ avec les mâchoires placées aux mêmes positions que les chapitres précédents (cf. II.2.2.1). Les mesures ont été effectuées à une DSP 95 cm et 700 UMs ont été délivrées pour chaque configuration. Les différentes profondeurs de mesures avec les films EBT3 dans les deux fantômes sont représentées dans le Tableau V-1 et sur la Figure V-4.

Notre choix de détecteur s'est porté vers le film EBT3 comme une faible perturbation était attendue en vue de sa faible épaisseur ($280 \mu\text{m}$). De plus, il est considéré comme référence dans le cas des petits champs. Les caractéristiques des films EBT3 sont données dans le Tableau I-1 (Chapitre I, partie I.4.5iv).

Tableau V-1 : Profondeurs de mesures par films dans les deux fantômes étudiés.

Fantômes	Avec hétérogénéité équivalente poumon	Avec hétérogénéité équivalente os
Profondeur de mesures par film [cm]	2, 3 4, 6, 7, 9, 10, 10.5, 11, 13, 15,	2, 3, 5, 6, 8, 10, 11, 13, 15, 17

La calibration des films a été effectuée dans un fantôme constitué de plaques de RW3. Un facteur de conversion ($k_{Q_{msr}}^{w,plastic}$) a été déterminé à partir des rapports de

mesures d'une chambre d'ionisation placée dans les conditions de référence dans l'eau et dans les plaques RW3 selon les recommandations de l'IAEA TRS-483 [Palmans et al. 2017]. Ce facteur a été appliqué à la courbe de calibration afin de remonter à partir des mesures dans les plaques à une dose absorbée dans l'eau

Au moins deux séries de mesures par films ont été effectuées et la moyenne ainsi que l'écart type ont été déterminés. Pour les tailles de champ allant de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ à $10 \times 10 \text{ cm}^2$, les mesures ont été également réalisées avec la chambre d'ionisation PinPoint 3D T31016. Dans le cas de la configuration avec hétérogénéité de type poumon, les mesures avec la chambre T31016 dans l'hétérogénéité n'étaient pas possibles comme les plaques « poumon » ne peuvent pas être usinées pour accueillir une chambre. Ainsi, seules les mesures avant et après l'hétérogénéité ont été réalisées dans ce cas. Par contre dans le cas de la configuration avec une hétérogénéité type l'os, les mesures ont été aussi réalisées dans les plaques équivalentes os.

Le rapport des lectures est égal au rapport des doses absorbées dans le cas des films quelle que soit la taille de champ. Dans le cas de la chambre T31016, on a vu dans le chapitre III quelle n'a pas besoin d'un facteur correctif ($k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$) pour les champs supérieurs ou égaux à $2 \times 2 \text{ cm}^2$ avec les faisceaux 6WFF.

Ainsi, en considérant que la présence du détecteur ne perturbe pas le milieu, la dose absorbée en un point dans le milieu m , $D_{w, Q_{clin}}^{m, f_{clin}}$ a été déterminée par :

$$D_{w, Q_{clin}}^{m, f_{clin}} = \frac{D_{w, Q_{ref}}^{w, f_{ref}}}{M_{det, Q_{ref}}^{w, f_{ref}}} M_{det, Q_{clin}}^{m, f_{clin}} \quad (139)$$

où $D_{w, Q_{ref}}^{w, f_{ref}}$ est la dose absorbée dans l'eau au point de référence dans l'eau qui correspond à 100 cGy pour 100 UMs. $M_{det, Q_{ref}}^{w, f_{ref}}$ représente le signal mesuré par le film ou par la chambre d'ionisation dans les conditions de référence et $M_{det, Q_{clin}}^{m, f_{clin}}$ est la mesure du détecteur dans le milieu m .

V.2.3.2 Effet de la composition des matériaux

Les compositions chimiques des fantômes expérimentaux et les compositions matériaux qui seront affectées par AXB ainsi que les potentiels d'ionisations (calculés depuis NIST) sont donnés dans le Tableau V-2.

Evaluation des algorithmes de calcul de dose absorbée dans les milieux hétérogènes

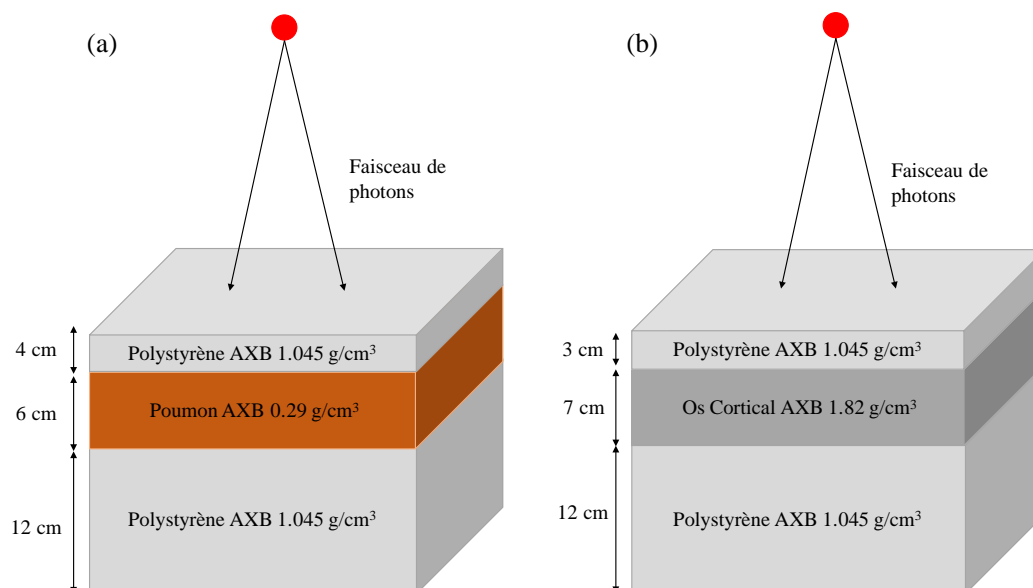


Figure V-5 : Fantômes expérimentaux créés dans le TPS Eclipse avec les matériaux de la librairie des matériaux d'AXB.

Tableau V-2 : Compositions chimiques et potentiel d'ionisations des matériaux inclus dans la librairie de AXB et ceux des fantômes expérimentaux.

	Matériau	I (eV)	Composition (fraction massique en %)					Autre
			H	C	O	N	Mg	
Librairie AXB (ICRP 75)	Poumon-AXB	75.3	10.127	10.231	75.7072	2.865	0.073	Ca 0.009; Cl 0.266; S 0.225; Zn 0.001; P 0.08; Na 0.184; K 0.194; Fe 0.037
	Os cortical-AXB	106.4	4.7234	14.433	44.6096	4.199	0.22	Ca 20.993; S 0.315; Zn 0.01; P 10.497
	Polystyrène	68.7	7.7423	92.2577				
Plaques expérimentales	Poumon-Gammex	76.4	7.43	57.86	20.71	1.96	11.19	Cl 0.08; Si 0.77
	Os cortical-Gammex	107.7	2.66	30.34	39.08	0.99	0.41	Ca 26.48 Cl 0.04
	RW3	67.1	7.59	90.41	0.8			Ti 1.2

Dans le cas de AXB, on ne peut pas modifier (autre que la densité) ou créer un matériau. Les fantômes expérimentaux ont alors été créés dans le TPS Eclipse avec les mêmes dimensions expérimentales et les matériaux ont été affectés manuellement avec leur densité associée (cf. Figure V-5). Ainsi, une densité de 0.29 g/cm^3 et de 1.82 g/cm^3 a été affectée pour la partie poumon et os cortical, respectivement.

Le polystyrène avec une densité de 1.045 g/cm^3 a été affecté pour les plaques de RW3 comme la composition et la densité du RW3 sont plus proches de celles du polystyrène que celles de l'eau. Pour valider ce choix, des calculs de dose absorbée par Monte-Carlo ont été lancées dans trois milieux : RW3, polystyrène avec une densité de 1.045 g/cm^3 et l'eau avec une densité de 1.045 g/cm^3 . Les résultats dans le RW3 concordaient mieux avec les calculs dans le polystyrène que ceux dans l'eau.

Pour évaluer l'effet de la composition des matériaux sur le calcul de la dose absorbée, les simulations ont été réalisées en deux parties. D'une part les fantômes ont été modélisés avec les compositions chimiques des plaques expérimentales et d'autre part avec les compositions des matériaux définis dans la librairie de AXB. Les matériaux ont été notés os-AXB, poumon-AXB et polystyrène dans le cas des simulations pour lesquelles on a affecté les compositions des matériaux de la librairie d'AXB et os-Gammex, poumon-Gammex et RW3 dans le cas des simulations effectuées avec les compositions des fantômes expérimentaux.

Pour évaluer l'impact de la présence des films EBT3, les simulations ont été également lancées dans le cas de la configuration avec une hétérogénéité type os-Gammex avec les films modélisés aux profondeurs de mesures. Les calculs de dose absorbée ont été ensuite effectués dans la couche active de ces derniers ($D_w^{GATE} \text{ Film mod.}$).

V.2.3.3 Evaluation et comparaison des résultats

Les tailles des voxels utilisées pour les calculs AAA, AXB et GATE en fonction de la taille de champ sont illustrées dans le Tableau V-3.

Tableau V-3: Tailles des voxels utilisés pour les calculs GATE, AAA et AXB.

Tailles nominales du champs MLC [cm^2]		0.5×0.5	1×1 à 3×3	10×10
Tailles des voxels x×y×z [mm^3]	GATE	0.5×0.5×1	1×1×1	2.5×2.5×1.25
	AAA et AXB	1×1×1	1×1×1	1.25×1.25×1.25

Des comparaisons entre les PDDs (sur l'axe central) mesurés et calculés avec les différents algorithmes ont été effectuées. Les valeurs des PDDs calculés et mesurés pour

Evaluation des algorithmes de calcul de dose absorbée dans les milieux hétérogènes

une taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ont été normalisées aux valeurs de D_m^{MC} et D_m^{AXB} à 2 cm de profondeur dans le milieu équivalent tissu. Dans le cas des petits champs, les résultats ont été normalisés aux valeurs de D_m^{MC} et D_m^{AXB} à 2 cm de profondeur de la taille de champ $3 \times 3 \text{ cm}^2$.

Les différences locales en pourcentage entre les calculs GATE et des algorithmes AXB et AAA ont été déterminées selon :

$$\Delta_m^{calc} [\%] = 100 \times \frac{D_m^{AXB} - D_m^{GATE}}{D_m^{GATE}} \quad (140)$$

$$\Delta_w^{calc} [\%] = 100 \times \frac{D_w^{AXB \text{ ou } AAA} - D_w^{GATE}}{D_w^{GATE}} \quad (141)$$

Dans ces cas, les différences ont été calculées d'une part entre les calculs des algorithmes et les simulations GATE avec les compositions des fantômes expérimentaux ($D_m^{GATE, Comp \text{ exp}}$ et $D_w^{GATE, Comp \text{ exp}}$) et d'autre part avec les compositions de la librairie des matériaux d'AXB ($D_m^{GATE, Comp \text{ AXB}}$ et $D_w^{GATE, Comp \text{ AXB}}$).

Les différences locales en pourcentage entre les D_w calculées par les trois algorithmes et les D_w mesurées par films (D_w^{Film}) ou avec la chambre d'ionisation Pinpoint 3D T31016 (D_w^{T31016}) ont été calculées selon :

$$\Delta_w^{mes} [\%] = 100 \times \frac{D_w^{Algo} - D_w^{mes}}{D_w^{mes}} \quad (142)$$

où D_w^{Algo} représente la D_w calculée par GATE, AAA ou AXB et D_w^{mes} est la D_w mesurée par film EBT3 ou par la chambre d'ionisation T31016.

Pour évaluer les méthodes de conversion dans les différents milieux étudiés, les rapports D_w^{AXB}/D_m^{AXB} , D_w^{GATE}/D_m^{GATE} et D_w^{AAA}/D_m^{GATE} ainsi que D_w^{mes}/D_m^{AXB} et D_w^{mes}/D_m^{GATE} ont été calculés et comparés.

V.3 Résultats

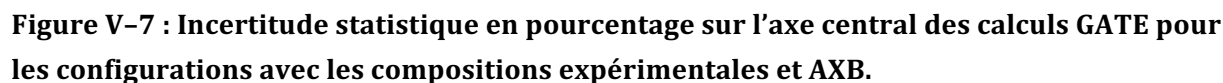
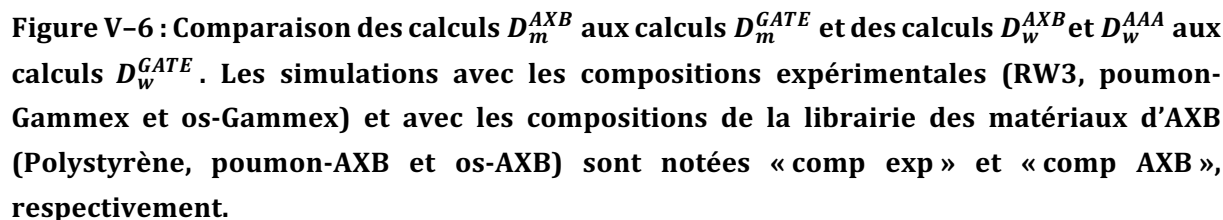
V.3.1 Impact de la composition

V.3.1.1 Cas du champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$

Les résultats des PDDs calculés par AXB, AAA et GATE en termes de D_m et D_w pour une taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ dans le cas du poumon et de l'os sont illustrés dans les Figures V-6(a,b) et V-6(c,d), respectivement. L'incertitude statistique des calculs GATE était inférieure à 1% sur l'axe central dans tous les cas étudiés (cf. Figure V-7).

i. Comparaison des calculs en mode D_m

Dans le cas où les simulations ont été lancées avec les compositions AXB, les résultats D_m^{AXB} étaient en excellent accord avec les calculs $D_m^{GATE,Comp AXB}$ au-delà de la zone du build-up. La différence moyenne était de 0.3% et 0.5% dans le poumon et dans l'os, respectivement. Néanmoins, les écarts moyens entre D_m^{AXB} et $D_m^{GATE,Comp exp}$ étaient respectivement de 3.2% et 1.8% dans le poumon et dans l'os. Cela montre qu'il est nécessaire de prendre en compte les vraies compositions du milieu pendant le calcul de dose absorbée.



ii. Comparaison des calculs en mode D_w

Les calculs D_w^{AXB} étaient en accord à moins de 1% avec les calculs $D_w^{GATE,Comp AXB}$ et $D_w^{GATE,Comp exp}$ dans le poumon et au-delà de l'hétérogénéité. Néanmoins, les calculs D_w^{AXB} sont surestimés par rapport à D_w^{GATE} d'environ 1.7% avant la première interface, même dans le cas où les simulations sont effectuées avec les compositions AXB.

Des différences plus importantes sont observées entre D_w^{GATE} et D_w^{AAA} . Avant et au-delà de l'hétérogénéité une surestimation jusqu'à 5% est trouvée avec les calculs D_w^{AAA} par rapport à $D_w^{GATE,Comp AXB}$ et $D_w^{GATE,Comp exp}$. Dans le poumon, le AAA sous-estime en moyenne les calculs par rapport à $D_w^{GATE,Comp AXB}$ et $D_w^{GATE,Comp exp}$ de 1.4% et 1.7%, respectivement.

Bien que les calculs D_m^{AXB} étaient en accord à moins de 1% dans l'os avec $D_m^{GATE,Comp AXB}$, les calculs D_w^{AXB} sont en moyenne surestimés par rapport à $D_w^{GATE,Comp exp}$ et $D_w^{GATE,Comp AXB}$ dans l'os d'environ 3.8% et 4.9%, respectivement. Des différences d'environ 3% sont également trouvées avant l'os. Contrairement à AXB, les calculs D_w^{AAA} sont en moyenne inférieurs d'environ 5% à ceux de D_w^{GATE} quelle que soit la composition (comp exp et comp AXB) dans l'os et de 2.5% supérieurs à ceux de D_w^{GATE} avant la première interface.

*Les résultats des calculs de la D_w montrent que les calculs AXB sont plus précis que ceux du AAA dans le poumon. Néanmoins, les calculs des deux algorithmes dans l'os sont significativement différents des calculs D_w^{GATE} . Cela met en évidence que **les D_w calculées par AAA, AXB et GATE ne sont pas équivalentes** et les conversions (D_m à D_w) établies par AXB et GATE ne sont pas identiques en particulier dans l'os.*

iii. Analyse des différences des doses absorbées en fonction de la composition

Pour analyser la source des différences entre les calculs des $D_m^{GATE,Comp exp}$ et $D_m^{GATE,Comp AXB}$ on s'est référé à la formule du CEMA donnée par l'équation (77). Etant donné qu'on est dans les conditions d'équilibre électronique, le CEMA est égal à la dose absorbée.

Les Figures V-8a et V-8b représentent respectivement les $[S_{el}/\rho]_{w,m}$ et les $[S_{el}/\rho]_m$ issus du site du NIST. On peut déduire que les $[S_{el}/\rho]_{Os-exp}$ et $[S_{el}/\rho]_{Poumon-exp}$ sont inférieurs à $[S_{el}/\rho]_{Os-AXB}$ et $[S_{el}/\rho]_{Poumon-AXB}$, respectivement. Les résultats des calculs de la fluence primaire électronique différentielle en énergie sont représentés dans les Figures V-9a et V-9b pour le poumon et l'os, respectivement. Les spectres de fluence avec les compositions expérimentales ou AXB sont indiscernables. Le calcul du CEMA différentiel en énergie a été ensuite effectué en multipliant les $[S_{el}/\rho]_m$ par la fluence

Evaluation des algorithmes de calcul de dose absorbée dans les milieux hétérogènes

électronique de chaque intervalle d'énergie (cf. Figure V-10). On remarque que les différences observées sur les PDDs sont aussi observées sur les distributions du CEMA en fonction de l'énergie.

Dans le cas du poumon, on a vu que suite à la conversion, les $D_w^{GATE,Comp\ exp}$ et $D_w^{GATE,Comp\ AXB}$ sont en accord (1%) alors que quand on a comparé les $D_m^{GATE,Comp\ exp}$ et $D_m^{GATE,Comp\ AXB}$ les différences moyennes étaient de 3.2%. Cela est dû au fait que les $[S_{el}/\rho]_{w,m}$ du poumon-gammex sont supérieurs à ceux du poumon-AXB et compensent donc les différences observées en mode D_m .

Le fait de trouver des doses absorbées dans les hétérogénéités expérimentales (os et poumon) inférieures à celles dans les hétérogénéités avec les compositions AXB est dû à la différence entre les $[S_{el}/\rho]_m$. Les variations au niveau des compositions d'un milieu à un autre ne peuvent pas être prises en compte par AXB. Il est donc plus pertinent de valider l'algorithme avec les mêmes compositions compte tenu que la détermination des vraies compositions d'un milieu n'est pas actuellement possible. Du point de vue clinique, ces résultats montrent la limitation de la détermination de la composition du milieu à partir de la densité (déterminée à partir des UHs).

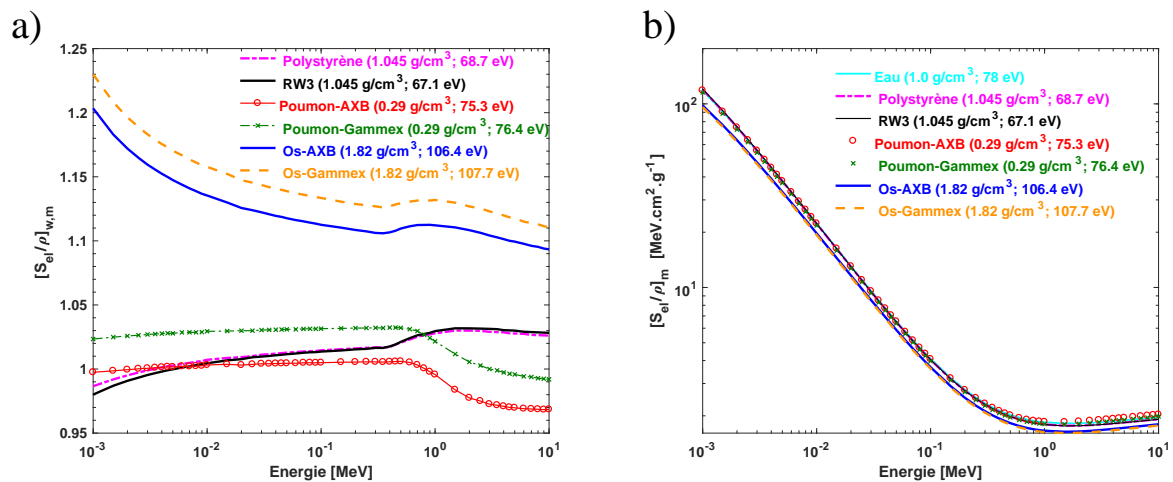


Figure V-8 : a) Rapports des pouvoirs d'arrêt collisionnels entre l'eau et les milieux inclus dans cette partie. b) Pouvoir d'arrêt collisionnel des différents milieux inclus dans cette partie. Les valeurs ont été extraites du site du NIST: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>.

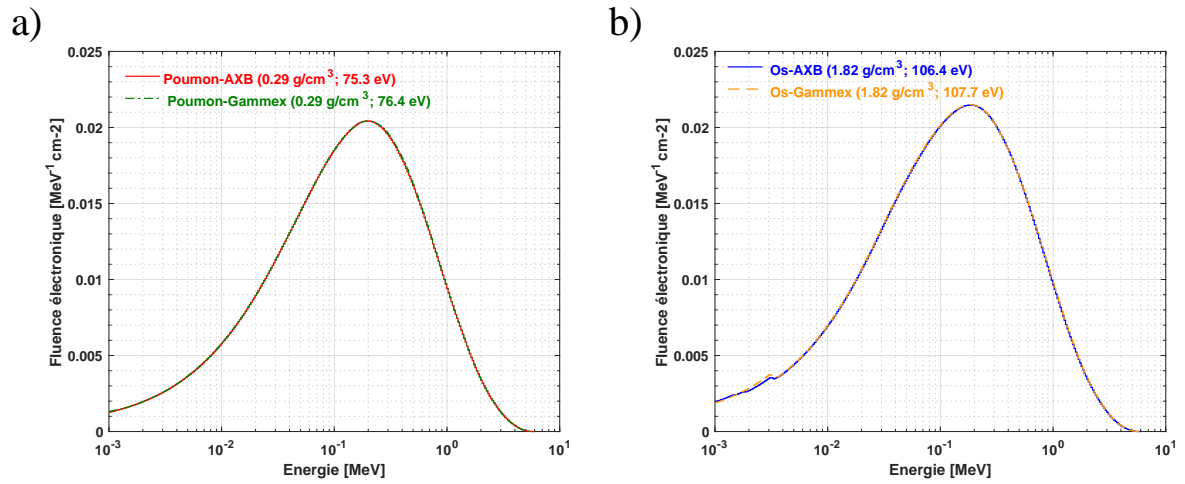


Figure V-9 : Fluence électronique primaire différentielle en énergie a) dans le poumon et b) dans l'os avec les compositions AXB et expérimentales.

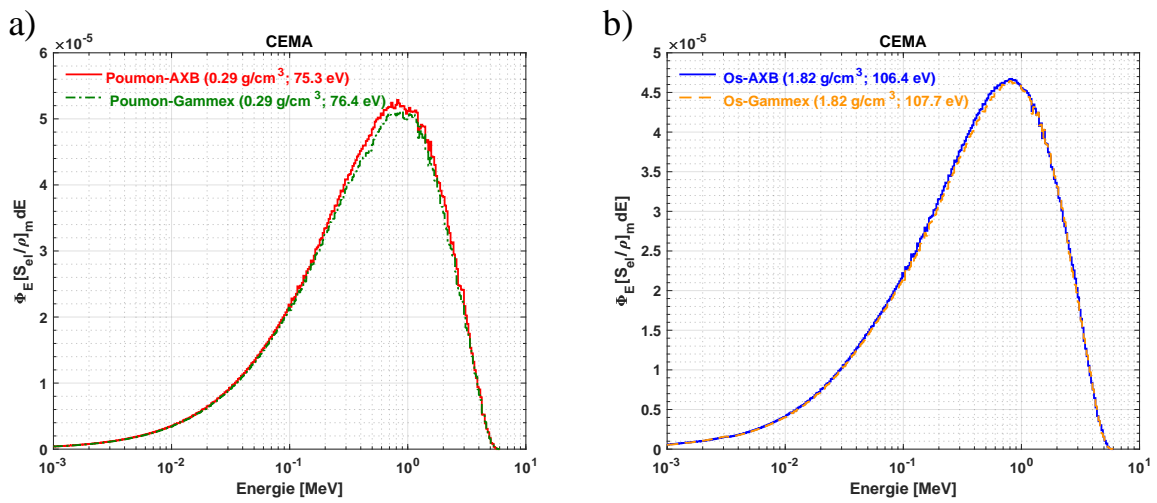


Figure V-10 : Distributions des valeurs du CEMA différentiel en énergie dans l'os et dans le poumon avec les compositions expérimentales et les compositions AXB pour une énergie 6WFF.

V.3.1.2 Cas des petits champs

i. Impact de l'énergie de coupure

L'impact de l'énergie de coupure sur les résultats des PDDs dans le poumon avec les $D_m^{GATE, Comp AXB}$ est illustré dans la Figure V-11. Dans le cas où l'énergie de coupure est d'environ 10 keV une surestimation est observée dans le poumon par rapport aux calculs effectués avec une énergie de coupure de 1 keV. Cet effet est d'autant plus important que la taille de champ diminue. L'écart entre les calculs avec une énergie de coupure de 10 keV par rapport à ceux avec une énergie de coupure de 1 keV était en moyenne jusqu'à 1.1% pour les champs allant de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ à $3 \times 3 \text{ cm}^2$ et de 2.2% pour le champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$. Pour cela les calculs dans le cas des petits champs avec une hétérogénéité type poumon ont été effectués avec une énergie de coupure de 1 keV.

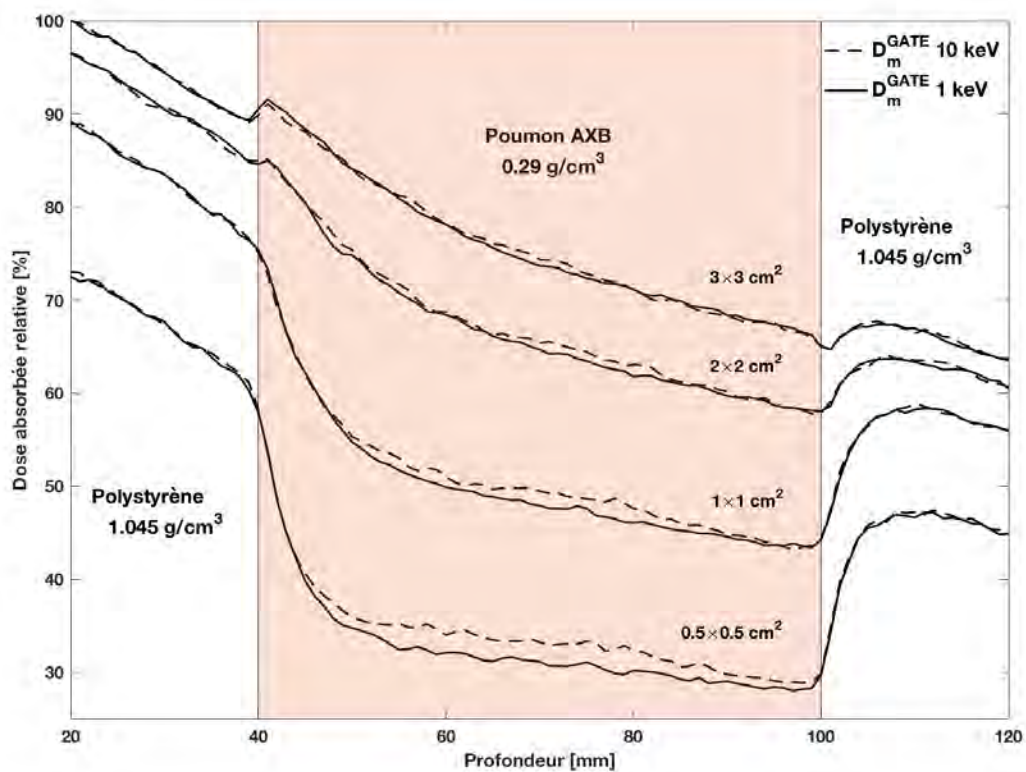


Figure V-11 : Comparaison des calculs avec une énergie de coupure des particules chargées de 10 keV et de 1 keV.

ii. Comparaison des calculs en mode D_m

La Figure V-12 représente les PDDs calculés avec D_m^{AXB} et D_m^{GATE} pour la configuration avec une hétérogénéité de type poumon. Les différences moyennes entre les calculs des deux algorithmes selon le milieu et la profondeur sont données dans le Tableau V-4. Les écarts étaient similaires à ceux du champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ excepté pour les champs $1 \times 1 \text{ cm}^2$ et $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$. Pour ces derniers, la D_m^{AXB} est sous-estimée par rapport à la D_m^{GATE} dans le poumon sauf pour la taille de champ $1 \times 1 \text{ cm}^2$ où la D_m^{AXB} est en moyenne supérieure à la $D_m^{GATE, Comp exp}$ de 1.6%. Une sous-estimation est également notée dans les régions équivalentes tissus qui est d'environ 2% pour le champ $1 \times 1 \text{ cm}^2$ et supérieure à 5% pour le champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$

Tableau V-4 : Différences entre les calculs D_m^{AXB} et D_m^{GATE} avec les compositions de la librairie des matériaux d'AXB et les compositions du fantôme expérimentale dans le cas de la configuration avec une hétérogénéité type poumon.

Taille de champ [cm ²]	$\Delta_m^{Calc} \text{AXB/GATE comp AXB}$			$\Delta_m^{Calc} \text{AXB/GATE comp exp}$		
	Polystyrène	Poumon-	Polystyrène	RW3	Poumon-	RW3
	e	AXB	100-220	10-40	Gammex	100-220
	10-40 [mm]	40-100 [mm]	[mm]	[mm]	40-100 [mm]	[mm]
3×3	0.2	-0.6	0.0	0.1	2.4	-0.1
2.5×2.5	0.4	-0.4	0.4	0.5	2.9	0.3
2×2	-0.1	-0.9	-0.2	0.0	2.3	-0.5
1.5×1.5	0.1	-0.5	0.3	-0.3	2.4	-0.6
1×1	-2.0	-2.1	-1.9	-2.0	1.6	-2.1
0.5×0.5	-7.6	-5.1	-5.6	-6.8	-1.9	-5.3

Evaluation des algorithmes de calcul de dose absorbée dans les milieux hétérogènes

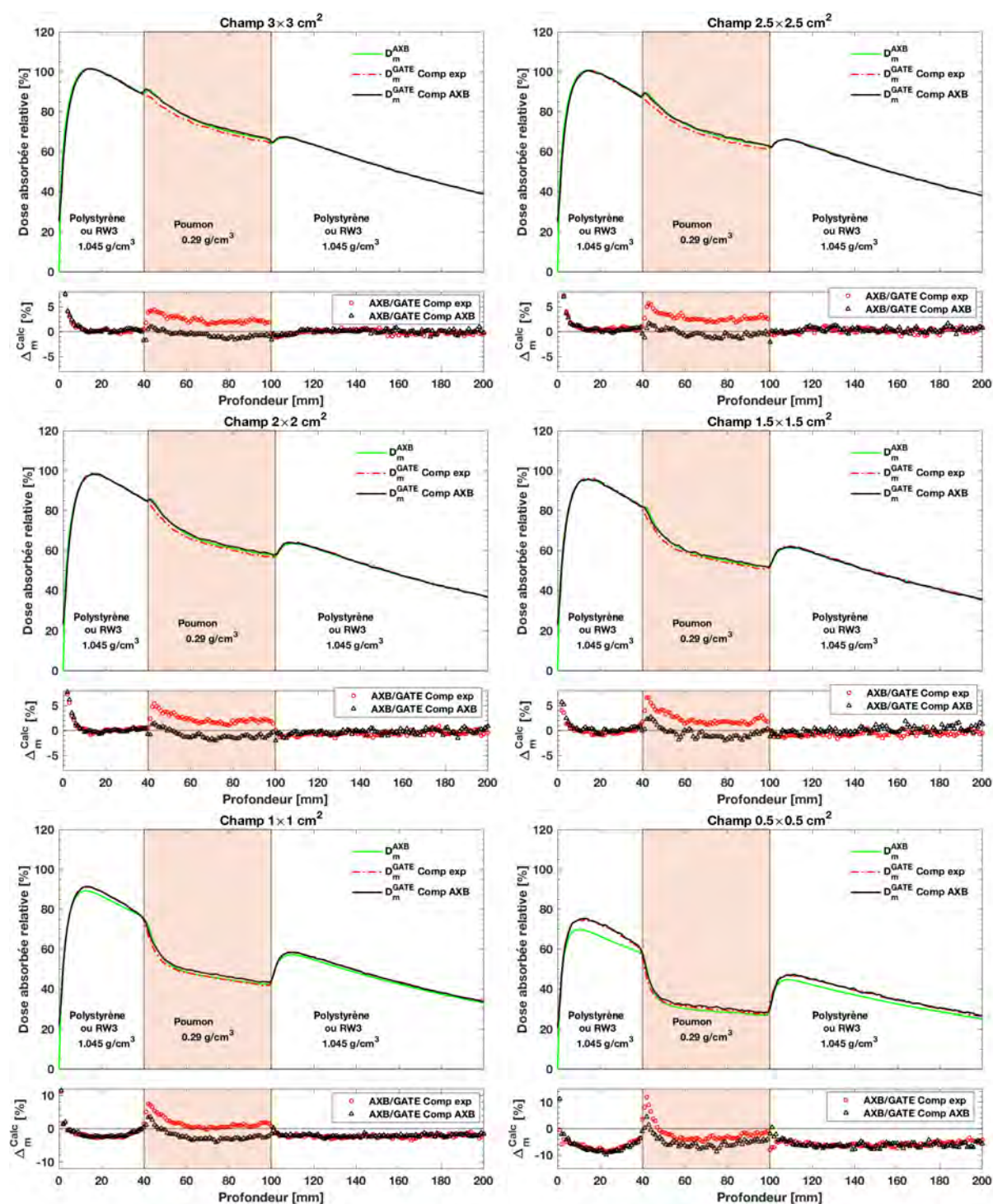


Figure V-12 : Comparaison des PDDs des tailles de champs allant de 0.5×0.5 à 3×3 cm² calculés par D_m^{AXB} et les simulations D_m^{GATE} avec les compositions expérimentales (comp exp) et les compositions AXB (comp AXB) pour la configuration avec hétérogénéité type poumon. L'incertitude sur les PDDs calculés par GATE est inférieure à 1%.

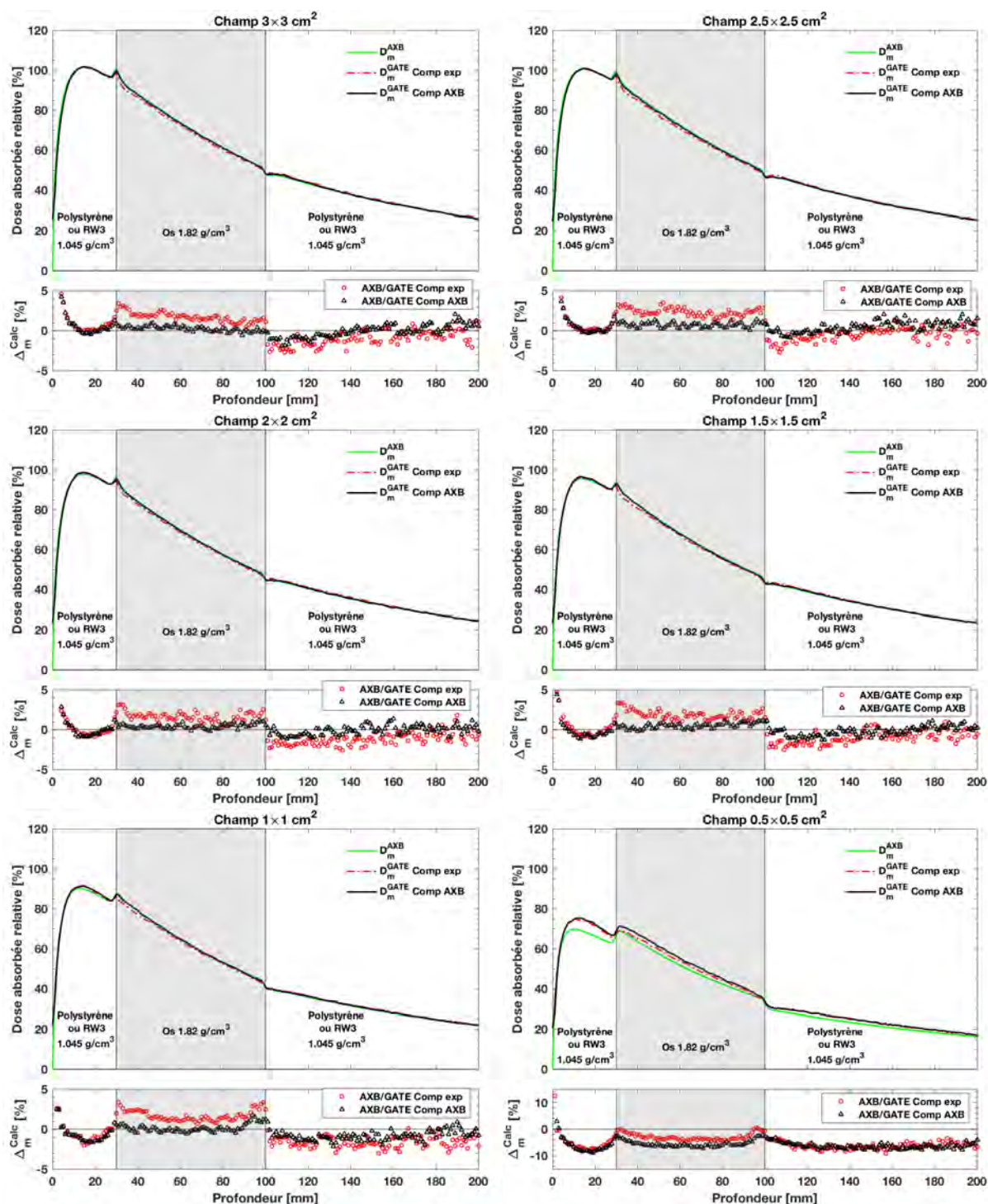


Figure V-13 : Comparaison des PDDs des tailles de champs allant de 0.5×0.5 à 3×3 cm² calculés par D_m^{AXB} et les simulations D_m^{GATE} avec les compositions expérimentales (comp exp) et les compositions AXB (comp AXB) pour la configuration avec hétérogénéité type os. L'incertitude sur les PDDs calculés par GATE est inférieure à 1%.

Les résultats des D_m^{AXB} et D_m^{GATE} de la configuration avec une hétérogénéité type os (comp exp et comp AXB) sont représentés dans la Figure V-13. Les différences moyennes par région sont données dans le Tableau V-5.

Evaluation des algorithmes de calcul de dose absorbée dans les milieux hétérogènes

Un excellent accord est trouvé entre des D_m^{AXB} et $D_m^{GATE,Comp AXB}$ pour des champs allant de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ à $3 \times 3 \text{ cm}^2$. Dans cette gamme, la différence moyenne est inférieure à 0.8% excepté pour la taille de champ $1 \times 1 \text{ cm}^2$ avant la première interface où un écart de 1.1% est trouvé.

La comparaison des calculs $D_m^{GATE,Comp exp}$ avec D_m^{AXB} montre que AXB surestime la dose absorbée dans l'os pour les tailles supérieures ou égale à $1 \times 1 \text{ cm}^2$ avec des écarts allant de 1.6% à 2.3%. Dans les régions équivalentes tissus les différences sont inférieures à 1.4%.

Concernant la taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$, une sous-estimation importante est observée avec les calculs D_m^{AXB} avec des écarts moyens allant jusqu'à 7.4%. Les résultats de la taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ étaient attendus comme on a vu dans le Chapitre II que AXB sous-estime significativement le $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$. En effet, en normalisant au maximum de dose absorbée dans la zone de RW3 (Figure V-14), on remarque que les courbes des calculs $D_m^{GATE,Comp AXB}$ avec D_m^{AXB} se superposent excepté aux interfaces.

On peut conclure dans cette partie que AXB donne des résultats similaires aux calculs Monte-Carlo dans le poumon et dans l'os pour les champs supérieurs ou égaux à $1.5 \times 1.5 \text{ cm}^2$ quand les calculs sont effectués avec les mêmes compositions atomiques. Cependant, AXB ne permet pas de déterminer précisément la dose absorbée pour les champs inférieurs à $1.5 \times 1.5 \text{ cm}^2$.

Tableau V-5 : Différences entre les calculs D_m^{AXB} et D_m^{GATE} avec les compositions de la librairie des matériaux d'AXB et les compositions du fantôme expérimental dans le cas de la configuration avec une hétérogénéité type os.

Taille de champ [cm ²]	$\Delta_m^{Calc} \text{AXB/GATE comp AXB}$			$\Delta_m^{Calc} \text{AXB/GATE comp exp}$		
	Polystyrène 10-30 [mm]	Os AXB 30-100 [mm]	Polystyrène 100-220 [mm]	RW3 10-30 [mm]	Os Gammex 30-100 [mm]	RW3 100-220 [mm]
3×3	0.1	0.2	0.0	0.3	1.7	-0.8
2.5×2.5	0.2	0.7	0.5	0.3	2.3	-0.3
2×2	-0.4	0.4	0.0	-0.3	1.6	-1.1
1.5×1.5	-0.6	0.5	-0.0	-0.3	1.9	-0.8
1×1	-1.1	0.1	-0.7	-0.9	1.7	-1.3
0.5×0.5	-7.4	-5.6	-5.9	-6.5	-2.9	-5.9

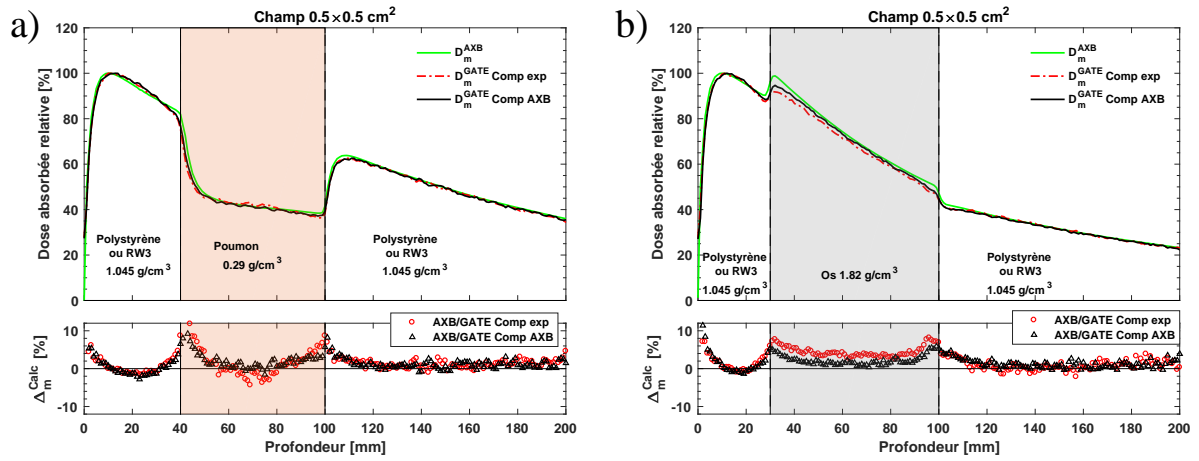


Figure V-14 : Comparaison des PDDs normalisés au maximum de dose absorbée pour la taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ calculés par D_m^{AXB} et les simulations D_m^{GATE} avec les compositions expérimentales (comp exp) et les compositions AXB (comp AXB) pour les configurations avec une hétérogénéité type poumon ou os.

iii. Comparaison des calculs en mode D_w

La Figure V-15 montre que le AAA sous-estime les calculs D_w^{GATE} pour les champs supérieurs ou égaux à $2 \times 2 \text{ cm}^2$ dans le poumon et surestime les calculs D_w^{GATE} dans les zones équivalentes tissus. Pour les tailles de champ inférieures à $2 \times 2 \text{ cm}^2$, des différences significatives sont observées dans le poumon où le AAA surestime la D_w^{GATE} à l'entrée du poumon et sous-estime la D_w à partir d'environ 6 cm. Les différences varient entre -10% et 10% pour la taille de champ $1 \times 1 \text{ cm}^2$ et entre -20% et 20% pour la taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$. Ces résultats montrent que le AAA n'est pas adapté pour le calcul de dose absorbée dans le cas des petits champs incluant un milieu de basse densité.

Un excellent accord ($<0.5\%$) est trouvée entre les calculs D_w^{AXB} et D_w^{GATE} dans le poumon (comp AXB et comp exp) pour les tailles allant de $1.5 \times 1.5 \text{ cm}^2$ à $3 \times 3 \text{ cm}^2$. Néanmoins, une différence ($<1.8\%$) est trouvée dans les zones équivalentes tissus. Pour les champs inférieurs à $1.5 \times 1.5 \text{ cm}^2$, D_w^{AXB} est sous-estimée par rapport à D_w^{GATE} jusqu'à -4.9% dans le poumon et -6.4% dans les zones équivalentes tissus.

Dans le cas de la configuration avec une hétérogénéité type os, les résultats des calculs en termes de D_w avec les différents algorithmes (cf Figure V-16) pour les tailles de champs allant de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ à $3 \times 3 \text{ cm}^2$ ont les mêmes tendances que celles obtenues pour le champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$. AXB surestime les calculs D_w^{GATE} dans l'os alors que le AAA sous-estime les calculs D_w^{GATE} dans cette zone.

Pour la plus petite taille de champ les deux algorithmes du TPS Eclipse sous-estiment la dose absorbée dans le RW3 comme vu précédemment. Dans l'os, le AAA sous-estime également les calculs D_w^{GATE} d'environ 10% alors que la D_w^{AXB} est en accord avec

Evaluation des algorithmes de calcul de dose absorbée dans les milieux hétérogènes

D_w^{GATE} à moins de 1%. En effet, cet accord vient d'une part de la sous-estimation de la D_w^{AXB} du $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ qui est compensée d'autre part par la surestimation dans l'os observée pour les tailles de champs plus élevées.

On peut conclure dans cette partie que les calculs D_w^{AXB} sont plus précis que ceux du D_w^{AAA} dans le poumon dans le cas des petits champs et donnent des résultats similaires aux calculs Monte-Carlo pour les champs supérieurs ou égaux à $1.5 \times 1.5 \text{ cm}^2$. Néanmoins, pour les champs inférieurs à $1.5 \times 1.5 \text{ cm}^2$, les deux algorithmes sous-estiment les calculs D_w^{GATE} . Les calculs D_w^{AAA} , D_w^{AXB} et D_w^{GATE} donnent des résultats différents dans l'os et confirment ainsi que ces quantités ne sont pas équivalentes. Les écarts observés seront expliqués dans la partie V.3.3.

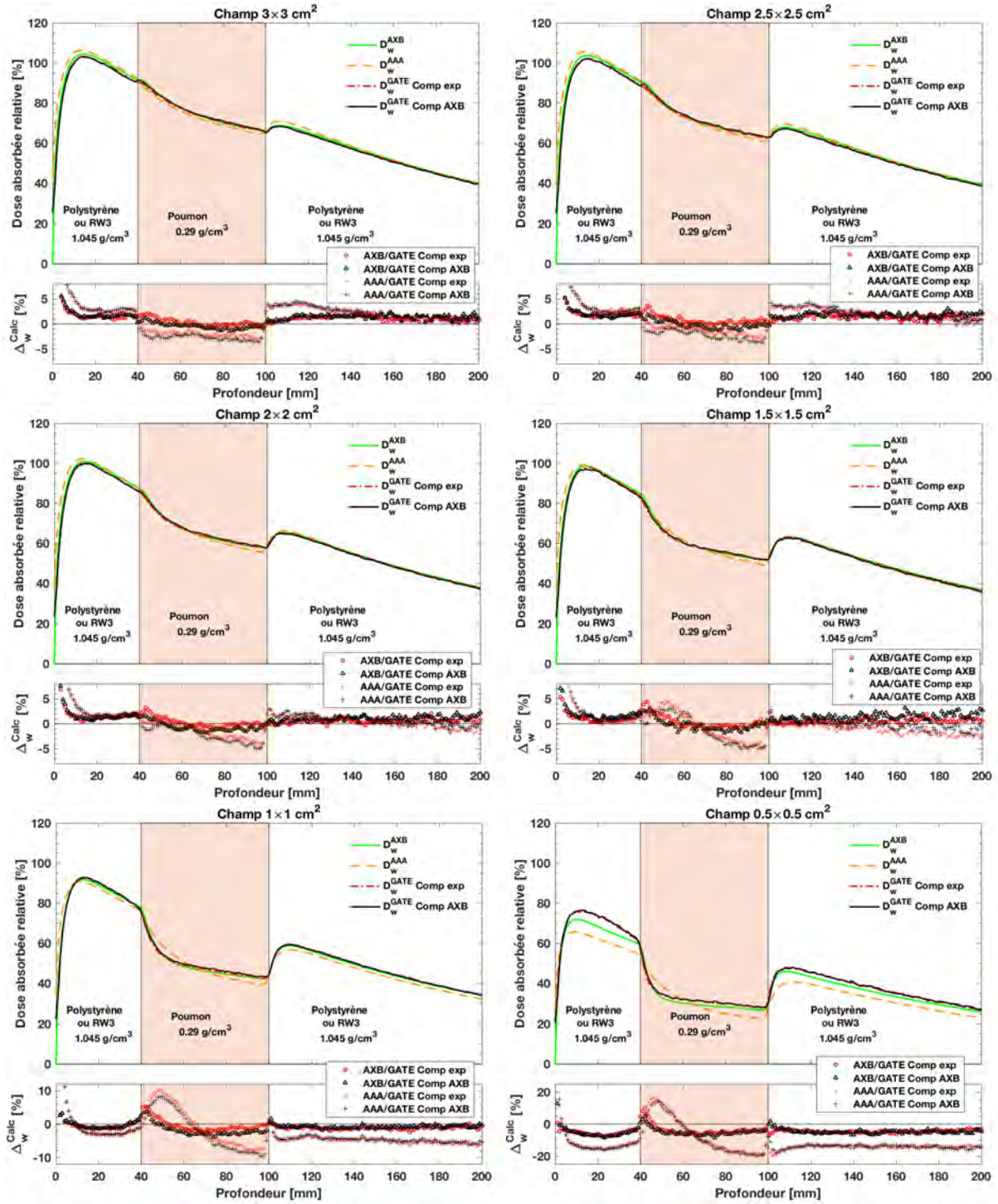


Figure V-15 : Comparaison des PDDs des tailles de champs allant de 0.5×0.5 à 3×3 cm² calculés par D_w^{AXB} , D_w^{AAA} et les simulations D_w^{GATE} avec les compositions expérimentales (comp exp) et les compositions AXB (comp AXB) pour la configuration avec hétérogénéité type poumon. L'incertitude sur les PDDs calculés par GATE est de moins de 1%.

Evaluation des algorithmes de calcul de dose absorbée dans les milieux hétérogènes

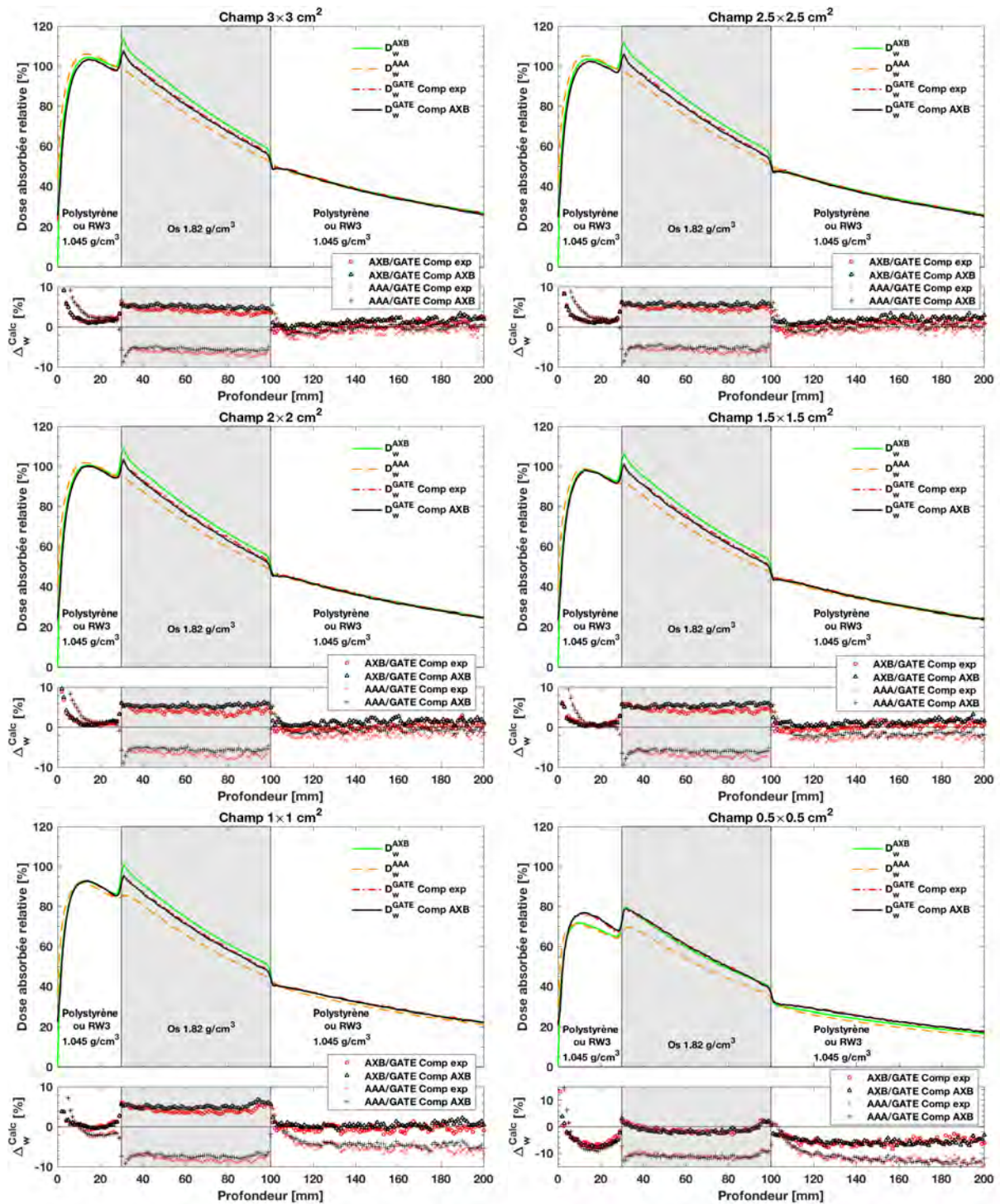


Figure V-16 : Comparaison des PDDs des tailles de champs allant de 0.5×0.5 à 3×3 cm² calculés par D_w^{AXB} , D_w^{AAA} et les simulations D_w^{GATE} avec les compositions expérimentales (comp exp) et les compositions AXB (comp AXB) pour la configuration avec hétérogénéité type os. L'incertitude sur les PDDs calculés par GATE est de moins de 1%.

V.3.2 Comparaison avec les mesures

V.3.2.1 Cas du champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$

Comme on a vu dans les parties précédentes des différences significatives peuvent être observées entre les algorithmes et sont surtout distinguées entre les calculs de D_w dans l'os. Ainsi une validation expérimentale de ces algorithmes est nécessaire et celle-ci ne peut être réalisée qu'en termes de D_w . La Figure V-17 présente les PDDs calculés avec D_w^{AAA} , D_w^{AXB} , $D_w^{GATE, Comp exp}$ et les mesures expérimentales par film ainsi que les mesures par la chambre d'ionisation PinPoint 3D T31016 dans le cas des configurations (os et poumon) étudiées pour une taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

Pour les deux configurations, un excellent accord ($<1\%$) est trouvé entre les mesures par film et les mesures avec la chambre d'ionisation T31016. La D_w^{AAA} sous-estime la D_w^{Film} dans le poumon d'environ 2.5% et surestime la D_w^{Film} jusqu'à 5.1% avant et après l'hétérogénéité (cf. Figure V-17a). Ces différences étaient similaires à celles trouvées entre D_w^{AAA} et D_w^{GATE} dans la partie V.3.1.1iii et confirment que le AAA va sous-évaluer la dose absorbée dans le poumon et surestimer la dose absorbée avant et au-delà du poumon.

Pour cette configuration, les calculs D_w^{GATE} et D_w^{AXB} sont en excellent accord avec les mesures D_w^{Film} avec un écart moyen inférieur à 0.5% dans le poumon et 0.9% dans le RW3. Néanmoins dans l'os, des différences significatives allant jusqu'à 5.2% et 9.7% sont trouvées entre les mesures et les calculs D_w^{GATE} et D_w^{AXB} , respectivement. Afin de mieux interpréter ces écarts, les films ont été modélisés dans GATE en respectant les compositions atomiques. Comme on peut voir dans la Figure V-17b les mesures par film et les calculs GATE dans la couche active du film sont en accord à moins de 0.3% dans l'os.

*Comme présenté précédemment (V.2.2.1i), la conversion établie par GATE donne la dose absorbée dans un petit volume d'eau dans un milieu. Le volume doit être suffisamment petit pour que sa présence ne perturbe pas le milieu. En effet, vue l'épaisseur du film (280 μm), on a considéré que sa présence ne devait pas perturber le milieu. Or les écarts dans l'os montrent que **la présence du film perturbe le milieu et ne donne pas une dose absorbée dans un petit volume d'eau**. Cela va être discuté en détails dans les parties V.3.3 et V.3.4.*

Evaluation des algorithmes de calcul de dose absorbée dans les milieux hétérogènes

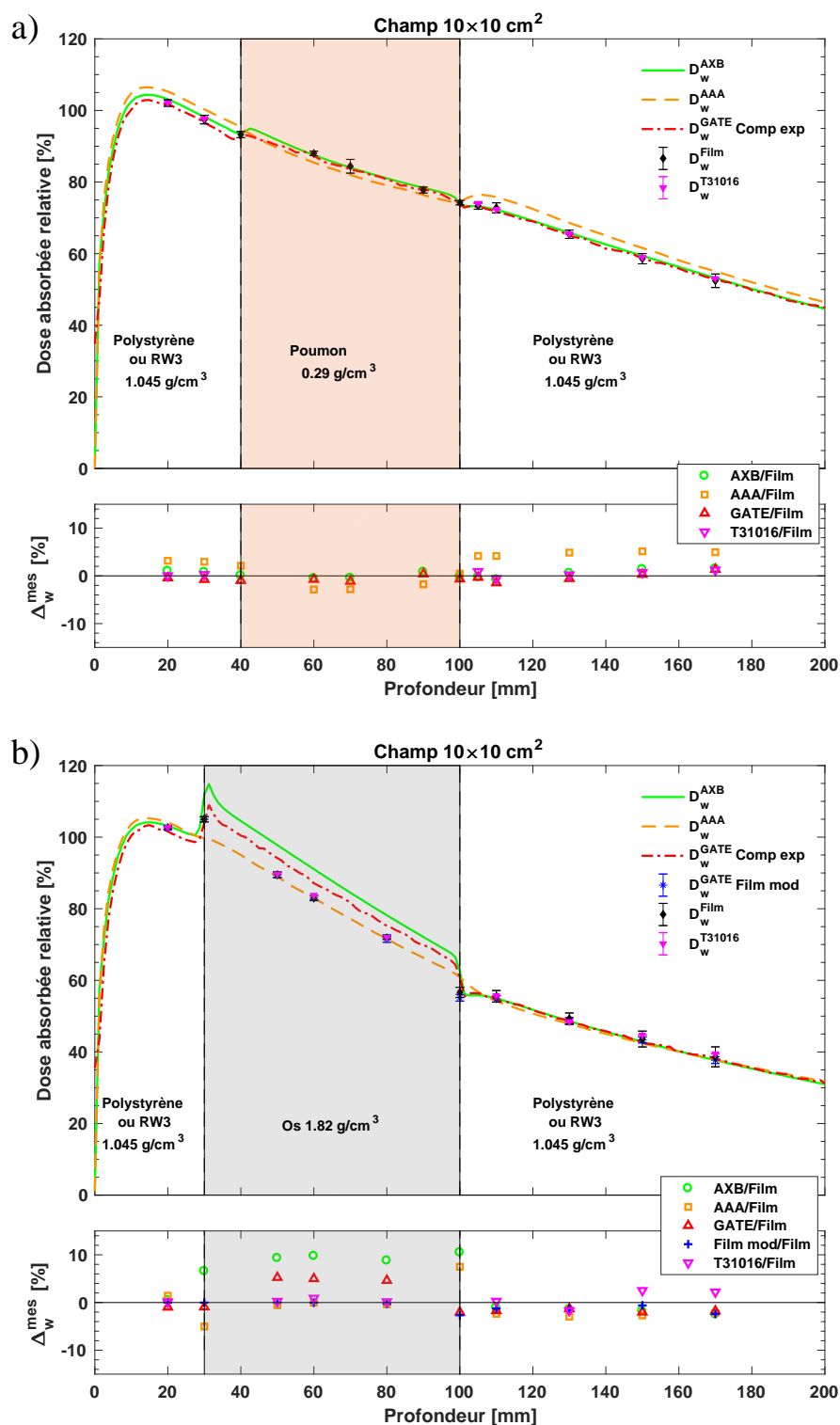


Figure V-17 : Comparaison des PDDs calculés par D_w^{AXB} , D_w^{AAA} , D_w^{GATE} avec les compositions expérimentales et D_w^{GATE} dans le film modélisé (D_w^{GATE} Film mod) avec les mesures par films EBT3 (D_w^{Film}). Les calculs ont été également comparés aux mesures avec la chambre d'ionisation T31016 (D_w^{T31016}).

V.3.2.2 Cas des petits champs

La Figure V-18 présente les résultats des PDDs calculés avec D_w^{AAA} , D_w^{AXB} et $D_w^{GATE,Comp\ exp}$ ainsi que les mesures obtenues avec les films et avec la chambre d'ionisation T31016 (pour les champs allant de $2 \times 2\text{ cm}^2$ à $3 \times 3\text{ cm}^2$) pour la configuration avec hétérogénéité type poumon. L'accord entre les mesures D_w^{Film} et D_w^{T31016} est en moyenne inférieur à 1.4% pour toutes les tailles de champs étudiées.

Les différences entre D_w^{AXB} et D_w^{GATE} par rapport à D_w^{Film} avant et au-delà de l'hétérogénéité sont en moyenne inférieures à 2% pour tous les champs excepté le champ $0.5 \times 0.5\text{ cm}^2$ avec D_w^{AXB} où une sous-estimation moyenne de -5% est trouvée. Dans ces régions, les différences moyennes entre la D_w^{AAA} et les mesures par films sont jusqu'à 2.8% pour les champs allant de $1 \times 1\text{ cm}^2$ à $3 \times 3\text{ cm}^2$ et de -14.2% pour le champ $0.5 \times 0.5\text{ cm}^2$.

Les gammes et les moyennes des écarts dans l'hétérogénéité type poumon et au-delà de l'hétérogénéité sont données dans les Tableaux V-6 et V-7, respectivement. Un accord moyen inférieur ou égal à 1.2% est trouvé entre D_w^{Film} et $D_w^{GATE,Comp\ exp}$ dans le poumon. D'une manière similaire, D_w^{AXB} est en moyenne en accord à moins de 2% avec la D_w^{Film} pour tous les champs sauf pour le champ $0.5 \times 0.5\text{ cm}^2$ où une sous-estimation atteignant -9.9% est observée. Comme attendu, des différences significatives ont été trouvées dans le poumon entre la D_w^{AAA} et les mesures pour toutes les tailles de champs. Ces différences atteignaient -8.7% et -23.2% pour les tailles de champs $0.5 \times 0.5\text{ cm}^2$ et $1 \times 1\text{ cm}^2$, respectivement.

Au-delà de l'hétérogénéité, les différences entre D_w^{Film} et les calculs D_w^{AXB} et D_w^{GATE} sont en moyenne inférieures ou égales à 2% excepté pour la taille de champ $0.5 \times 0.5\text{ cm}^2$ avec D_w^{AXB} où la différence moyenne est -4.3%. Dans le cas des calculs D_w^{AAA} , les différences moyenne variaient de 3.1% jusqu'à -14.6%.

Evaluation des algorithmes de calcul de dose absorbée dans les milieux hétérogènes

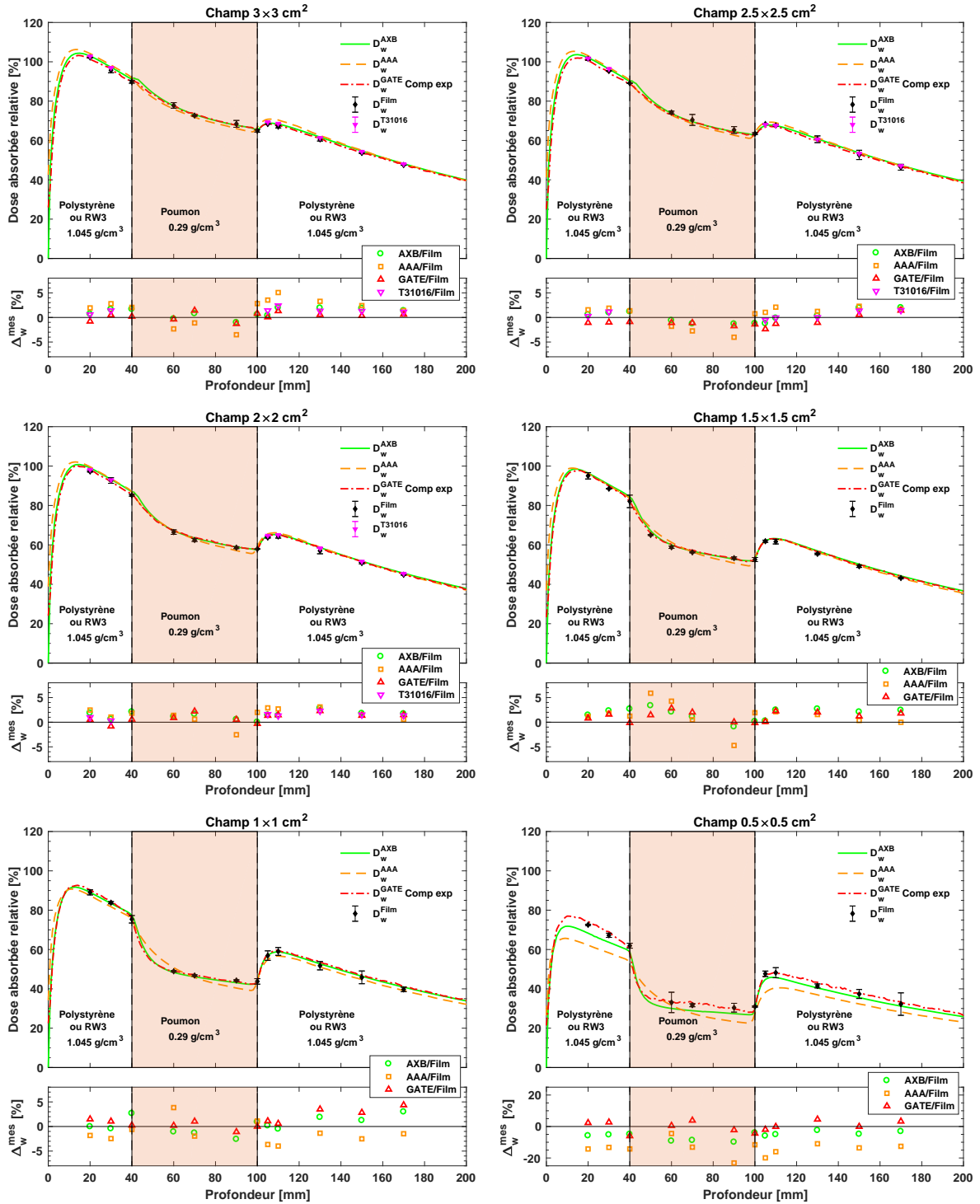


Figure V-18 : Comparaison des PDDs calculés par D_w^{AXB} , D_w^{AAA} , D_w^{GATE} avec les mesures par films EBT3 (D_w^{Film}) pour les champs allant de de 0.5×0.5 à $3 \times 3 \text{ cm}^2$. Les calculs ont été également comparés aux mesures avec la chambre d'ionisation T31016 pour les champs allant de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ à $3 \times 3 \text{ cm}^2$.

Tableau V-6 : Gammes et moyennes des différences entre les calculs D_w^{GATE} , D_w^{AXB} et D_w^{AAA} par rapport aux mesures par film EBT3 dans le poumon.

Taille de champ [cm ²]	Δ_w^{mes} Algo/Film dans le poumon [%]					
	GATE		AXB		AAA	
	Gamme	Moyenne	Gamme	Moyenne	Gamme	Moyenne
3×3	[-1.3 1.4]	-0.1	[-1.0 0.8]	-0.2	[-3.5 -1.1]	-2.3
2.5×2.5	[-1.7 -1.1]	-1.3	[-1.3 -0.6]	-1.1	[-4 -1.8]	-2.9
2×2	[0.5 2.2]	1.2	[0.6 1.6]	1.1	[-2.5 0.6]	-0.2
1.5×1.5	[0.0 2.0]	1.2	[-0.9 2.1]	0.8	[-4.7 4.3]	0.0
1×1	[-1.1 1.0]	0.1	[-2.6 -1.1]	-1.7	[-8.7 3.9]	-2.3
0.5×0.5	[-2.2 2.2]	0.2	[-9.9 -8.8]	-9.3	[-23.2 -4.5]	-13.6

Tableau V-7 : Gammes et moyennes des différences entre les calculs D_w^{GATE} , D_w^{AXB} et D_w^{AAA} par rapport aux mesures par film EBT3 après le poumon.

Taille de champ [cm ²]	Δ_w^{mes} Algo/Film dans le poumon [%]					
	GATE		AXB		AAA	
	Gamme	Moyenne	Gamme	Moyenne	Gamme	Moyenne
3×3	[0.1 1.33]	0.6	[0.4 2.0]	1.5	[1.4 5.1]	3.1
2.5×2.5	[-2.4 1.4]	-0.5	[-1.2 2.0]	0.6	[1.0 2.3]	1.7
2×2	[1.3 2.3]	1.6	[1.3 2.9]	1.8	[0.6 3.1]	2.2
1.5×1.5	[0.1 2.3]	1.5	[0.2 2.7]	2.0	[0.0 2.1]	0.8
1×1	[0.6 3.0]	1.8	[-0.5 3.0]	1.2	[-4.0 -1.4]	-2.6
0.5×0.5	[-1.9 3.3]	0.8	[-6.0 -2.5]	-4.3	[-20.0 -11.0]	-14.6

Les résultats des mesures par film et par la chambre d'ionisation T31016 (pour les champs allant de 2×2 à 3×3 cm²) ainsi que les calculs avec les différents algorithmes en termes de D_w pour la configuration avec une hétérogénéité type os sont illustrés dans la Figure V-19. Similairement à la taille de champ 10×10 cm², les mesures ont été aussi validées en simulant les films aux différentes profondeurs de mesures.

En moyenne, les différences entre les calculs GATE dans le volume sensible du film et les mesures restent inférieures à 1%. D'autre part, pour les tailles de champ allant de 2×2 cm² à 3×3 cm², les mesures avec la chambre d'ionisation T31016 sont en accord avec les mesures par films à moins de 0.6% en moyenne. Seules les mesures pour ces tailles de champs ont été considérées avec la chambre d'ionisation, étant donné qu'en dessous de cette taille de champ on doit appliquer des facteurs correctifs aux mesures. Les tendances des algorithmes par rapport aux mesures sont similaires à celles du champ 10×10 cm².

Les gammes et les moyennes des différences dans l'os sont présentées dans le Tableau V-8. Dans tous les cas D_w^{GATE} et D_w^{AXB} surestiment les D_w^{Film} dans l'os en moyenne jusqu'à 8.2% et 10.7%, respectivement. Au contraire, le AAA sous-estime

Evaluation des algorithmes de calcul de dose absorbée dans les milieux hétérogènes

légèrement (<1.5%) les D_w^{Film} dans l'os pour les tailles de champs supérieures à $2 \times 2 \text{ cm}^2$. En dessous de cette taille de champ, des différences plus importantes sont trouvées et la sous-estimation atteint 3.7% pour la taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$. De plus, avant et au-delà de l'hétérogénéité, des différences moyennes allant de 1.4% jusqu'à -9.2% sont trouvées entre D_w^{AAA} et D_w^{Film} . Dans ces zones, les calculs D_w^{GATE} sont en accord à moins de 1.6% avec les films sauf pour la taille de champ $1.5 \times 1.5 \text{ cm}^2$ où une différence de 2.5% est trouvée avant l'os. Similairement, les accords entre D_w^{AXB} et les films dans la zone équivalente tissu sont en général inférieurs à 1.3% pour tous les champs sauf le champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ où D_w^{AXB} sous-estime les D_w^{Film} jusqu'à 6.4%.

L'évaluation expérimentale valide que AXB est plus précis que le AAA dans le cas du poumon et peut être utilisé pour des champs supérieurs ou égaux à $1 \times 1 \text{ cm}^2$ en considérant des différences inférieures ou égales à 2%. Dans le cas de l'os, la comparaison est plus compliquée comme les calculs AXB et GATE donnent des résultats différents des mesures. Cela été aussi le cas dans pour le champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et montre la nécessité de comparer les différentes méthodes de conversions qui ont été présentées dans les parties V.2.2.1, V.2.2.2 et V.2.2.3.

Tableau V-8 : Gammes et moyennes des différences entre les calculs D_w^{GATE} , D_w^{AXB} et D_w^{AAA} , et les mesures par film EBT3 dans l'os.

Taille de champ [cm ²]	Δ_w^{mes} Algo/Film dans l'os [%]					
	GATE		AXB		AAA	
	Gamme	Moyenne	Gamme	Moyenne	Gamme	Moyenne
3×3	[3.8, 6.9]	5.6	[8.7, 10.4]	9.8	[-2.2, -0.7]	-1.3
2.5×2.5	[4.4, 5.8]	5.1	[9.6, 10.4]	10.1	[-1.4, -0.8]	-1.0
2×2	[4.5, 5.8]	5.1	[8.2, 9.5]	8.8	[-2.7, -1.7]	-2.4
1.5×1.5	[2.6, 5.3]	4.0	[7.9, 8.5]	8.4	[-3.5, -2.9]	-3.3
1×1	[5.8, 7.4]	6.8	[9.84, 11.6]	10.7	[-2.7, -1.7]	-2.2
0.5×0.5	[7.6, 8.7]	8.2	[5.7, 7.6]	6.5	[-5, -2.5]	-3.7

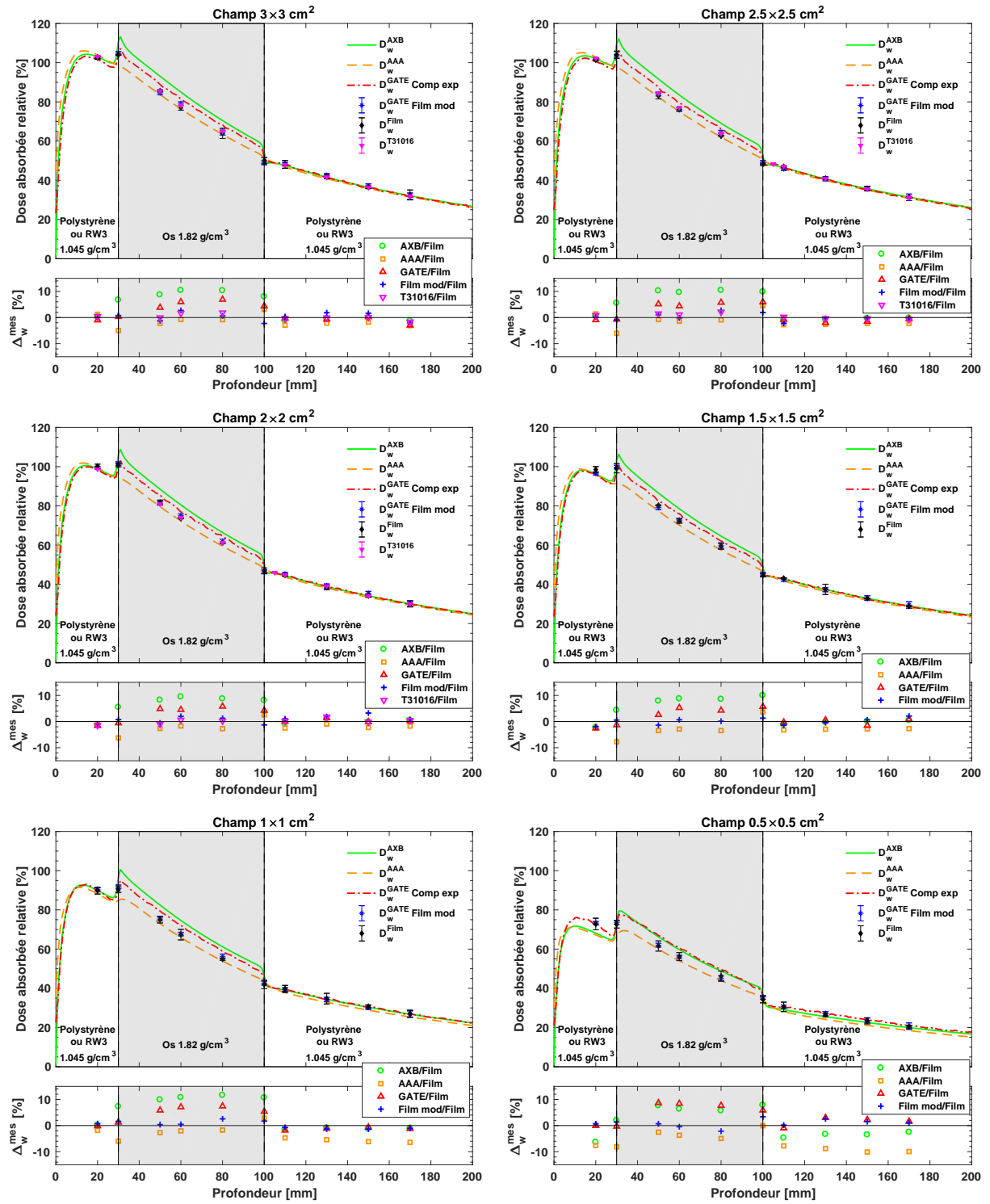


Figure V-19 : Comparaison des PDDs calculés par D_w^{AXB} , D_w^{AAA} , D_w^{GATE} et D_w^{GATE} dans le film modélisé ($D_w^{GATE \text{ Film mod}}$) avec les mesures par films EBT3 (D_w^{Film}) pour les champs allant de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ à $3 \times 3 \text{ cm}^2$. Les calculs ont été également comparés aux mesures avec la chambre d'ionisation T31016 pour les champs allant de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ à $3 \times 3 \text{ cm}^2$.

V.3.3 Evaluation de la conversion de la D_m à la D_w

Comme on a vu dans les parties précédentes, les résultats de la D_w calculée par les différents algorithmes de cette étude et ceux des mesures ne sont pas similaires dans tous les milieux. La différence est surtout prononcée dans l'os où les écarts entre les mesures D_w^{Film} et les calculs D_w^{AXB} et D_w^{GATE} sont supérieurs à 5%. Cette partie, se focalise sur l'explication des différences trouvées et sur l'évaluation des approches de conversion présentées dans la partie V.2.2.

V.3.3.1 Approche Bragg-Gray

Les rapports moyens de D_w^{GATE}/D_m^{GATE} et D_w^{AXB}/D_m^{AXB} illustrés dans le Tableau V-15 de l'annexe du chapitre sont quasi indépendants de la taille de champ (variation de 0.2% pour GATE et de 0.5% pour AXB). Ces résultats sont en accord avec ceux des études précédentes [Andreo and Brahme 1986; Eklund and Ahnesjö 2008; Sánchez-Doblado et al. 2003] qui ont trouvé que les $s_{w,Air}^{BG}$ ne varient pas de plus que 0.3% entre des tailles de champs allant de $0.3 \times 0.3 \text{ cm}^2$ (ou 0.3 cm de diamètre) jusqu'à $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Cela explique aussi pourquoi on n'a pas introduit d'indice de qualité propre aux petits champs.

Le Tableau V-9 présente les différents rapports moyen des D_w/D_m calculés dans les hétérogénéités os et poumon avec les compositions AXB et Gammex pour une taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Les rapports D_w^{GATE}/D_m^{GATE} sont différents selon qu'on utilise les matériaux de la librairie d'AXB ou les matériaux des fantômes expérimentaux. Cela s'explique par la dépendance du pouvoir d'arrêt sur la composition du matériau. Le rapport moyen de D_w^{GATE}/D_m^{GATE} est égal à 0.998 pour le poumon-AXB et 1.025 pour le poumon-Gammex. Ce rapport est égal à 1.101 et 1.127 pour l'os-AXB et l'os-Gammex, respectivement. Par contre, AXB ne considère pas les différences entre les compositions des milieux et donc le rapport D_w^{AXB}/D_m^{AXB} est égal à 1.002 dans le poumon et 1.149 dans l'os avec les compositions AXB et Gammex. Les différences entre les rapports calculés par AXB et GATE pour l'os-AXB montrent que la conversion établie par AXB est différente de celle de Monte-Carlo ($s_{w,m}^{BG}$).

D'autre part, le rapport D_w^{AAA}/D_m^{GATE} est de 1.005 et 1.055 dans le cas du poumon-AXB et os-AXB, respectivement. Ces résultats confirment que les D_w déterminées par AXB et Monte-Carlo ne sont pas équivalentes à D_w^{AAA} . Le fait de considérer les milieux équivalents à l'eau par modification des densités électroniques ne peut pas être équivalent à la dose absorbée dans un petit volume d'eau dans un milieu (différent de l'eau).

Tableau V-9 : Rapports moyens des D_w/D_m calculés dans les hétérogénéités os et poumon avec les compositions AXB et Gammex pour une taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

Matériau	D_w^{AXB}/D_m^{AXB}	D_w^{GATE}/D_m^{GATE}	D_w^{AAA}/D_m^{GATE}	D_w^{Film}/D_m^{AXB}	D_w^{Film}/D_m^{GATE}
Poumon-AXB	1.002	0.998	1.005	1.002	1.005
Poumon-Gammex		1.025	1.034		1.03
Os-AXB	1.149	1.101	1.055	1.052	1.054
Os-Gammex		1.127	1.068		1.074

Le Tableau V-10 représente les $s_{w,m}^{BG}$ déterminés à partir des spectres des électrons primaires dans les différents milieux et des $[S_{el}/\rho]_m$ issus de la base de données du NIST. Avant la publication du rapport ICRU 90 [ICRU Report 90 2016] la valeur du potentiel d'ionisation de l'eau était fixée à 75 eV. Ainsi, les $s_{w,m}^{BG}$ déterminés avec le potentiel d'ionisation de l'eau de 75 eV sont également inclus pour permettre la comparaison avec les autres études.

Nos $s_{w,m}^{BG}$ déterminés avec le potentiel d'ionisation de l'eau de 75 eV sont en accord ($\leq 0.2\%$) avec ceux calculés par Andreo, Fernández-Varea et al. et Siebers et al. [Andreo 2015; Fernández-Varea et al. 2007; Siebers et al. 2000] (cf. Tableau V-10). Nos valeurs sont également en adéquation ($< 0.5\%$) avec les rapports moyens de D_w^{GATE}/D_m^{GATE} (cf. Tableau V-9) avec les $s_{w,m}^{BG}$, excepté pour l'os-AXB où la différence est de 1.1%. Ces écarts peuvent provenir des différences entre les $[S_{el}/\rho]_m$ du site du NIST et ceux utilisés par GATE.

Tableau V-10 : $s_{w,m}^{BG}$ des différents milieux, dérivés à partir des spectres des électrons primaires et des $[S_{el}/\rho]_m$ déterminées à partir du site du NIST. Les résultats des $s_{w,m}^{BG}$ des études réalisées par Siebers et al. (2000), Fernández-Varea et al. (2007) et Andreo (2015). Les $s_{w,m}^H$ de l'approximation « Harder » sont aussi inclus pour la comparaison.

Matériau	$s_{w,m}^{BG}$ dérivé de $\Phi_{E,m}^{prim}$ et des $[S_{el}/\rho]_m$					$s_{w,m}^H$
	Notre étude ($I_{eau}=78 \text{ eV}$)	Notre étude ($I_{eau}=75 \text{ eV}$)	Siebers et al. 2000	Fernández- Varea et al. 2007	Andreo 2015	NIST ($I_{eau}=78 \text{ eV}$)
Poumon-AXB	0.998	1.002	N/A	1.000	1.000	1.006
Poumon-Gammex	1.026	1.03	N/A	N/A	N/A	1.034
Os-AXB	1.112	1.116	1.116	1.117	1.115	1.11
Os-Gammex	1.132	1.137	N/A	N/A	N/A	1.13

Dans le cas du poumon-AXB, les rapports D_w^{AXB}/D_m^{AXB} et D_w^{GATE}/D_m^{GATE} sont en accord avec D_w^{Film}/D_m^{GATE} à moins de 0.8%. Néanmoins, dans le cas de l'os-AXB le rapport

Evaluation des algorithmes de calcul de dose absorbée dans les milieux hétérogènes

$D_w^{\text{Film}}/D_m^{\text{GATE}}$ diffère d'environ 9% et 4.5% des rapports $D_w^{\text{AXB}}/D_m^{\text{AXB}}$ et $D_w^{\text{GATE}}/D_m^{\text{GATE}}$, respectivement.

V.3.3.2 Approches k_ϕ et $(\overline{\mu_{en}/\rho})_{w,m}$

La Figure V-20 montre les spectres de électrons primaires calculés dans un volume contenant de l'eau, du poumon et de l'os avec les compositions AXB ou expérimentales. Les spectres ont été générés pour déterminer les facteurs de correction de fluence (k_ϕ) proposée par Andreo (cf. V.2.2.2). Les spectres de fluence photoniques ont été aussi calculés pour déterminer les $(\overline{\mu_{en}/\rho})_{w,m}$ à appliquer selon l'approche proposée par Reyneart et al. (cf. V.2.2.3). Les résultats des k_ϕ et des $(\overline{\mu_{en}/\rho})_{w,m}$ calculés sont donnés dans le Tableau V-11.

Les spectres de fluence électronique dans le poumon-AXB et poumon-Gammex sont indiscernables au spectre dans l'eau. Néanmoins dans le cas de l'os et comme démontré par Andreo, la différence entre la fluence dans l'os et dans l'eau est de l'ordre de 5%.

D'autre part, l'application du rapport de coefficient d'absorption massique déterminé à partir des spectres de fluence photonique (cf. Figure V-21) comme suggéré par Reyneart et al. donne un facteur entre 1.046. Les deux méthodologies présentées permettent ainsi (en comparant au rapport $D_w^{\text{AAA}}/D_m^{\text{GATE}}$ (cf. Tableau V-9) dans l'os) d'établir le lien entre les algorithmes conventionnels et les algorithmes Monte-Carlo. Par exemple pour l'os-AXB, $D_w^{\text{AAA}}/D_m^{\text{GATE}}$ (1.055) est proche (<1%) du $s_{w,m}^{\text{BG}} k_\phi$ (1.051) et $(\overline{\mu_{en}/\rho})_{w,m}$ (1.046), respectivement.

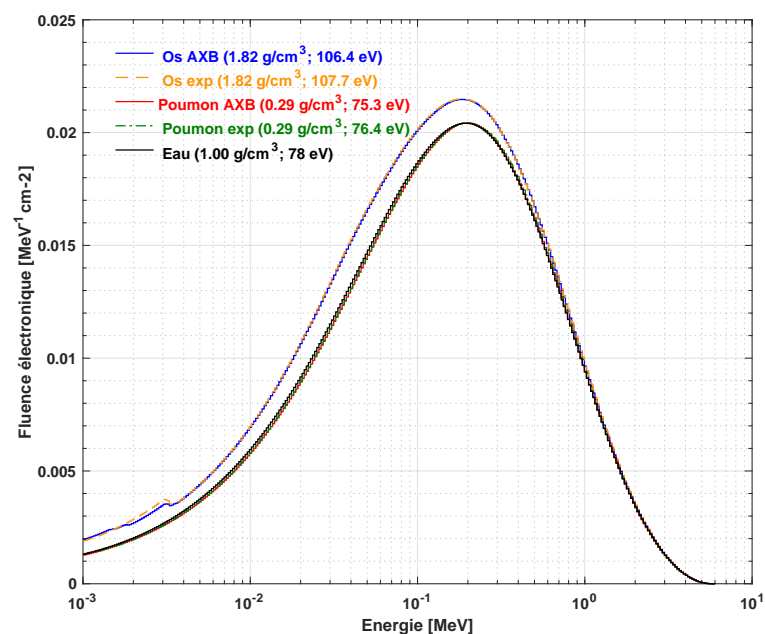


Figure V-20 : Spectres de fluence électronique primaire différentielle en énergie calculés dans un volume de 25 mm de rayon et 1 mm de hauteur contenant un matériau pour un champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

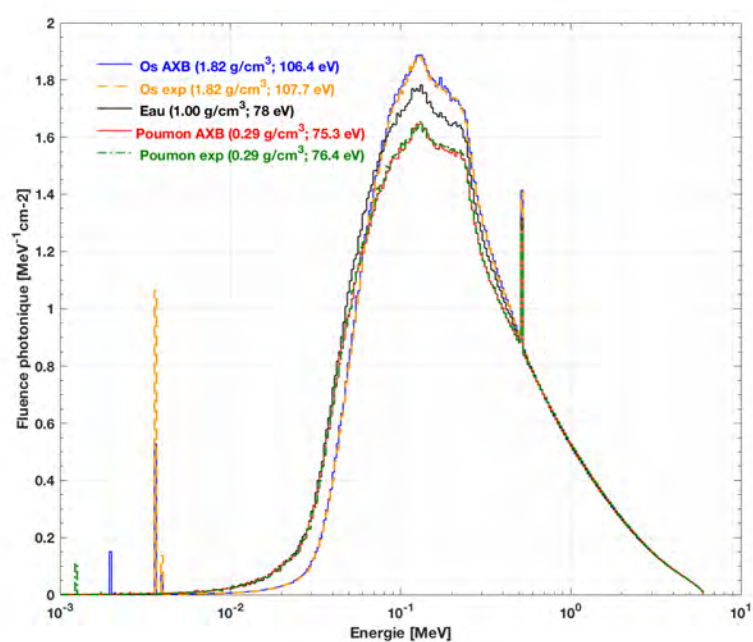


Figure V-21 : Spectres de fluence photonique différentielles en énergie calculées dans un volume de 25 mm de rayon et 1 mm de hauteur contenant un matériau pour un champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

Evaluation des algorithmes de calcul de dose absorbée dans les milieux hétérogènes

Tableau V-11 : Représentation des facteurs de correction de fluence déterminés dans notre étude et dans l'étude d'Andreo (2015), des $s_{w,m}^{BG}$ corrigés des k_ϕ et du rapport des coefficients d'absorption massique moyen.

Matériau	Notre étude k_ϕ	Andreo 2015 k_ϕ	Notre étude $s_{w,m}^{BG} k_\phi$	Andreo 2015 $s_{w,m}^{BG} k_\phi$	Notre étude $(\overline{\mu_{en}/\rho})_{w,m}$
Poumon-AXB	0.997	1.0045	0.995	1.005	x
Poumon-Gammex	1.008	N/A	1.035	N/A	x
Os-AXB	0.945	0.9563	1.051	1.0665	1.046
Os-Gammex	0.951	N/A	1.077	N/A	N/A

La Figure V-22a présente le calcul de la D_w comme réalisé par les algorithmes conventionnels et cela en considérant les milieux comme étant de l'eau avec des densités électroniques variables. D'autre part, la D_w calculée selon l'approche de Siebers et al . représente la dose absorbée dans un petit point d'eau dans le milieu comme illustré dans la Figure V-22b. Le point doit avoir une dimension suffisamment petite pour ne pas perturber la fluence électronique dans le milieu. En d'autres termes, la fluence électronique en présence du volume d'eau doit être égale à la fluence en son absence. Cette quantité peut être reproduite expérimentalement dans le cas où le détecteur se comporte comme une cavité de Bragg-Gray « idéale ». Cependant, les différences entre les calculs D_w^{Film} et D_w^{GATE} dans l'os confirment le fait que le film ne donne pas une dose absorbée dans un petit volume d'eau dans l'os. La D_w actuelle, basée exclusivement sur les $s_{w,m}^{BG}$ ne peut pas être reproduite par une mesure expérimentale directe dans tous les milieux.

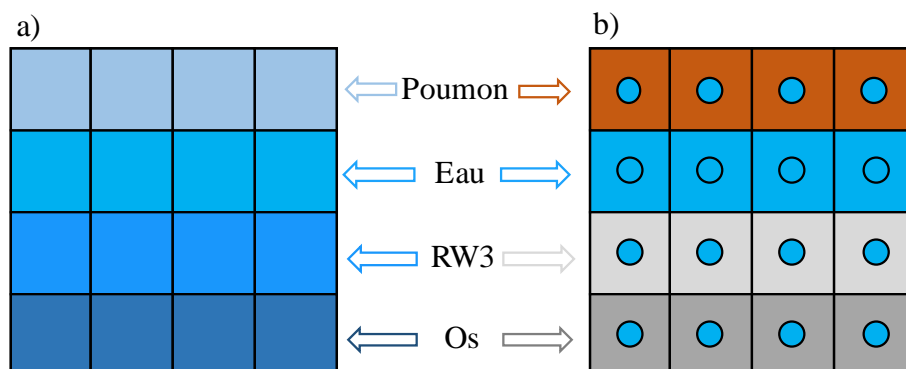


Figure V-22 : Illustration des différences entre (a) la D_w comme calculée par les algorithmes conventionnels où les voxels sont uniquement distingués par leur densité électronique et (b) la D_w déterminée par la conversion selon les pouvoirs d'arrêts où le calcul donne la dose absorbée dans un petit volume d'eau dans le milieu.

Ainsi, comme précisé par Ma et Li [Ma and Li 2011] et par Reynaert et al. [Reynaert et al. 2018], deux définitions de la D_w sont actuellement discutées et doivent être distinguées. Pour confirmer ce fait, les simulations ont été effectuées en plaçant des volumes d'eau aux positions des mesures par films de $1 \times 1 \times 0.03 \text{ mm}^3$ pour les tailles de champs $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et $3 \times 3 \text{ cm}^2$. D'autre part les simulations ont été effectuées en remplaçant l'os et le RW3 avec de l'eau affectée de la densité électronique du milieu. Les résultats de ces configurations sont illustrés dans la Figure V-23.

La différence moyenne dans l'os entre les calculs GATE dans un petit volume d'eau (dans le milieu) et $D_w^{GATE, comp exp}$ est inférieure à 1% pour toutes les tailles de champ. Les résultats des tailles de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et $3 \times 3 \text{ cm}^2$ montrent clairement que les deux quantités calculées ne sont pas équivalentes.

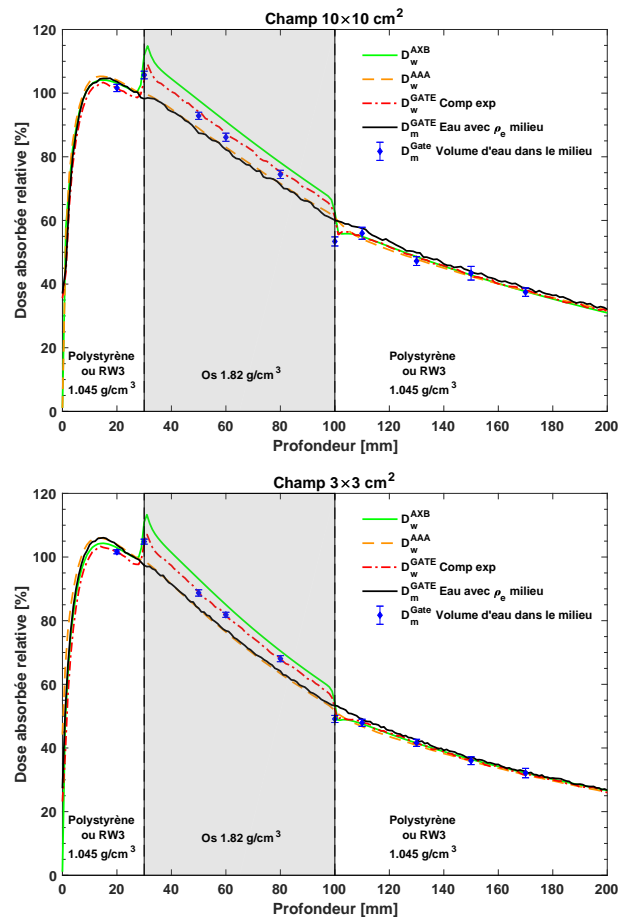


Figure V-23 : Comparaison des calculs de la D_w comme calculée par les algorithmes conventionnels en modélisant le milieu comme de l'eau avec la densité électronique du milieu et en calculant la dose absorbée dans un petit volume d'eau placé aux points de mesures.

V.3.4 Explication des différences avec les mesures

Dans la partie précédente des différences significatives ont été observées dans l'os entre les calculs D_w^{GATE} et les mesures par film et par la chambre d'ionisation PinPoint 3D T31016 . Pour expliquer ces différences, une analyse théorique a été réalisée.

La relation entre la dose absorbée dans le détecteur placé dans les conditions de référence dans l'eau $D_{det,Q_{ref}}^{w,f_{ref}}$ et la dose absorbée en ce point en absence du détecteur $D_{w,Q_{ref}}^{w,f_{ref}}$ est donnée par :

$$D_{w,Q_{ref}}^{w,f_{ref}} = D_{det,Q_{ref}}^{w,f_{ref}} \times \frac{\int_0^{E_{max}} [\Phi_E^{f_{ref}}]_w^w [S_{el}(E)/\rho]_w dE}{\int_0^{E_{max}} [\Phi_E^{f_{ref}}]_{det}^w [S_{el}(E)/\rho]_{det} dE} \quad (143)$$

ou

$$D_{w,Q_{ref}}^{w,f_{ref}} \approx D_{det,Q_{ref}}^{w,f_{ref}} \times S_{w,det}^{BG} \times \frac{[\Phi^{f_{ref}}]_w^w}{[\Phi^{f_{ref}}]_{det}^w} \quad (144)$$

avec $\Phi_w^w(ref)$ et $\Phi_{det}^w(ref)$ représentent respectivement la fluence électronique totale dans un volume d'eau et la fluence électronique totale dans le détecteur dans les conditions de référence (champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$, DSP=95 cm et $z_{ref}=5 \text{ cm}$) .

Etant donné que l'étalonnage du détecteur a été effectué dans l'eau, la relation entre la dose absorbée dans le détecteur ($D_{det,Q_{clin}}^{m,f_{clin}}$) et la dose absorbée dans l'eau en absence du détecteur dans un milieu quelconque m ($D_{w,Q_{clin}}^{m,f_{clin}}$) peut être déterminée selon :

$$D_{w,Q_{clin}}^{m,f_{clin}} \approx D_{det,Q_{clin}}^{m,f_{clin}} \times S_{w,det}^{BG} \times \frac{[\Phi^{f_{clin}}]_w^m}{[\Phi^{f_{clin}}]_{det}^m} \quad (145)$$

avec $[\Phi^{f_{clin}}]_w^m$ et $[\Phi^{f_{clin}}]_{det}^m$ les fluences électroniques totale dans un volume d'eau et dans le détecteur placé dans le milieu, respectivement.

Si on veut calculer la dose absorbée dans un petit volume d'eau dans le milieu (définition de D_w^{GATE}), la fluence dans le volume d'eau doit satisfaire aux conditions de Bragg-Gray (cf. I.10.2 en considérant que le détecteur est le volume d'eau dans ce cas) i.e. que $[\Phi^{f_{clin}}]_w^m$ doit être égale à la fluence en absence du point d'eau $[\Phi^{f_{clin}}]_m^m$

$$[\Phi^{f_{clin}}]_w^m \approx [\Phi^{f_{clin}}]_m^m \quad (146)$$

En faisant le rapport entre l'Equation (145) et l'Equation (144) on trouve :

$$\frac{D_{w,Q_{clin}}^{m,f_{clin}}}{D_{w,Q_{ref}}^{w,f_{ref}}} = \frac{D_{det,Q_{clin}}^{m,f_{clin}} \times S_{w,det}^{BG} \times \frac{[\Phi^{f_{clin}}]_w^m}{[\Phi^{f_{clin}}]_{det}^m}}{D_{det,Q_{ref}}^{w,f_{ref}} \times S_{w,det}^{BG} \times \frac{[\Phi^{f_{ref}}]_w^w}{[\Phi^{f_{ref}}]_{det}^w}} \quad (147)$$

Ainsi, la relation entre la dose absorbée dans l'eau en un point quelconque situé dans un milieu donné et la dose absorbée dans l'eau dans les conditions de référence est donnée par :

$$D_{w,Q_{clin}}^{m,f_{clin}} = D_{w,Q_{ref}}^{w,f_{ref}} \frac{D_{det,Q_{clin}}^{m,f_{clin}} \times \frac{[\Phi^{f_{clin}}]_w^m}{[\Phi^{f_{clin}}]_{det}^m}}{D_{det,Q_{ref}}^{w,f_{ref}} \times \frac{[\Phi^{f_{ref}}]_w^w}{[\Phi^{f_{ref}}]_{det}^w}} = D_{w,Q_{ref}}^{w,f_{ref}} \frac{D_{det,Q_{clin}}^{m,f_{clin}} \times [p_{\Phi}^{f_{clin}}]_{w,det}^m}{D_{det,Q_{ref}}^{w,f_{ref}} \times [p_{\Phi}^{f_{ref}}]_{w,det}^w} \quad (148)$$

Le rapport $[p_{\Phi}^{f_{clin}}]_{w,det}^m / [p_{\Phi}^{f_{ref}}]_{w,det}^w$ sera noté $[p_{\Phi}^{f_{clin},f_{ref}}]_{w,det}^m$.

Dans notre cas, on a considéré que $[p_{\Phi}^{f_{clin}}]_{w,det}^m$ est égale à $[p_{\Phi}^{f_{ref}}]_{w,det}^w$, or les résultats montrent que ce n'est pas le cas dans l'os.

Pour vérifier notre analyse, les fluences dans un volume de la couche active du film ($50 \times 50 \times 0.03 \text{ mm}^3$) et dans un volume contenant du milieu de la même taille, ont été calculées dans les conditions de références d'une part puis aux profondeurs des films de la Figure V-24 (2 cm dans le RW3, 6 cm dans l'os et 13 cm dans le RW3) pour une taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Les distributions spectrales ainsi que les fluences totales calculées dans les milieux ont été comparées à celles dans un volume d'eau ($50 \times 50 \times 0.03 \text{ mm}^3$) pour

Evaluation des algorithmes de calcul de dose absorbée dans les milieux hétérogènes

vérifier que la taille du volume de calcul ne perturbe pas la fluence dans le milieu. En d'autres termes, pour vérifier que la fluence dans le milieu est égale à la fluence dans l'eau. Cette condition est une condition fondamentale pour pouvoir appliquer la théorie de Bragg-Gray et ainsi remonté à une dose absorbée dans un petit volume d'eau. Le calcul a été aussi effectué pour la configuration avec hétérogénéité type poumon à 2 cm dans le RW3, à 7 cm dans le poumon et de nouveau à 13 cm dans le RW3 pour une taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

Ensuite, les $\left[p_{\Phi}^{f_{clin}, f_{ref}} \right]_{w, det}^m$ ont été calculés en comparant les fluences dans les films et la chambre d'ionisation T31016 à 6 cm dans l'os et la fluence dans un volume d'os pour les petits champs. La taille du volume de calcul considérée pour chaque taille de champ est illustrée dans le Tableau V-12.

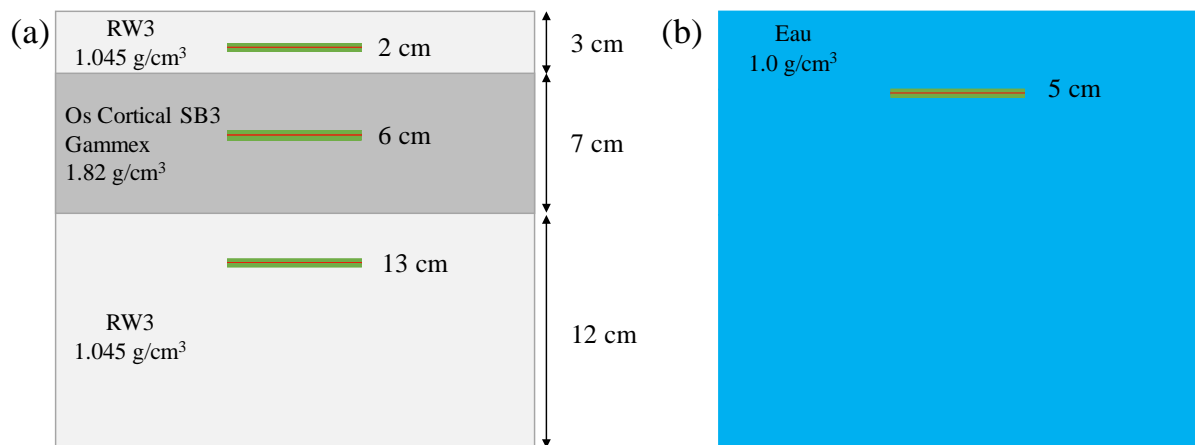


Figure V-24 : Configurations établies pour calculer le rapport entre (a) $\left[p_{\Phi}^{f_{clin}} \right]_{w, det}^m$ et (b) $\left[p_{\Phi}^{f_{ref}} \right]_{w, det}^w$. Le volume en rouge représente la couche active du film qui est placée entre deux couches de polyester (en vert).

Tableau V-12 : Taille du volume de calcul de la fluence électronique en fonction de la taille de champ.

Taille de champ [cm ²]	Taille du volume du calcul de la fluence électronique à 6 cm dans l'os [mm ³]		
	Volume d'os	Couche active du film EBT3	Volume sensible de la chambre d'ionisation
			T31016
10×10	50×50×0.03	50×50×0.03	16
3×3	1×1×0.03	1×1×0.03	16
2×2	1×1×0.03	1×1×0.03	16
1×1	1×1×0.03	1×1×0.03	N/A
0.5×0.5	0.5×0.5×0.03	0.5×0.5×0.03	N/A

Le Tableau V-13 représente les $\left[p_{\Phi}^{f_{clin},f_{ref}}\right]_{w,det}^m$ calculés aux différentes profondeurs et milieux pour les configurations avec hétérogénéité type os ou poumon pour une taille de champ 10×10 cm². Les rapports dans le RW3 étaient d'environ 0.99 dans tous les cas et celui dans le poumon-Gammex de 1. Néanmoins, dans l'os-Gammex le rapport est de 1.05 soit une différence d'environ 5% entre les fluences au conditions de référence et dans l'os.

Ces résultats expliquent d'une part, le fait que nos mesures dans le poumon-Gammex sont en accord avec la D_w^{GATE} comme $\left[p_{\Phi}^{f_{clin},f_{ref}}\right]_{w,det}^m$ est proche de l'unité. D'autre part, les différences observées dans l'os-Gammex sont dues au fait que $\left[p_{\Phi}^{f_{clin},f_{ref}}\right]_{w,det}^m$ diffère significativement de l'unité.

Tableau V-13 : Rapport entre la fluence dans le film et en absence du film dans les conditions de référence et celle au point de mesures pour une taille de champ 10×10 cm².

$[p_{\Phi}]_{w,Film}^m(10\times10\text{ cm}^2)/[p_{\Phi}]_{w,Film}^w(ref)$					
RW3 2 cm	Os-Gammex 6 cm	RW3 13 cm	RW3 2 cm	Poumon-Gammex 7 cm	RW3 13 cm
0.99	1.05	0.99	0.99	1.00	0.99

Comme on peut voir dans le Tableau V-14, le rapport dans l'os est presque constant pour les deux détecteurs quelle que soit la taille de champ. La Figure V-25 montre que

Evaluation des algorithmes de calcul de dose absorbée dans les milieux hétérogènes

quand on applique la correction par le $[p_{\Phi}^{f_{clin}f_{ref}}]_{w,det}^m$ aux mesures par film et par la chambre d'ionisation, un bon accord est constaté avec les calcul D_w^{GATE} (dans l'incertitude associée). Néanmoins, même avec les corrections, des différences supérieures à 5% ont été distinguée entre D_w^{AXB} . Cela était attendu comme on a vu précédemment que les conversions établies par AXB et GATE ne sont pas identiques dans l'os.

Tableau V-14 : Rapport entre la fluence dans le film et en absence du film dans les conditions de référence et celle à 6 cm dans l'os pour les films EBT3 et la chambre d'ionisation T31016, et pour des champs allant de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ à $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

	$[p_{\Phi}]_{w,det}^{os}(clin) / [p_{\Phi}]_{w,det}^w(ref)$	
Taille de champ $[\text{cm}^2]$	Film EBT3	T31016
$10 \times 10 \text{ cm}^2$	1.05	1.05
$3 \times 3 \text{ cm}^2$	1.04	1.04
$2 \times 2 \text{ cm}^2$	1.05	1.04
$1 \times 1 \text{ cm}^2$	1.05	N/A
$0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$	1.04	N/A

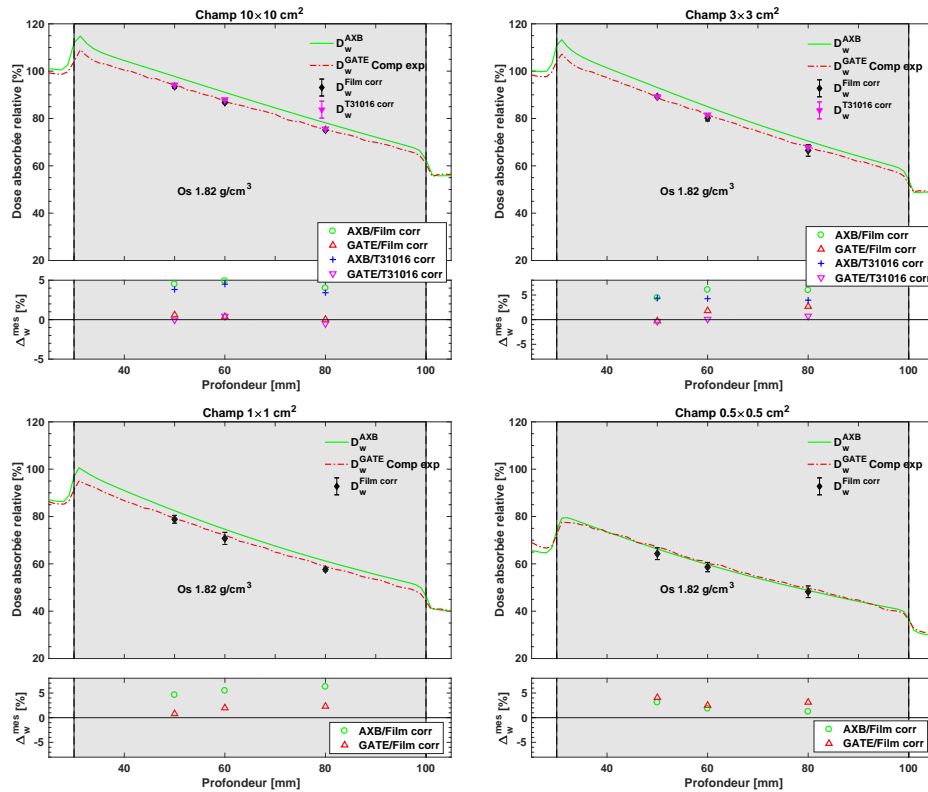


Figure V-25 : Comparaison des PDDs calculés par D_w^{AXB} et D_w^{GATE} avec les mesures par films EBT3 corrigées du $[p_{\Phi}^{f_{clin}f_{ref}}]_{w,Film}^m$ ($D_w^{Film corr}$) ainsi que les mesures de la chambre d'ionisation T31016 corrigées du $[p_{\Phi}^{f_{clin}f_{ref}}]_{w,T31016}^m$ ($D_w^{T31016 corr}$).

V.4 Discussion

Cette partie s'est focalisée sur l'évaluation des algorithmes de calcul de dose absorbée AAA et AXB à partir des simulations Monte-Carlo et des mesures expérimentales dans des milieux hétérogènes et dans des conditions de petits champs. D'une part, l'impact de la composition chimique du milieu sur le calcul de la dose absorbée a été étudié sur des fantômes en plaques avec des milieux de basse et haute densité. D'autre part, les différentes approches de conversions de la D_m à la D_w ont été également étudiées.

Les calculs D_m^{AXB} étaient en accord à moins de 1% avec D_m^{GATE} pour des tailles de champs supérieures à $1 \times 1 \text{ cm}^2$, quand les calculs sont effectués avec les compositions de la librairie des matériaux d'AXB. Cependant, des différences d'environ 2-3% ont été trouvées dans le cas où les simulations ont été effectuées avec les compositions des fantômes expérimentaux. Ces différences ont été expliquées par la variation des pouvoirs d'arrêt massique collisionnels du milieu en fonction des compositions chimiques. Il est ainsi plus cohérent de valider AXB en étant vigilant à la composition définie dans Monte-Carlo. D'autre part, l'attribution de la composition du matériau à partir de la densité (déterminée à partir des UHs) présente le lien le plus faible de ce type d'algorithme, étant donné que les variations des compositions chimiques d'un milieu à un autre ne sont pas prises en compte. Andreo [Andreo 2015] a montré que les $[S_{el}/\rho]_{w,m}$ dépendent plus de la composition du milieu et ainsi de son potentiel d'ionisation que de sa densité. Par exemple, dans les cas de l'os cortical et l'os compact, les deux ont la même densité (1.85 g/cm^3) mais leurs pouvoirs d'arrêt sont différents. Ainsi la détermination du matériau à partir d'une table liant la densité à la composition peut induire un calcul de dose absorbée dans le milieu erroné. Dans le cas du champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$, des différences supérieures à 5% ont été également trouvées entre D_m^{GATE} et D_m^{AXB} , et ces résultats attendus dans le RW3 comme des écarts du même ordre ont été trouvés sur les $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ dans le chapitre II.

Le rapport $D_w^{GATE, Comp exp} / D_m^{GATE, Comp exp}$ (1.025) était différent de $D_w^{GATE, Comp AXB} / D_m^{GATE, Comp AXB}$ (0.998) et D_w^{AXB} / D_m^{AXB} (1.002) dans le cas de la configuration avec hétérogénéité type poumon. Cependant, les calculs D_w^{AXB} et D_w^{GATE} (comp exp et comp AXB) étaient en accord à moins de 2% en moyenne avec les mesures expérimentales pour tous les champs excepté les calculs D_w^{AXB} pour la taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$. La précision d'AXB dans ce cas est meilleure que celle du AAA en comparant aux mesures et à D_w^{GATE} . Des différences entre D_w^{AAA} et D_w^{Film} supérieures à -4% ont été trouvées dans le poumon et au-delà de l'hétérogénéité, et atteignaient environ -23% pour la plus petite taille de champ. Ces différences dans le cas du AAA sont en accord avec l'étude de Bush et al. [Bush et al. 2011]. Ils ont trouvé que les calculs AXB étaient en accord

Evaluation des algorithmes de calcul de dose absorbée dans les milieux hétérogènes

à 2% avec les calculs Monte-Carlo dans le poumon de densité 0.24 g/cm^3 alors que des écarts allant jusqu'à 10.2% ont été trouvées entre les calculs AAA et Monte-Carlo.

Dans le cas du poumon, les résultats ont montré que le choix de l'énergie de coupure dans les calculs Monte-Carlo ainsi que la taille des voxels a un impact important sur la distribution de dose absorbée dans le poumon. Ces effets observés sont similaires à ceux dans l'étude de Bush et al. comme illustré dans la Figure V-26.

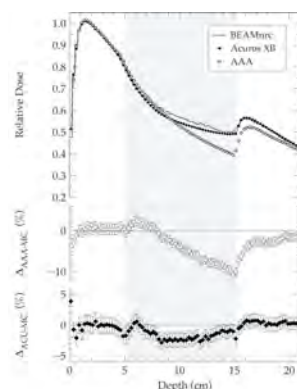


Figure V-26 : Dose absorbée relative en fonction de la profondeur pour une taille de champ $4 \times 4 \text{ cm}^2$ et une énergie 6WFF dans le cas d'un fantôme hétérogène avec du poumon de densité 0.1 g/cm^3 . [Bush et al. 2011]

Han et al. [Han et al. 2011] ont trouvé aussi que les calculs AXB étaient en meilleur accord avec Monte-Carlo que le AAA et les différences dans le poumon étaient jusqu'à 0.9% et 11.6% pour AXB et AAA, respectivement. Stathakis et al. [Stathakis et al. 2012] ont trouvé que dans le cas du poumon (0.3 g/cm^3), pour des champs allant de 1×1 à $3 \times 3 \text{ cm}^2$, AXB était en accord à environ 2% avec les calculs Monte-Carlo alors que des différences jusqu'à 5% ont été trouvées avec l'AAA. A noter que dans l'étude de Stathakis et al., la normalisation pour chaque taille de champ a été faite au maximum de dose absorbée et ainsi les différences qui peuvent être observées dans certaines zones (entrée ou sortie de l'hétérogénéité) sont non visibles (cf. Figure V-27). D'une manière similaire, Bueno et al. [Bueno et al. 2017] ont trouvé que les calculs AXB étaient en accord à moins de 3% avec les mesures par détecteur thermoluminescent pour des champs allant de 2×2 à $20 \times 20 \text{ cm}^2$. Cependant, des différences entre AXB et AAA allant jusqu'à 19.6% ont été distinguées dans le poumon dans leur étude et de 5.1% au-delà de l'hétérogénéité pour la plus petite taille de champ.

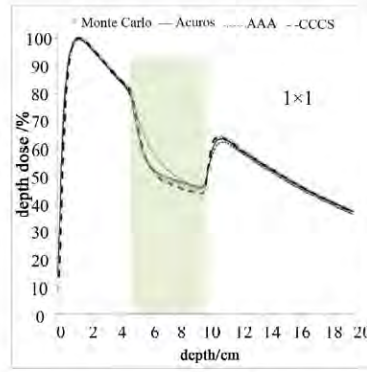


Figure V-27 : Dose absorbée relative en fonction de la profondeur pour une taille de champ $1 \times 1 \text{ cm}^2$ et une énergie 6WFF dans le cas d'un fantôme hétérogène avec du poumon de densité 0.3 g/cm^3 . [Stathakis et al. 2012]

Dans le cas de la configuration avec hétérogénéité type os, D_w^{GATE} et D_w^{AXB} n'étaient pas en accord avec D_w^{Film} et D_w^{T31016} pour toutes les tailles de champs. Les rapports entre $D_w^{GATE,Comp exp} / D_m^{GATE,Comp exp}$, $D_w^{GATE,Comp AXB} / D_m^{GATE,Comp AXB}$ et D_w^{AXB} / D_m^{AXB} étaient supérieurs à 1.1, ce qui signifie que selon le choix du mode de report des différences de plus de 10% existent. Des écarts similaires ont été trouvés dans des études précédentes [Andreo 2015; Fernández-Varea et al. 2007; Han et al. 2011; Jang et al. 2007; Jung et al. 2014; Ma and Li 2011; Reynaert et al. 2018; Siebers et al. 2000]. Les rapports D_w^{GATE} / D_m^{GATE} et D_w^{AXB} / D_m^{AXB} étaient différents même dans le cas où les compositions de l'os-AXB étaient utilisés mettant en évidence que la conversion établie par AXB est différente que celle des calculs Monte-Carlo.

En effet, la méthode de détermination de la dose absorbée dans l'eau employée par AXB est par définition différente de celle des calculs Monte-Carlo. Comme illustré dans la Figure V-28, le rapport de dépôt d'énergie représente le rapport calculé par AXB qui est clairement différent des $[S_{el}/\rho]_{w,m}$. Un cercle rouge est marqué sur l'intersection de l'énergie d'environ 0.53 MeV (approximation « Harder », cf. I.6.4.3ii) avec les courbes pour l'os et les rapports déterminés sont d'environ 1.15 à partir des rapports de dépôt d'énergie et 1.11 à partir des rapports de pouvoir d'arrêt. Ainsi, comme AXB calcul la dose absorbée dans l'eau à partir de la fluence différentielle en énergie dans le milieu, des sections efficaces macroscopiques et de la densité de l'eau, la surestimation observée peut être due à la fluence ou aux sections efficaces macroscopiques de l'eau.

Evaluation des algorithmes de calcul de dose absorbée dans les milieux hétérogènes

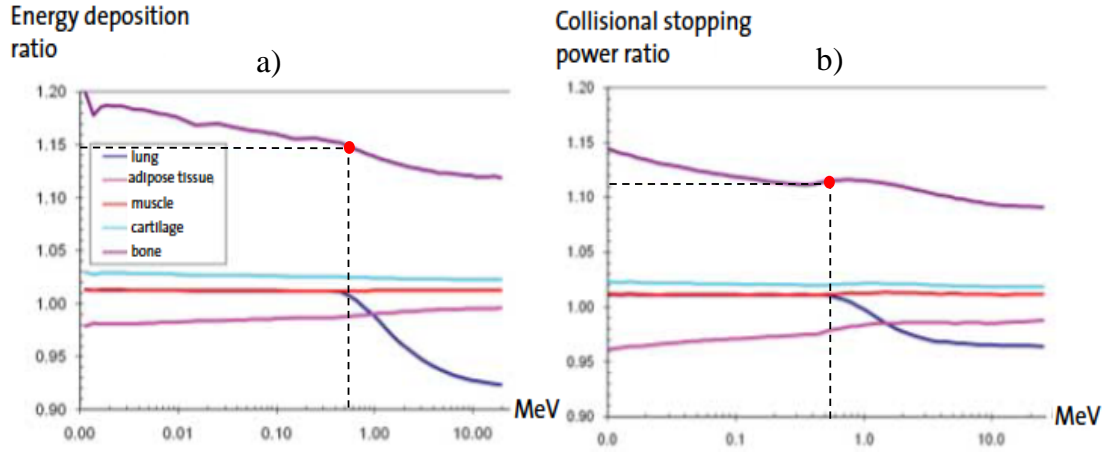


Figure V-28 : a) Rapport d'énergie déposée utilisé par AXB et b) les rapports des pouvoirs d'arrêt collisionnels employés par les calculs Monte-Carlo pour déterminer la dose absorbée dans l'eau [Failla et al. 2010].

Han et al. [Han et al. 2011] ont trouvé que les calculs AXB et Monte-Carlo (EGSnrc) de la dose absorbée étaient en accord dans l'os cortical, même en termes de D_w . Cependant les différences observées entre D_w^{AXB} et D_m^{AXB} ainsi que D_w^{EGSnrc} et D_m^{EGSnrc} étaient jusqu'à 15.4% ($D_w^{AXB}/D_m^{AXB}=1.154$) dans leur étude. Ces différences sont plus élevées que les $s_{w,m}^{BG}$ publiés et déterminés dans notre étude (~ 1.11). Néanmoins, Bueno Vizcarra [Bueno Vizcarra 2013] a trouvé que les différences entre D_w^{AXB} et D_m^{AXB} étaient d'environ 15% alors que le $s_{w,m}^{BG}$ de l'os déterminé à partir des calculs Monte-Carlo (PENELOPE) était de 1.117.

Dans un milieu différent de l'eau, la D_w calculée selon l'approche des $s_{w,m}^{BG}$ donne une dose absorbée dans un petit volume d'eau. Si cette quantité doit être reproduite par les mesures, la perturbation produite par le détecteur dans les conditions de référence ($[p_\Phi^{fref}]_{w,det}^w$) doit être égale à la perturbation dans le milieu ($[p_\Phi^{fclin}]_{w,det}^m$). Dans cette étude, on a démontré que les différences entre D_w^{Film} et D_w^{GATE} dans l'os sont liées à la différence entre $[p_\Phi^{fref}]_{w,det}^w$ et $[p_\Phi^{fclin}]_{w,det}^m$. Initialement, le choix du film a été effectué car d'une part il est un détecteur de référence dans le cas des petits champs et d'autre part, vu son épaisseur (280 μm), on a considéré qu'il ne devrait pas perturber le milieu. La chambre d'ionisation a été incluse comme c'est le détecteur de référence dans le cas des champs standards. Néanmoins, les différences dans l'os montrent que les mesures par films ou par la chambre d'ionisation ne peuvent pas être comparées directement à la dose dans l'eau déterminée selon l'approche des $s_{w,m}^{BG}$. Bueno et al. [Bueno et al. 2014] ont comparé les

mesures de plusieurs détecteurs incluant des films EBT2 aux calculs Monte-Carlo (PENELOPE) de dose ramenée à l'eau ($D_w^{PENELOPE}$) et ont trouvé que tous les détecteurs sous-estiment la $D_w^{PENELOPE}$. L'accord le plus proche dans leur étude était de 2% avec les mesures par dosimètre thermoluminescent (TLD-2000F) alors que les mesures par film étaient de 4-5% inférieures à la $D_w^{PENELOPE}$. Ces différences sont en accord avec les écarts trouvés dans notre étude dans l'os entre D_w^{GATE} et les mesures.

Notre étude montre que les mesures dans l'os étaient en meilleur accord avec D_w^{AAA} qu'avec D_w^{GATE} et D_w^{AXB} . Comme mentionné par plusieurs études [Chetty et al. 2007; Dogan, Siebers, and Keall 2006; Liu et al. 2002; Siebers, Paul J Keall, et al. 2000], la dose dans l'eau déterminée selon l'approche $s_{w,m}^{BG}$ a été initialement développée pour établir le lien entre les algorithmes conventionnels qui reportent une dose ramenée à l'eau avec les calculs Monte-Carlo qui donnent une dose absorbée dans le milieu. Néanmoins, les études de Ma et Li [Ma and Li 2011], Andreo [Andreo 2015] et Reynaert et al. [Reynaert et al. 2018] ainsi que les résultats de notre étude montrent que la dose dans l'eau telle que calculée par les algorithmes conventionnels (mise à l'échelle de la densité électronique) n'est pas équivalente à la D_w déterminée à partir de la conversion avec les $s_{w,m}^{BG}$. En appliquant le facteur de correction de fluence au $s_{w,m}^{BG}$ tel que décrit par Andreo [Andreo 2015] ou en multipliant la D_m par le rapport des coefficients d'absorption massique selon l'approche de Reynaert et al. [Reynaert et al. 2018] dans l'os, on trouve des résultats qui sont en accord avec les calculs D_w^{AAA} .

En 2002, un débat « point-counterpoint » a été évoqué entre Helen Liu et Paul Keall [Liu et al. 2002] sur le choix du mode D_m ou D_w pour la planification.

Les avantages de la D_w sont :

- Historiquement, les expériences cliniques ont été basées sur la D_w et ainsi cette quantité permet de garder une conformité directe avec les expériences cliniques précédentes et la dose absorbée calculée par les algorithmes conventionnels. En plus les doses absorbées rapportées dans les expériences cliniques et les critères de tolérances des tissus cancéreux et sains sont basées sur la D_w . Cependant, comme illustré précédemment la D_w déterminée à partir de la conversion selon les $s_{w,m}^{BG}$ n'est pas équivalente à celle calculée par les algorithmes conventionnels. Ainsi, ces avantages sont biaisés par la conversion, qui en effet complexifie la problématique de planification en D_w ou D_m . D'autre part, comme évoqué par le rapport ICRU 91 [ICRU Report 91 2014] et par Reynaert et al. [Reynaert et al. 2018], les algorithmes basés sur le Collapsed Cone Convolution [Ahnesjö 1989] donnent la dose absorbée dans le milieu si les coefficients d'atténuation des différents milieux sont explicitement utilisés. Par conséquent, une partie des données cliniques est basée sur la D_m sans le savoir.

Evaluation des algorithmes de calcul de dose absorbée dans les milieux hétérogènes

- La dosimétrie de référence des accélérateurs et des chambres d'ionisation est basée sur la D_w qui est la quantité utilisée pour normaliser la sortie d'un TPS. Néanmoins, cette quantité permet de valider de manière expérimentale un algorithme dans l'eau et dans les milieux où la fluence n'est pas perturbée. Le facteur de perturbation du détecteur dans les conditions de référence peut différer de celui dans le milieu de mesure. Avec les détecteurs actuellement disponibles, reproduire la D_w selon l'approche des $s_{w,m}^{BG}$ n'est pas possible dans tous les milieux sans appliquer un facteur de correction de fluence.
- Les cellules tumorales dans un milieu sont plus proches de l'eau que du milieu comme par exemple les cellules tumorales dans l'os. Cela a été démontré dans l'étude de Walters et al. [Walters et al. 2010] où la D_w déterminée à partir de la conversion avec les $s_{w,m}^{BG}$ était plus proche de la dose reçue par les cellules radiosensibles dans l'os. Cependant, cette quantité n'a jamais été calculée par les algorithmes conventionnels et vu la taille des voxels utilisée actuellement en planification ($1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$ - $5 \times 5 \times 5 \text{ mm}^3$), le calcul à l'échelle cellulaire en routine clinique n'est pas possible.

Les avantages de la D_m :

- D_m est la quantité de base calculée par les algorithmes Monte-Carlo et elle est plus pertinente au niveau clinique que la D_w qui est une approximation de la vraie dose absorbée. Cela est vrai, mais comme démontré dans notre étude même la D_m ne représente pas la « vraie » dose absorbée par le patient du fait qu'on utilise la courbe d'étalonnage pour déterminer le milieu à partir la densité (déterminée à partir des UHs).
- La conversion de la D_m à la D_w est complexe et peut introduire une incertitude supplémentaire sur le calcul de dose absorbée. De plus, les différences entre la D_m et la D_w dans les matériaux équivalents tissu sont petites et ont un impact minimal au niveau clinique. C'est vrai pour la plupart des tissus sauf dans l'os et à une moindre mesure dans les tissus adipeux [Andreo 2015]. De ce fait la planification en D_m dans des cas patient incluant des milieux de haute densité n'est pas possible sans modification des protocoles et des contraintes.

Par conséquent, les arguments en faveur de chaque report de dose absorbée rendent le choix de planification de plus en plus compliqué. L'important dans ce cas est d'être cohérent avec les protocoles utilisés pour planifier un traitement. Actuellement, les protocoles ont été basés surtout sur des résultats de D_w des algorithmes conventionnels. Le changement de report de dose absorbée doit être alors accompagné d'un changement au niveau prescription et des tolérances des organes à risque. Le rapport ICRU 91 [ICRU Report 91 2014] stipule que les algorithmes de type b avancés (Monte-Carlo et déterministe tel que AXB) sont précis pour le calcul de dose absorbée dans le cas des traitements incluant des petits champs et des hétérogénéités et recommande l'utilisation de ces algorithmes pour les traitements de stéréotaxie. Cependant, le rapport ne répond

à la question si D_m ou la D_w doit être utilisé et précise que le choix dépend des préférences de l'utilisateur.

La validation expérimentale d'un algorithme de calcul de dose absorbée est essentielle avant son utilisation en routine clinique. Etant donné que les protocoles (IAEA TRS 277, 381, 398, 483) sont actuellement établis pour déterminer la D_w dans les conditions de référence, le seul moyen de valider les algorithmes de manière expérimentale dans des milieux hétérogènes est en reportant la D_w . Néanmoins, notre étude montre que la comparaison de la D_w des algorithmes Monte-Carlo et AXB aux mesures directes pourrait conduire à des conclusions erronées surtout dans le cas des milieux de hautes densités.

Si on souhaite passer d'une planification avec l'algorithme AAA à un algorithme type Monte-Carlo en termes de D_w , le changement de critère de dose absorbée pour la plupart des tissus est minimal ($\sim -2\%$ pour l'os) si on applique le facteur de correction de fluence [Andreo 2015].

Finalement, la problématique de la conversion peut être analysée de deux manières. D'une part, si on veut reproduire la dose absorbée dans un petit volume d'eau dans le milieu considéré comme une cavité « idéale » de Bragg-Gray, les mesures doivent être corrigées de la différence entre la fluence avec et sans le détecteur dans les conditions de référence et celle au point de mesure. D'autre part, si on veut reproduire la D_w pour garder les prescriptions avec les protocoles établis actuellement, un facteur de correction de fluence tel que décrit par Andreo (2015) doit être appliqué à la conversion suivant les $s_{w,m}^{BG}$ ou la conversion (dans l'os) doit être établie suivant l'approche basée sur le rapport des coefficients d'absorption massiques.

V.5 Conclusion

Dans ce dernier chapitre, les algorithmes de calculs de dose absorbée implémentés dans le TPS Eclipse, AXB et AAA, ont été évalués dans des milieux hétérogènes de basse et haute densité en combinant des simulations Monte-Carlo et des mesures expérimentales. D'une part l'impact de la composition du milieu sur le calcul de la dose absorbée a été étudié et d'autre part les différentes approches établies pour la conversion de la D_m à la D_w ont été évaluées. L'évaluation a été réalisée pour des champs allant de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ à $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

Les résultats montrent que AXB est en excellent accord ($<1\%$) avec les calculs Monte-Carlo en termes de D_m quand les calculs sont effectués avec les mêmes compositions du milieu pour les champs supérieurs à $1 \times 1 \text{ cm}^2$. Néanmoins, des différences supérieures à 2% ont été trouvées dans le cas où les calculs ont été effectués avec des compositions différentes. Ces différences présentent une des limitations des algorithmes basés sur la segmentation des tissus à partir des densités déterminées par une image CT.

AXB s'est avéré supérieur au AAA en présence du poumon par comparaison avec les mesures par film. En effet, des différences jusqu'à environ 9% ont été trouvées entre les mesures et le AAA pour la taille de champ $1 \times 1 \text{ cm}^2$ alors que AXB est conforme aux mesures expérimentales en moyenne à moins de 1.8% . Pour la taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$, les deux algorithmes ne parviennent pas à fournir un calcul de dose absorbée en accord avec Monte-Carlo et les mesures par films pour toutes les configurations étudiées.

Bien que les calculs D_w^{AXB} et D_w^{GATE} étaient en accord avec les mesures avec une hétérogénéité type poumon, des différences significatives ($>5\%$) avec les mesures et les calculs D_w^{AAA} ont été trouvées dans l'os. Dans ce cas, des différences entre D_w^{AXB} et D_w^{GATE} ont été également observées, mettant en évidence que les D_w des trois algorithmes (AAA, AXB et GATE) ne sont pas équivalentes. Plusieurs conclusions ont été ainsi tirées dans cette partie :

- La D_m calculée par Monte-Carlo ou AXB dans l'os est plus proche de la D_w des algorithmes conventionnels (tel que le AAA) que de la D_w^{AXB} et D_w^{GATE} ($>10\%$). Ainsi, la conversion établie suivant l'approche des $s_{w,m}^{BG}$ ne parvient pas à établir le lien entre les calculs Monte-Carlo et les calculs des algorithmes conventionnels.
- Les approches basées sur la correction de fluence ou sur le rapport des coefficients d'absorption massiques permettent d'établir un meilleur lien entre les algorithmes conventionnels. Par conséquent, l'écart entre la D_w

déterminée selon ces deux approches avec la D_m est moindre et permet de faciliter le choix du mode de report de dose absorbée pendant la planification.

- Les différences entre les mesures par films ou par chambre d'ionisation dans l'os ont été expliquées par la variation de la fluence entre les conditions de référence et les conditions de mesures de l'ordre de 5%. De ce fait, les comparaisons des mesures aux calculs D_w^{MC} ne peuvent pas être comparées directement sans correction et pourraient conduire à des fausses conclusions.
- Les arguments en faveur de chaque report de dose absorbée sont biaisés par le fait que la D_w calculée par les algorithmes conventionnels n'est pas équivalente à la D_w déterminée par conversion avec les $s_{w,m}^{BG}$ alors que cette conversion avait été introduite dans ce but. L'important dans ce débat est que le mode de dose absorbée choisi soit cohérent avec le protocole utilisé en routine clinique et de savoir sur quelle base il a été établi. Néanmoins, en considérant les avancements des algorithmes de calcul de dose absorbée (notamment les algorithmes qui reportent la D_m) et vu la complexité et les incertitudes employées par la conversion en D_w , le choix de report de dose absorbée dans le milieu devrait être privilégié.

En se basant sur les résultats de notre étude, on constate que l'évaluation des algorithmes dans des conditions de petits champs est complexe. Bien que les algorithmes peuvent donner des bons résultats dans le cas des champs standard et intermédiaires, leur performance est encore limitée dans le cas des très petites tailles de champ ($\leq 1 \times 1$ cm²). Des études supplémentaires doivent être effectuées pour évaluer l'efficacité de ces algorithmes dans des cas plus complexes incluant des milieux de compositions différentes avec des densités plus faibles ou plus hautes que ceux inclus dans cette étude. En outre, comme présenté par [Andreo 2015], une meilleure connaissance sur les valeurs des potentiels d'ionisation des tissus humains est nécessaire et la prise en compte de leur variation devrait être incluse dans le développement des futurs algorithmes de calcul de dose absorbée.

Annexe du Chapitre V

Tableau V-15 : Rapport moyen entre la D_w et la D_m calculée par GATE et AXB dans le poumon et dans l'os avec les compositions AXB ou Gammex en fonction de la taille de champ.

Taille de champ [cm ²]	D_w^{AXB} / D_m^{AXB}				D_w^{GATE} / D_m^{GATE}			
	Poumon-AXB	Poumon-Gammex	Os-AXB	Os-Gammex	Poumon-AXB	Poumon-Gammex	Os-AXB	Os-Gammex
10×10	1.002		1.149		0.998	1.025	1.101	1.127
3×3	1.001		1.153		0.999	1.022	1.100	1.126
2.5×2.5	1.001		1.153		0.999	1.022	1.100	1.126
2×2	1.001		1.153		0.999	1.022	1.100	1.126
1.5×1.5	1.001		1.153		0.999	1.022	1.099	1.126
1×1	1.001		1.154		0.998	1.021	1.099	1.126
0.5×0.5	1.001		1.154		0.999	1.023	1.099	1.126

Conclusion générale et perspectives

La dosimétrie des petits faisceaux représente un défi majeur principalement lié au manque d'équilibre électronique latéral et à la perturbation introduite par la présence des détecteurs. D'une part, les facteurs d'ouverture du collimateur ($\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$) nécessaires pour le paramétrage du système de planification de traitement (TPS) ne peuvent pas être déterminés directement par les rapports des mesures ($OR_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$) qui sont très différents selon le type de détecteurs utilisé. D'autre part, les algorithmes de calcul de dose absorbée dans les conditions de petits champs dans les milieux homogènes et hétérogènes doivent être évalués. Le but de la thèse était d'étudier la métrologie des petits faisceaux de photons de haute énergie dans le cas des milieux homogènes et hétérogènes. Les travaux ont été menés en plusieurs étapes combinant des mesures expérimentales, des simulations Monte-Carlo (GATE) et des calculs provenant des algorithmes du TPS Eclipse : Acuros XB et AAA.

Tout d'abord une simulation détaillée du collimateur multi-lames HD120 de l'accélérateur linéaire des particules TrueBeam STx a été effectuée avec la plateforme de simulation Monte-Carlo GATE. La validation du modèle a été faite par une comparaison entre les calculs Monte-Carlo et les mesures expérimentales de rendement en profondeur, des profils de dose absorbée et des rapports d'ouverture du collimateur. Ces derniers ont été réalisés pour des champs MLC allant de 0.5×0.5 à 16×16 cm² et pour les faisceaux de photons de 6WFF, 6FFF et 10FFF. Ensuite, le modèle a été évalué dans le cas des champs à géométries plus complexes. Cette première étape a permis de fournir des calculs fiables qui ont servi comme référence tout au long du développement des tâches impliquées dans cette thèse. Le laboratoire dispose actuellement d'un modèle Monte-Carlo du Truebeam STx complet, et qui pourra être utilisé dans diverses applications tels que dans des cas de traitement complexes de RCMI, de VMAT et de stéréotaxie.

Le développement et la validation du modèle étaient indispensables pour pouvoir déterminer les facteurs correctifs $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ à appliquer aux mesures des détecteurs dans l'eau, dans le cas des petits champs selon le formalisme de l'IAEA TRS-483. Dans cette deuxième partie, les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ ont été déterminés pour deux détecteurs solides (la diode E T60017 et le détecteur microdiamant T60019) et pour deux chambres d'ionisation (PinPoint T31016 et T31022). Les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ ont été obtenus selon trois méthodologies. La première est une méthode numérique basée sur les calculs des $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ par Monte-Carlo dans un voxel d'eau et les calculs des rapports d'ouverture du collimateurs ($OR_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$) dans le volume sensible des détecteurs (après leur modélisation complète

Conclusion générale et perspectives

selon les fiches techniques fournies par le constructeur). La seconde est une méthode expérimentale, qui consiste à combiner les $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ mesurés par les films radiochromiques EBT3 (considérés comme référence) et les $OR_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ mesurés par les détecteurs évalués. La dernière est une approche hybride qui prend en compte les $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ calculés par Monte-Carlo dans un voxel d'eau et les $OR_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ mesurés par les détecteurs. La comparaison des résultats des trois méthodes a permis d'évaluer la cohérence des facteurs correctifs déterminés. En effet, les différences étaient en moyenne inférieures à 1% entre les trois méthodes et les valeurs publiées par l'IAEA TRS-483, sauf pour le champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$. Des comparaisons ont été également effectuées avec les algorithmes AXB et AAA dans l'eau, et ont révélé que AXB était plus précis que le AAA avec un accord inférieur à 1% pour le champ $1 \times 1 \text{ cm}^2$.

Afin de mieux comprendre les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$, une analyse de la distribution spectrale électronique et photonique au sein de ces détecteurs a été réalisée. Pour cela, un code de calcul de fluence différentielle en énergie pour les électrons (+positrons) ainsi que pour les photons a été développé et implémenté dans GATE. Sa vérification a été effectuée en comparant les calculs du CEMA (à partir des spectres) aux calculs de dose absorbée par GATE et en comparant les distributions spectrales à celles du code Monte-Carlo FLURZnrc/EGS. Les effets liés à la composition chimique, à la densité, au potentiel d'ionisation du volume sensible ainsi qu'à l'enrobage ont été ensuite déterminés. Il a été démontré que, pour la taille de champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$, la sur-réponse de la diode E T60017 est principalement liée à l'enrobage du volume sensible. D'autre part, dans le cas des détecteurs solides, il a été montré que le potentiel d'ionisation a un impact plus important que la densité sur la réponse du détecteur. Dans le cas des chambres d'ionisation, la sous-réponse provient de la taille et de la densité du volume sensible.

Il serait intéressant par la suite de déterminer les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ à des profondeurs différentes, en variant la position du détecteur sur la distance latérale de l'axe pour les différentes tailles de champs étudiées. Cela permettrait de comprendre les écarts trouvés entre les différents détecteurs au niveau des mesures des PDDs et des profils de dose absorbée.

Le deuxième axe de cette étude s'est porté sur la métrologie des petits champs dans le cas des milieux hétérogènes type poumon et os. Les algorithmes Monte-Carlo et AXB permettent d'exprimer la dose absorbée dans le milieu (D_m) et par conversion de rapporter la dose absorbée dans l'eau (D_w). Cependant les algorithmes conventionnels tel que le AAA ainsi que les mesures expriment en général directement la D_w .

En premier temps, l'impact de la composition atomique a été quantifié en comparant les calculs D_m^{GATE} à D_m^{AXB} . Cela a montré que AXB fournit une précision comparable à

Monte-Carlo dans l'hétérogénéité type poumon et os, quand les calculs sont effectués dans des milieux de compositions atomiques identiques pour toutes les tailles de champs excepté le champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$. Néanmoins, des différences de l'ordre de 2-3% ont été trouvées quand les compositions atomiques étaient différentes, montrant la limitation liée à l'association d'un milieu à une densité à partir de la courbe de calibration CT (UHs). Bien que AXB représente une supériorité par rapport au AAA, les deux algorithmes ne parviennent pas à fournir un calcul de dose absorbée précis dans le cas du champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$. Des différences supérieures à 5% ont été trouvées pour cette taille de champ même dans le cas des calculs dans l'eau.

En deuxième temps, la comparaison des calculs D_w aux mesures par films EBT3 et avec la chambre d'ionisation T31016, a montré que AXB est plus précis que le AAA dans le cas de la configuration avec une hétérogénéité type poumon. Cependant, dans le cas du milieu type os, des différences significatives (>5%) ont été trouvées entre les calculs AAA, AXB et GATE ainsi qu'avec les mesures par films EBT3 et chambre d'ionisation T31016. D'une part, il a été démontré que la conversion établie par AXB n'est pas équivalente à celle des calculs Monte-Carlo. D'autre part, la D_w convertie par Monte-Carlo ne reproduit pas la D_w des algorithmes conventionnels et complexifie le choix entre la D_m et D_w dans la planification d'un traitement. Pour cela, l'approche de conversion basée sur le facteur de correction de fluence [Andreo 2015] et celle basée sur le rapport des coefficients d'absorption massique [Reynaert et al. 2018] ont été évaluées. Il a été montré que les deux approches permettent de reproduire une D_w plus proche de celle des algorithmes conventionnels et faciliteraient, ainsi, le choix de planification en D_m ou D_w .

Concernant les écarts entre les mesures et les calculs D_w^{GATE} dans l'os, notre étude a montré que ceux-là proviennent des différences entre les fluences électroniques (en présence ou absence du détecteur) dans les conditions de références et celles dans le milieu. Ainsi, les mesures dans l'os ne peuvent pas être comparées aux calculs sans rajouter un facteur de correction de fluence. Par conséquent, cela a montré la difficulté de validation expérimentale de la D_w^{GATE} et D_w^{AXB} . Il a été conclu, que la validité des arguments inclus dans le débat sur le choix du mode de report de dose absorbée (D_m ou D_w) est discutable.

Pour la suite, les algorithmes étudiés doivent être évalués dans des configurations incluant des milieux de plus faible (tel que le poumon en inspiration) ou de plus haute densité (tel que du titane et ou de l'acier). Ils doivent être également évalués dans le cas des faisceaux 6FFF et 10FFF. D'autres algorithmes devraient être inclus dans les comparaisons, notamment le Collapsed Cone Convolution qui est un algorithme utilisé en routine clinique et qui peut rapporter une dose dans le milieu. Il est aussi important d'évaluer ces algorithmes dans le cas de fantômes similaires à l'anatomie humaine pour permettre de se rapprocher des configurations cliniques de traitement de patient.

Références

- Aarup, L. R. et al. 2009. "The Effect of Different Lung Densities on the Accuracy of Various Radiotherapy Dose Calculation Methods: Implications for Tumour Coverage." *Radiotherapy and Oncology* 91(3):405–14. Retrieved (<http://dx.doi.org/10.1016/j.radonc.2009.01.008>).
- Agostinelli, S. et al. 2003. "GEANT4 - A Simulation Toolkit." *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506(3):250–303.
- Agostinelli, S., S. Garelli, M. Piergentili, and F. Foppiano. 2008. "Response to High-Energy Photons of PTW31014 PinPoint Ion Chamber with a Central Aluminum Electrode." *Medical Physics* 35(7):3293–3301.
- Ahnesjö, A. 1989. "Collapsed Cone Convolution of Radiant Energy for Photon Dose Calculation in Heterogeneous Media." *Medical Physics* 16(4):577–92.
- Ahnesjö, A. and M. M. Aspradakis. 1999. "Dose Calculations for External Photon Beams in Radiotherapy Dose Calculations for External Photon Beams in Radiotherapy." *Phys. Med. Biol.* 44:99–155.
- Ahnesjö, A., M. Saxner, and A. Trepp. 1992. "A Pencil Beam Model for Photon Dose Calculation." *Medical Physics* 19(2):263–73.
- Alfonso, R. et al. 2008. "A New Formalism for Reference Dosimetry of Small and Nonstandard Fields." *Medical Physics* 35(11):5179–86.
- Allison, J. et al. 2006. "Geant4 Developments and Applications." *IEEE Transactions on Nuclear Science* 53(1):270–78.
- Allison, J. et al. 2016. "Recent Developments in GEANT4." *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 835:186–225.
- Almaviva, S. et al. 2010. "Chemical Vapor Deposition Diamond Based Multilayered Radiation Detector: Physical Analysis of Detection Properties." *Journal of Applied Physics* 107(1).
- Almond, P. R., P. J. Biggs, and W. F. Hanson. 1999. "AAPM 's TG – 51 Protocol for Clinical Reference Dosimetry of High-Energy Photon and Electron Beams b) a) Dose." *Medical Physics* 26(1999):1–9.
- Andreo, P. et al. 2000. "Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy: An International Code of Practice for Dosimetry Based on Standards of Absorbed Dose to Water Technical Report TRS-398 (Vienna: International Atomic Energy Agency)."
- Andreo, P. 2015. "Dose to 'Water-like' Media or Dose to Tissue in MV Photons Radiotherapy Treatment Planning: Still a Matter of Debate." *Physics in Medicine and Biology* 60:309–37. Retrieved (<http://stacks.iop.org/0031-9155/60/i=1/a=309?key=crossref.98999f2d02ecfe03d47ae71387206da8>).
- Andreo, P. 2018. "Monte Carlo Simulations in Radiotherapy Dosimetry." *Radiation Oncology* 13(1):1–15.
- Andreo, P. 2018. "The Physics of Small Megavoltage Photon Beam Dosimetry."

Références

- Radiotherapy and Oncology* 126(2):205–13. Retrieved (<https://doi.org/10.1016/j.radonc.2017.11.001>).
- Andreo, P. and H. Benmakhlouf. 2017. “Role of the Density, Density Effect and Mean Excitation Energy in Solid-State Detectors for Small Photon Fields.” *Physics in Medicine and Biology* 62(4):1518–32.
- Andreo, P. and A. Brahmes. 1986. “Stopping Power Data for High-Energy Photon Beams.” *Physics in Medicine and Biology* 839.
- Andreo, P., H. Palmans, M. Marteinsdóttir, H. Benmakhlouf, and Å. Carlsson-Tedgren. 2015. “On the Monte Carlo Simulation of Small-Field Micro-Diamond Detectors for Megavoltage Photon Dosimetry.” *Physics in Medicine and Biology* 61(1):L1–10.
- Apostolakis, J. et al. 2010. “Validation and Verification of Geant4 Standard Electromagnetic Physics.” *Journal of Physics: Conference Series* 219(1 PART 3).
- Aspradakis, M. M. et al. 2010. “Small Field MV Photon Dosimetry,” IPEM Report Number 103.”
- Attix, F. H. 1986. “Introduction to Radiological and Radiation Dosimetry.” *New York: Wiley*.
- Azangwe, G. et al. 2014. “Detector to Detector Corrections: A Comprehensive Experimental Study of Detector Specific Correction Factors for Beam Output Measurements for Small Radiotherapy Beams Detector to Detector Corrections: A Comprehensive Experimental Study of Detector Speci.” 5541(2010). Retrieved (<http://dx.doi.org/10.1118/1.4883795>).
- Basaglia, T. et al. 2015. “Experimental Quantification of Geant4 Physics List Recommendations: Methods and Results.” *Journal of Physics: Conference Series* 664(7).
- Bassinet, C. et al. 2013. “Small Fields Output Factors Measurements and Correction Factors Determination for Several Detectors for a CyberKnife® and Linear Accelerators Equipped with MicroMLC and Circular Cones.” *Medical Physics* 40(7):071725.
- Beilla, S. et al. 2017. “Physica Medica Monte Carlo Dose Calculation in Presence of Low-Density Media: Application to Lung SBRT Treated during DIBH.” *Physica Medica*. Retrieved (<http://dx.doi.org/10.1016/j.ejmp.2017.04.009>).
- Benedict, S. H. et al. 2010. “Stereotactic Body Radiation Therapy: The Report of AAPM Task Group 101.” *Medical Physics* 37(May):4078–4101.
- Benhalouche, S., D. Visvikis, A. Le Maitre, O. Pradier, and N. Boussion. 2013. “Evaluation of Clinical IMRT Treatment Planning Using the GATE Monte Carlo Simulation Platform for Absolute and Relative Dose Calculations.” *Medical Physics* 40(2).
- Benmakhlouf, H., J. Sempau, and P. Andreo. 2014. “Output Correction Factors for Nine Small Field Detectors in 6 MV Radiation Therapy Photon Beams: A PENELOPE Monte Carlo Study.” *Medical Physics* 41(4):041711.
- Benmakhlouf, Hamza and Pedro Andreo. 2017. “Spectral Distribution of Particle Fluence in Small Field Detectors and Its Implication on Small Field Dosimetry.” *Medical Physics* 44(2):713–24.
- Berger, MJ. 1963. “Monte Carlo Calculation of the Penetration and Diffusion of Fast Charged Particles.” *Methods in Computational Physics* 1:135–215.
- Bergman, A. M., E. Gete, C. Duzenli, and T. Teke. 2014. “Monte Carlo Modeling of HD120

- Multileaf Collimator on Varian TrueBeam Linear Accelerator for Verification of 6X and 6X FFF VMAT SABR Treatment Plans." *Journal of Applied Clinical Medical Physics* 15(3):148–63.
- Bethe, H. 1930. "Zur Theorie Des Durchgangs Schneller Korpuskularstrahlen Durch Materie." *Annalen Der Physik* 397(3):325–400.
- Betzel, G. T., S. P. Lansley, F. Baluti, L. Reinisch, and J. Meyer. 2010. "Operating Parameters of CVD Diamond Detectors for Radiation Dosimetry." *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 614(1):130–36. Retrieved (<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2009.12.008>).
- Bjärngard, B. E., J. S. Tsai, and R. K. Rice. 1990. "Doses on the Central Axes of Narrow 6-MV x-Ray Beams." *Medical Physics* 17(5):794–99.
- Borges, C., M. Zarza-Moreno, E. Heath, N. Teixeira, and P. Vaz. 2012. "Monte Carlo Modeling and Simulations of the High Definition (HD120) Micro MLC and Validation against Measurements for a 6 MV Beam." *Medical Physics* 39(1):415–23.
- Bouchard, H., J. Seuntjens, S. Duane, Y. Kamio, and H. Palmans. 2015. "Detector Dose Response in Megavoltage Small Photon Beams . I . Theoretical Concepts Detector Dose Response in Megavoltage Small Photon Beams . I . Theoretical Concepts." 6033. Retrieved (<http://dx.doi.org/10.1118/1.4930053>).
- Bourland, J. D. and E. L. Chaney. 1992. "A Finite-Size Pencil Beam Model for Photon Dose Calculations in Three Dimensions." *Medical Physics* 19(6):1401–12. Retrieved (<http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/1461202>).
- Boylan, C. J., A. H. Aitkenhead, C. G. Rowbottom, and R. I. Mackay. 2013. "Simulation of Realistic Linac Motion Improves the Accuracy of a Monte Carlo Based VMAT Plan QA System." *Radiotherapy and Oncology* 109(3):377–83. Retrieved (<http://dx.doi.org/10.1016/j.radonc.2013.08.046>).
- Briesmeister, J. F. 2000. "MCNPTM – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code." (March):790.
- Brualla, L., M. Rodriguez, and A. M. Lallena. 2017. "Monte Carlo Systems Used for Treatment Planning and Dose Verification." *Strahlentherapie Und Onkologie* 193(4):243–59. Retrieved (<http://link.springer.com/10.1007/s00066-016-1075-8>).
- Bucciolini, M. et al. 2005. "Diamond Dosimetry: Outcomes of the CANDIDO and CONRAD INFN Projects." *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 552(1–2):189–96.
- Bueno, M., P. Carrasco, N. Jornet, C. Muñoz-Montplet, and M. A. Duch. 2014. "On the Suitability of Ultrathin Detectors for Absorbed Dose Assessment in the Presence of High-Density Heterogeneities." *Medical Physics* 41(8).
- Bueno, M., M. A. Duch, D. Jurado-Bruggeman, S. Agramunt-Chaler, and C. Muñoz-Montplet. 2017. "Experimental Verification of Acuros XB in the Presence of Lung-Equivalent Heterogeneities." *Radiation Measurements* 106:357–60.
- Bueno Vizcarra, M. 2013. "Absorbed Dose Assessment in the Presence of Tissue Heterogeneities in External Radiotherapy." (December).
- Burlin, T. E. 1966. "A General Theory of Cavity Ionisation." *The British Journal of Radiology* 39(466):727–34.

Références

- Bush, K., I. M. Gagne, S. Zavgorodni, W. Ansbacher, and W. Beckham. 2011. "Dosimetric Validation of Acuros XB with Monte Carlo Methods for Photon Dose Calculations." *Medical Physics* 38:2208–21.
- Butson, M. J., T. Cheung, and P. K. N. Yu. 2005. "Absorption Spectra Variations of EBT Radiochromic Film from Radiation Exposure." *Physics in Medicine and Biology* 50(13).
- Chetty, I. J. et al. 2007. "Report of the AAPM Task Group No. 105: Issues Associated with Clinical Implementation of Monte Carlo-Based Photon and Electron External Beam Treatment Planning." *Medical Physics* 34(105):4818–53.
- Chetty, I. J. et al. 2006. "Reporting and Analyzing Statistical Uncertainties in Monte Carlo-Based Treatment Planning." *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics* 65(4):1249–59.
- Clarkson, J. R. 1941. "A Note on Depth Doses in Fields of Irregular Shape." *British Journal of Radiology* 14(164):265–68.
- Constantin, M. et al. 2011. "Modeling the TrueBeam Linac Using a CAD to Geant4 Geometry Implementation: Dose and IAEA-Compliant Phase Space Calculations." *Med. Phys.* 38(July):4018–24. Retrieved (<http://scitation.aip.org/content/aapm/journal/medphys/38/7/10.1118/1.3598439>).
- De Coste, V. et al. 2017. "Is the PTW 60019 MicroDiamond a Suitable Candidate for Small Field Reference Dosimetry?" *Physics in Medicine and Biology* 62(17):7036–55.
- Cox, L. J. et al. 1997. "Photon Beam Description in PEREGRINE for Monte Carlo Dose Calculations."
- Cranmer-sargison, G., P. H. Charles, J. V. Trapp, and D. I. Thwaites. 2013. "A Methodological Approach to Reporting Corrected Small Field Relative Outputs." *Radiotherapy and Oncology* 109(3):350–55. Retrieved (<http://dx.doi.org/10.1016/j.radonc.2013.10.002>).
- Cranmer-Sargison, Gavin, Steve Weston, Narinder P. Sidhu, and David I. Thwaites. 2011. "Experimental Small Field 6 MV Output Ratio Analysis for Various Diode Detector and Accelerator Combinations." *Radiotherapy and Oncology* 100(3):429–35. Retrieved (<http://dx.doi.org/10.1016/j.radonc.2011.09.002>).
- Cunningham, J. R. 1972. "Scatter-Air Ratios." *Phys. Med. Biol.* 17:42–51.
- Czarnecki, D. and K. Zink. 2014. "Corrigendum : Monte Carlo Calculated Correction Factors for Diodes and Ion Chambers in Small Photon Fields." 2431.
- Das, I. J., G. X. Ding, and A. Ahnesjö. 2008. "Small Fields: Nonequilibrium Radiation Dosimetry." *Medical Physics* 35(1):206. Retrieved (<http://scitation.aip.org/content/aapm/journal/medphys/35/1/10.1118/1.2815356>).
- Das, I. J., M. B. Downes, A. Kassaei, and Z. Tochner. 2000. "Choice of Radiation Detector in Dosimetry of Stereotactic Radiosurgery-Radiotherapy." *Journal of Radiosurgery* 3(4):177–86. Retrieved (<http://link.springer.com/10.1023/A:1009594509115>).
- Demarco, J. J. et al. 1998. "A CT-Based Monte Carlo Simulation Tool for Dosimetry Planning and Analysis." *Medical Physics* 25(1):1–11.
- Dieterich, S. and G. W. Sherouse. 2015. "Experimental Comparison of Seven Commercial

- Dosimetry Diodes for Measurement of Stereotactic Radiosurgery Cone Factors Experimental Comparison of Seven Commercial Dosimetry Diodes for Measurement of Stereotactic Radiosurgery Cone Factors." *Medical Physics* 41:66(2011).
- Dogan, N., J. V Siebers, and P. J. Keall. 2006. "Clinical Comparison of Head and Neck and Prostate IMRT Plans Using Absorbed Dose to Medium and Absorbed Dose to Water." *Physics in Medicine and Biology* 51:4967–80.
- Dutreix, J., A. Dutreix, and M. Tubiana. 1965. "Electronic Equilibrium and Transition Stages." *Physics in Medicine and Biology* 10:177–90.
- Eklund, K. and A. Ahnesjö. 2008. "Fast Modelling of Spectra and Stopping-Power Ratios Using Differentiated Fluence Pencil Kernels." *Physics in Medicine and Biology* 53(16):4231–47.
- Van Esch, A. et al. 2011. "Implementing RapidArc into Clinical Routine: A Comprehensive Program from Machine QA to TPS Validation and Patient QA." *Medical Physics* 38(9):5146–66.
- Failla, G. A., T. Wareing, Y. Archambault, and S. Thompson. 2012. "Acuros® Xb Advanced Dose Calculation for the Eclipse™ Treatment Planning System."
- Failla, G. A., T. Wareing, Y. Archambault, and S. Thompson. 2010. "Acuros ® XB Advanced Dose Calculation for the Eclipse™ Treatment Planning System." 32.
- Fenwick, J. D., S. Kumar, A. J. D. Scott, and A. E. Nahum. 2013. "Using Cavity Theory to Describe the Dependence on Detector Density of Dosimeter Response in Non-Equilibrium Small Fields." *Physics in Medicine and Biology* 58(9):2901–23.
- Fermi, E. 1940. "The Ionization Loss of Energy in Gases and in Condensed Materials." *Physical Review* 57(6):485.
- Fernández-Varea, J. M., P. Carrasco, V. Panettieri, and L. Brualla. 2007. "Monte Carlo Based Water/Medium Stopping-Power Ratios for Various ICRP and ICRU Tissues." *Physics in Medicine and Biology* 52(21):6475–83.
- Fippel, M. 1999. "Fast Monte Carlo Dose Calculation for Photon Beams Based on the VMC Electron Algorithm Fast Monte Carlo Dose Calculation for Photon Beams Based on the VMC Electron Algorithm." *Medical Physics* 26(8).
- Fix, M. K. et al. 2011. "Monte Carlo Implementation, Validation, and Characterization of a 120 Leaf MLC." *Medical Physics* 38(10):5311–20.
- Fogliata, A. et al. 2016. "Evaluation of the Dose Calculation Accuracy for Small Fields Defined by Jaw or MLC for AAA and Acuros XB Algorithms." *Medical Physics* 43(10):5685–94.
- Folger, G. 2018. "Physics Lists EM Constructors in Geant4 10.4 | Geant4.Web.Cern.Ch." Retrieved October 11, 2018 (<https://geant4.web.cern.ch/node/1731>).
- Gagnon, J. C. et al. 2012. "Dosimetric Performance and Array Assessment of Plastic Scintillation Detectors for Stereotactic Radiosurgery Quality Assurance." *Medical Physics* 39(1):429–36.
- Geant4; Cern. 2013. "Physics Reference Manual - Geant4." 1(December).
- Gete, E. et al. 2013. "A Monte Carlo Approach to Validation of FFF VMAT Treatment Plans for the TrueBeam Linac." *Medical Physics* 40(2):1–13.
- Gifford, K. A., J. L. Horton, T. A. Wareing, G. Failla, and F. Mourtada. 2006. "Comparison of a Finite-Element Multigroup Discrete-Ordinates Code with Monte Carlo for

Références

- Radiotherapy Calculations." *Physics in Medicine and Biology* 51:2253–65.
- Giraud, P. 2013. "Radiothérapie Stéréotaxique et Oligométastases." *La Lettre Du Cancérologue* XXII(9):326–34.
- Gray, L. H. 1936. "An Ionization Method for the Absolute Measurement of γ -Ray Energy." *Proceedings of the Royal Society A* 156, pp. 578–596.
- Grevillot, L. et al. 2010. "Optimization of GEANT4 Settings for Proton Pencil Beam Scanning Simulations Using GATE." *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 268(20):3295–3305.
- Grevillot, L. et al. 2011. "Simulation of a 6 MV Elekta Precise Linac Photon Beam Using GATE/GEANT4." *Physics in Medicine and Biology* 56(4):903–18.
- GUM. 2008. "Evaluation of Measurement Data — Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement." *International Organization for Standardization Geneva ISBN* 50(September):134. Retrieved (<http://www.bipm.org/en/publications/guides/gum.html>).
- Han, T. et al. 2013. "Dosimetric Impact of Acuros XB Deterministic Radiation Transport Algorithm for Heterogeneous Dose Calculation in Lung Cancer." *Medical Physics* 40(5):051710. Retrieved (<http://www.pubmedcentral.nih.gov/articlerender.fcgi?artid=3651262&tool=pmc&entrez&rendertype=abstract>).
- Han, T., J. K. Mikell, M. Salehpour, and F. Mourtada. 2011. "Dosimetric Comparison of Acuros XB Deterministic Radiation Transport Method with Monte Carlo and Model-Based Convolution Methods in Heterogeneous Media." *Medical Physics* 38(2011):2651–64.
- Hartmann, G. H. and P. Andreo. 2018. "Fluence Calculation Methods in Monte Carlo Dosimetry Simulations." *Zeitschrift Für Medizinische Physik* (2017). Retrieved (<https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0939388918300655>).
- Hartmann Siantar, C. L. et al. 2001. "Description and Dosimetric Verification of the PEREGRINE Monte Carlo Dose Calculation System for Photon Beams Incident on a Water Phantom." *Medical Physics* 28(7):1322–37.
- Hasenbalg, F., H. Neuenschwander, R. Mini, and E. J. Born. 2007. "Collapsed Cone Convolution and Analytical Anisotropic Algorithm Dose Calculations Compared to VMC++ Monte Carlo Simulations in Clinical Cases." *Physics in Medicine and Biology* 52(13):3679–91.
- Hoffmann, L., M. K. Jørgensen, L. P. Muren, and J. B. B. Petersen. 2012. "Clinical Validation of the Acuros XB Photon Dose Calculation Algorithm, a Grid-Based Boltzmann Equation Solver." *Acta Oncologica* 51(September 2011):376–85.
- Hubbell, J. H. 1982. "Photon Mass Attenuation and Energy-Absorption Coefficients." *The International Journal Of Applied Radiation And Isotopes* 33(11):1269–90.
- Hubbell, J. H. and S. M. Seltzer. 1996. "Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients." Retrieved (<http://www.nist.gov/pml/data/xraycoef/> (Accessed 1 February 2018)).
- ICRU Report 37. 1984. *ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS ICRU REPORT 37*.
- ICRU Report 90. 2016. "Key Data for Ionizing-Radiation Dosimetry: Measurement Standards and Applications, ICRU Report 90." 14(90).
- ICRU Report 91. 2014. "Prescribing, Recording, and Reporting of Stereotactic Treatments

- with Small Photon Beams." *Journal of the ICRU* 14(2):1–160.
- Jan, S. et al. 2011. "GATE V6: A Major Enhancement of the GATE Simulation Platform Enabling Modelling of CT and Radiotherapy." *Physics in Medicine and Biology* 56(4):881–901.
- Jang, S. Y. et al. 2007. "Variations in Energy Spectra and Water-to-Material Stopping-Power Ratios in Three-Dimensional Conformal and Intensity-Modulated Photon Fields." *Medical Physics* 34(4):1388. Retrieved (<http://dx.doi.org/10.1118/1.2710550>).
- Jiang, S. B., A. L. Boyer, and C. M. Charlie Ma. 2001. "Modeling the Extrafocal Radiation and Monitor Chamber Backscatter for Photon Beam Dose Calculation." *Medical Physics* 28(1):55–66.
- Jung, H., O. Kum, Y. Han, B. Park, and K. Cheong. 2014. "Photon Beam Dosimetry with EBT3 Film in Heterogeneous Regions: Application to the Evaluation of Dose-Calculation Algorithms." *Journal of the Korean Physical Society* 65(11):1829–38. Retrieved (<http://link.springer.com/10.3938/jkps.65.1829>).
- Kawrakow, I. 2013. "EGSnrc: The EGSnrc Code System : Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport." *Manual - Guides* 2001–13.
- Kawrakow, I., M. Fippel, and K. Friedrich. 1996. "3D Electron Dose Calculation Using a Voxel Based Monte Carlo Algorithm (VMC)." *Medical Physics* 23(4):445–57. Retrieved (<http://www.ncbi.nlm.nih.gov/htbin-post/Entrez/query?db=m&form=6&dopt=r&uid=9157256>).
- Kellerer, A. M. 1981. "Official Organ of the Radiation Research Society Radiation." *Radiation Research* 86.
- Krauss, H. 2016. "The Quest for the Ideal Detector." Retrieved August 9, 2018 (<http://www.wienkav.at/kav/kfj/91033454/physik/PTW/liquid.htm>).
- Kumar, S. et al. 2015. "Breakdown of Bragg-Gray Behaviour for Low-Density Detectors under Electronic Disequilibrium Conditions in Small Megavoltage Photon Fields." *Physics in Medicine and Biology* 60(20):8187–8212. Retrieved (<http://dx.doi.org/10.1088/0031-9155/60/20/8187>).
- Kumar, S., D. D. Deshpande, and A. E. Nahum. 2016. "Dosimetric Response of Variable-Size Cavities in Photon-Irradiated Media and the Behaviour of the Spencer-Attix Cavity Integral with Increasing Δ ." *Physics in Medicine and Biology* 61(7):2680–2704.
- Lárraga-Gutiérrez, J. M., P. Ballesteros-Zebadúa, M. Rodríguez-Ponce, Ol. A. García-Garduño, and O. O. Galván de la Cruz. 2015. "Properties of a Commercial PTW-60019 Synthetic Diamond Detector for the Dosimetry of Small Radiotherapy Beams." *Physics in Medicine and Biology* 60(2):905–24. Retrieved (<http://dx.doi.org/10.1088/0031-9155/60/2/905>).
- Lechner, W., H. Palmans, L. Sölkner, P. Grochowska, and D. Georg. 2013. "Detector Comparison for Small Field Output Factor Measurements in Flattening Filter Free Photon Beams." *Radiotherapy and Oncology* 109(3):356–60. Retrieved (<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0167814013005318>).
- Lewis, D., A. Micke, X. Yu, and M. F. Chan. 2012. "An Efficient Protocol for Radiochromic Film Dosimetry." *Medical Physics* 39(10):6339.
- Li, J. S., T. Pawlicki, and J. Deng. 2000. "Validation of a Monte Carlo Dose Calculation Tool for Radiotherapy Treatment Planning." *Physics in Medicine ...* 2969. Retrieved

Références

- (<http://iopscience.iop.org/0031-9155/45/10/316>).
- Li, X. A., M. Soubra, J. Szanto, and L. H. Gerig. 1995. "Lateral Electron Equilibrium and Electron Contamination in Measurements of Head-Scatter Factors Using Miniphantoms and Brass Caps." *Medical Physics* 22(7):1167–70.
- Liu, H. H. and P. Keall. 2002. "Dm Rather than Dw Should Be Used in Monte Carlo Treatment Planning." *Medical Physics* 29(5):922–24. Retrieved (<http://doi.wiley.com/10.1118/1.1473137>).
- Liu, H. H., P. Keall, and W. R. Hendee. 2002. "Dm Rather than Dw Should Be Used in Monte Carlo Treatment Planning." *Medical Physics* 29(5):922–24. Retrieved (<http://doi.wiley.com/10.1118/1.1473137>).
- Liu, P. Z. Y., N. Suchowerska, J. Lambert, P. Abolfathi, and D. R. McKenzie. 2011. "Plastic Scintillation Dosimetry: Comparison of Three Solutions for the Cerenkov Challenge." *Physics in Medicine and Biology* 56(18):5805–21.
- Low, D. A., W. B. Harms, S. Mutic, and J. A. Purdy. 1998. "A Technique for the Quantitative Evaluation of Dose Distributions." *Medical Physics* 25(5):656–61.
- Lu, L. 2013. "Dose Calculation Algorithms in External Beam Photon Radiation Therapy." *International Journal of Cancer Therapy and Oncology* 1(2):1–4. Retrieved (<http://www.ijcto.org/index.php/IJCTO/article/view/Lu/ijcto.0102.5html>).
- Ma, C. M. et al. 2002. "A Monte Carlo Dose Calculation Tool for Radiotherapy Treatment Planning." *Physics in Medicine and Biology* 47:1671–89.
- Ma, C. M. and Jinsheng Li. 2011. "Dose Specification for Radiation Therapy: Dose to Water or Dose to Medium?" *Physics in Medicine and Biology* 56(10):3073–89.
- Ma, C. M. M. et al. 1999. "Clinical Implementation of a Monte Carlo Treatment Planning System." *Medical Physics* 26(10):2133–43. Retrieved (<http://scitation.aip.org/content/aapm/journal/medphys/26/10/10.1118/1.598729>).
- Maigne, L., Y. Perrot, D. R. Schaart, D. Donnarieix, and V. Breton. 2011. "Comparison of GATE/GEANT4 with EGSnrc and MCNP for Electron Dose Calculations at Energies between 15 KeV and 20 MeV." *Physics in Medicine and Biology* 56(3):811–27.
- Maqbool, M., V. Tlustý, and Z. Dienstbier. 2017. *Introduction To Medical Physics*.
- Marinelli, M., G. Prestopino, C. Verona, and G. Verona-Rinati. 2016. "Experimental Determination of the PTW 60019 MicroDiamond Dosimeter Active Area and Volume; Experimental Determination of the PTW 60019 MicroDiamond Dosimeter Active Area and Volume." *Medical Physics* 43(9):6206–12. Retrieved (<http://onlinelibrary.wiley.com/store/10.1118/1.4961402/asset/mp1402.pdf?v=1&t=j6gofyz&s=a3a0b93d6b2d9c5d979d9f009552d24ebb3f0b3f>).
- McEwen, M. et al. 2014. "Addendum to the AAPM's TG-51 Protocol for Clinical Reference Dosimetry of High-Energy Photon Beams." *Medical Physics* 41(4):1–20.
- Mobit, P. N. and G. A. Sandison. 1999. "An EGS4 Monte Carlo Examination of the Response of a PTW-Diamond Radiation Detector in Megavoltage Electron Beams." *Medical Physics* 26(5):839–44.
- Mohan, R., C. Chui, and L. Lidofsky. 1986. "Differential Pencil Beam Dose Computation Model for Photons." *Medical Physics* 13(1):64–73.
- Moignier, C., C. Huet, V. Barraux, et al. 2014. "Determination of Small Field Output Factors

- and Correction Factors Using a Monte Carlo Method for a 1000 MU / Min CyberKnife® System Equipped with Fixed Collimators." *Radiation Measurements* 5–10. Retrieved (<http://dx.doi.org/10.1016/j.radmeas.2014.05.009>).
- Moignier, C., C. Huet, and L. Makovicka. 2014. "Determination of the k_Q Clin, Q_{msr} Clin, f_{msr} Correction Factors for Detectors Used with an 800 MU / Min CyberKnife® System Equipped with Fixed Collimators and a Study of Detector Response to Small Photon Beams Using a Monte Carlo Method." 071702.
- Muir, B. R. and D. W. O. Rogers. 2010. "Monte Carlo Calculations of k_Q , the Beam Quality Conversion Factor." *Medical Physics* 37(11):5939–50. Retrieved (<http://doi.wiley.com/10.1118/1.3495537>).
- Nahum, A. E. 1976. "Calculations of Electron Flux Spectra in Water Irradiated with Megavoltage Electron and Photon Beams with Applications to Dosimetry." *Thesis, University of Edinburgh, U.K.*
- Nahum, A. E. 1978. "Water / Air Mass Stopping Power Ratios for Megavoltage Photon and Electron Beams." 24:23–38.
- Navarria, P. et al. 2013. "Volumetric Modulated Arc Therapy with Flattening Filter Free (FFF) Beams for Stereotactic Body Radiation Therapy (SBRT) in Patients with Medically Inoperable Early Stage Non Small Cell Lung Cancer (NSCLC)." *Radiotherapy and Oncology* 107(3):414–18. Retrieved (<http://dx.doi.org/10.1016/j.radonc.2013.04.016>).
- Nelson, W. ..., H. Hirayama, and D. W. Rogers. 1985. "The EGS4 Code System." *System (SLAC-265)*:398.
- Neuenschwander, H. and E. J. Born. 1992. "A Macro Monte Carlo Method for Electron Beam Dose Calculations." *Phys. Med. Biol.* 37(1):107–25.
- Neuenschwandert, H., T. R. Mackiet, and P. J. Reckwerdt. 1995. "MMc-a High-Performance Monte Carlo Code for Electron Beam Treatment Planning." *Phys. Med. Bioi* 40:543–74.
- Nikjoo, H., S. Uehara, D. Emfietzoglou, and F. A. Cucinotta. 2006. "Track-Structure Codes in Radiation Research." *Radiation Measurements* 41(9–10):1052–74.
- O'Brien, D. J., L. Leon-Vintro, and B. McClean. 2015. "Small Field Detector Correction Factors k_Q for Silicon-Diode and Diamond Detectors with Circular 6 MV Fields Derived Using Both Empirical and Numerical Methods." 43(1):411–23.
- Palmans, H., P. Andreo, S. Huq, and J. Seuntjens. 2017. "Dosimetry of Small Static Fields Used in External Beam Radiotherapy: An IAEA-AAPM International Code of Practice for Reference and Relative Dose Determination. Technical Report Series No. 483." *Iaea Trs483* (November). Retrieved (http://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/D483_web.pdf).
- Papaconstadopoulos, P. 2016. "On the Detector Response and the Reconstruction of the Source Intensity Distribution in Small Photon Field." PhD thesis: MCGILL UNIVERSITY.
- Pemler, P., J. Besserer, U. Schneider, and H. Neuenschwander. 2006. "Evaluation of a Commercial Electron Treatment Planning System Based on Monte Carlo Techniques (EMC)." *Zeitschrift Fur Medizinische Physik* 16(4):313–29. Retrieved (<http://dx.doi.org/10.1078/0939-3889-00330>).
- Pham, Q. T. et al. 2015. "Coupling of Geant4-DNA Physics Models into the GATE Monte

Références

- Carlo Platform: Evaluation of Radiation-Induced Damage for Clinical and Preclinical Radiation Therapy Beams." *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 353(June 2015):46–55. Retrieved (<http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2015.04.024>).
- Planskoy, B. 1980. "Evaluation of Diamond Radiation Dosemeters." *Physics in Medicine and Biology* 25(3):519–32.
- Podgorsak, E. B., P. Andreo, M. D. C. Evans, J. .. Hendry, and J. L. Horton. 2005. "Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students." *British Journal of Cancer* 98:1020.
- Ralston, A., P. Liu, K. Warrener, D. McKenzie, and N. Suchowerska. 2012. "Small Field Diode Correction Factors Derived Using an Air Core Fibre Optic Scintillation Dosimeter and EBT2 Film." *Medical Physics* 57(9):2587–2602.
- Ralston, A., M. Tyler, P. Liu, D. McKenzie, and N. Suchowerska. 2014. "Over-Response of Synthetic MicroDiamond Detectors in Small Radiation Fields." *Physics in Medicine and Biology* 59(19):5873–81. Retrieved (<http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/25211368>).
- Reynaert, N., F. Crop, E. Sterpin, I. Kawrakow, and H. Palmans. 2018. "On the Conversion of Dose to Bone to Dose to Water in Radiotherapy Treatment Planning Systems." *Physics and Imaging in Radiation Oncology* 5(August 2017):26–30. Retrieved (<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S2405631617300404>).
- Rodriguez, M., J. Sempau, and L. Brualla. 2013. "PRIMO: A Graphical Environment for the Monte Carlo Simulation of Varian and Elekta Linacs." *Strahlentherapie Und Onkologie* 189(10):881–86.
- da Rosa, L. a R. et al. 2010. "Percentage Depth Dose Evaluation in Heterogeneous Media Using Thermoluminescent Dosimetry." *Journal of Applied Clinical Medical Physics* 11(1):117–27.
- Salvat, F. and M. Fern. 2003. "P ENELOPE – A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport ORGANISATION FOR ECONOMIC CO-OPERATION AND DEVELOPMENT." *Simulation* (November).
- Sánchez-Doblado, F. et al. 2003. "Ionization Chamber Dosimetry of Small Photon Fields: A Monte Carlo Study on Stopping-Power Ratios for Radiosurgery and IMRT Beams." *Physics in Medicine and Biology* 48(14):2081–99.
- Sarrut, D. et al. 2014. "A Review of the Use and Potential of the GATE Monte Carlo Simulation Code for Radiation Therapy and Dosimetry Applications A Review of the Use and Potential of the GATE Monte Carlo Simulation Code for Radiation Therapy and Dosimetry Applications." 809(2009).
- Scholz, C. J. 2004. "Development and Evaluation of Advanced Dose Calculations for Modern Radiation Therapy Techniques." PhD thesis: University of Heidelberg.
- Scott, A. J. D., S. Kumar, A. E. Nahum, and J. D. Fenwick. 2012. "Characterizing the Influence of Detector Density on Dosimeter Response in Non-Equilibrium Small Photon Fields." *Physics in Medicine and Biology* 57(14):4461–76. Retrieved (<http://stacks.iop.org/0031-9155/57/i=14/a=4461?key=crossref.c908532a4cde4ebfd0b5599227e8c058>).
- Seco, J. and F. Verhaegen. 2013. *Monte Carlo Techniques in Radiation Therapy*.
- Sempau, J. et al. 2001. "Monte Carlo Simulation of Electron Beams from an Accelerator

- Head Using PENELOPE." *Physics in Medicine and Biology* 46(4):1163–86.
- Sempau, J., S. J. Wilderman, and A. F. Bielajew. 2000. "DPM, a Fast, Accurate Monte Carlo Code Optimized for Photon and Electron Radiotherapy Treatment Planning Dose Calculations." *Phys. Med. Biol.* 45:2263–91.
- Siantar, C. L. H. et al. 1998. "Fast Monte Carlo for Radiation Therapy : The PEREGRINE Project." *Radiation Protection and Shielding Division Topical Conference*.
- Siebers, J. V., P. J. Keall, J. O. Kim, and R. Mohan. 2000. *Performance Benchmarks of the MCV Monte Carlo System*. edited by T. Bortfeld and W. Schlegel. Heidelberg: Springer-Verla. Retrieved (<http://link.springer.com/10.1007/978-3-642-59758-9>).
- Siebers, J. V., P. J. Keall, A. .. Nahum, and R. Mohan. 2000. "Converting Absorbed Dose to Medium to Absorbed Dose to Water for Monte Carlo Based Photon Beam Dose Calculations." *Phys. Med. Biol.* 45:983–95.
- Sievinen, J., W. Ulmer, and W. Kaissl. 2005. "AAA Photon Dose Calculation Model in Eclipse." *Palo Alto (CA): Varian Medical Systems* Varian doc:1–23. Retrieved (http://www.rtsalon.cn/upload/RTsalon_p_3218_2.pdf).
- Spencer, L. V. and F. H. Attix. 1955. "A Theory of Cavity Ionization." *Radiation Research* 3(3):239. Retrieved (<http://www.jstor.org/stable/3570326?origin=crossref>).
- Stathakis, S. 2012. "Accuracy of the Small Field Dosimetry Using the Acuros XB Dose Calculation Algorithm within and beyond Heterogeneous Media for 6 MV Photon Beams." *International Journal of Medical Physics, Clinical Engineering and Radiation Oncology* 01(November):78–87. Retrieved (<http://www.scirp.org/journal/PaperDownload.aspx?DOI=10.4236/ijmpcero.2012.13011>).
- Storm, L. and H. I. Israel. 1970. "Photon Cross Sections from 1 KeV to 100 MeV for Elements Z=1 to Z=100." *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 7(6):565–681.
- Teke, T. et al. 2015. "Monte Carlo Validation of the TrueBeam 10XFFF Phase-Space Files for Applications in Lung SABR." *Medical Physics* 42(12):6863–74. Retrieved (<http://dx.doi.org/10.1118/1.4935144>).
- Tyler, M. K., P. Z. Y. Liu, C. Lee, D. R. McKenzie, and N. Suchowerska. 2016. "Small Field Detector Correction Factors: Effects of the Flattening Filter for Elekta and Varian Linear Accelerators." *Journal of Applied Clinical Medical Physics* 17(3):223–35.
- Uematsu, M. et al. 1998. "Focal, High Dose, and Fractionated Modified Stereotactic Radiation Therapy for Lung Carcinoma Patients: A Preliminary Experience." *Cancer* 82(6):1062–70. Retrieved (<http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/9506350>).
- Ulmer, W. and D. Harder. 1995. "A Triple Gaussian Pencil Beam Model for Photon Beam Treatment Planning." *Zeitschrift Für Medizinische Physik* 5(1):25–30. Retrieved (<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0939388915707580>).
- Ulmer, W. and D. Harder. 1996. "Applications of a Triple Gaussian Pencil Beam Model for Photon Beam Treatment Planning." *Zeitschrift Für Medizinische Physik* 6(2):68–74. Retrieved (<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0939388915707841>).
- Ulmer, W., J. Pyry, and W. Kaissl. 2005. "A 3D Photon Superposition/Convolution Algorithm and Its Foundation on Results of Monte Carlo Calculations." *Physics in Medicine and Biology* 50:1767–90.
- Underwood, T. S. A., B. C. Rowland, R. Ferrand, and L. Vieillevisne. 2015. "Application of the Exradin W1 Scintillator to Determine Ediode 60017 and MicroDiamond 60019

Références

- Correction Factors for Relative Dosimetry within Small MV and FFF Fields.” *Physics in Medicine and Biology* 60(17):6669–83. Retrieved (<http://dx.doi.org/10.1088/0031-9155/60/17/6669>).
- Underwood, T. S. A., H. C. Winter, M. A. Hill, and J. D. Fenwick. 2013. “Mass-Density Compensation Can Improve the Performance of a Range of Different Detectors under Non-Equilibrium Conditions.” *Physics in Medicine and Biology* 58(23):8295–8310.
- Vassiliev, O. N. et al. 2010. “Validation of a New Grid-Based Boltzmann Equation Solver for Dose Calculation in Radiotherapy with Photon Beams.” *Physics in Medicine and Biology* 55:581–98.
- Vieilleveigne, L. and François Xavier Arnaud. 2018. “Dosimetric Performance of the New PTW 31022 PinPoint 3D Ionization Chamber in High Energy Photon Beams.” *Biomedical Physics & Engineering Express* 4(4):047002.
- Walters, B. R. B., I. Kawrakow, and D. W. O. Rogers. 2002. “History by History Statistical Estimators in the BEAM Code System.” *Medical Physics* 29(12):2745–52.
- Walters, B. R. B., R. Kramer, and I. Kawrakow. 2010. “Dose to Medium versus Dose to Water as an Estimator of Dose to Sensitive Skeletal Tissue.” *Physics in Medicine and Biology* 55:4535–46.
- Wilcox, E. E. and G. M. Daskalov. 2008. “Accuracy of Dose Measurements and Calculations within and beyond Heterogeneous Tissues for 6 MV Photon Fields Smaller than 4 Cm Produced by Cyberknife.” *Medical Physics* 35(6):2259–66.
- Wuerfel, J. U. 2013. “DOSE MEASUREMENTS IN SMALL FIELDS.” *MEDICAL PHYSICS INTERNATIONAL Journal* 1(1):81–90.
- Xiao, Y. et al. 2013. “A Report on Flattening Filter Free Linear Accelerators from the Therapy Emerging Technology Assessment Work Group.” *Journal of Applied Clinical Medical Physics* 16(3):12–29.

Production scientifique

Revue internationale

Beilla S., T. Younes, L. Vieillevigine, M. Bardies, X. Franceries and L. Simon. 2017. "Monte Carlo Dose Calculation in Presence of Low-Density Media : Application to Lung SBRT Treated during DIBH." *Physica Medica*. Retrieved (<http://dx.doi.org/10.1016/j.ejmp.2017.04.009>).

Conférences internationales

T. Younes, L. Simon, M. Chauvin, G. Fares, L. Vieillevigine. "Determination of Small MLC-Fields Corrections Factors for Several Detectors Using Monte-Carlo Simulations and EBT3 Gafchromic Films". AAPM (2017), 59th Annual Meeting & Exhibition, SU-F-108-4. URL: <https://www.aapm.org/meetings/2017AM/PRAbs.asp?mid=127&aid=35962>. oral

T. Younes, S. Beilla, L. Simon, G. Fares, L. Vieillevigine. "Relative dosimetry evaluation for small multi leaf collimator fields on a TrueBeam linear accelerator". ESTRO 36 (2017) Abstract Book, 429, PO-0804. URL: <https://user-swndwmf.cld.bz/ESTRO-36-Abstract-Book1/444>. poster

T. Younes, L. Vieillevigine. "Validation of the dose calculation algorithm Acuros XB and the impact of its usage in clinical stereotactic treatments". ESTRO 35 (2016) Abstract Book, 429, EP-1523. URL: <https://cld.bz/bookdata/GhVjJat/basic-html/page-729.html>. poster

Beilla, S., T. Younes, L. Vieillevigine, M. Bardies, X. Franceries and L. Simon. 2016. "Monte Carlo dose computation in radiotherapy for lung at very low density." 1st European Congress of Medical Physics, Greece, 245–46. doi: 10.1016/j.ejmp.2016.07.519. oral

Conférences nationales

T. Younes, A. Delbaere, M. Chauvin, L. Simon, G. Fares, L. Vieillevigine. "Evaluation of the absorbed dose reporting mode of the AAA and AXB algorithms and the Monte-Carlo code GATE in high and low density media". *PhysicaMedica: European Journal of Medical Physics*, 57èmes journées scientifiques de la SFPM (2018) – Toulouse. oral

T. Younes, L. Vieillevigine. "Evaluation de l'algorithme de calcul de dose absorbée Acuros XB et impact de son utilisation clinique dans les traitements de stéréotaxie". *PhysicaMedica: European Journal of Medical Physics*, 57èmes journées scientifiques de la SFPM (2015) – Lille. URL: [https://www.physicamedica.com/article/S1120-1797\(15\)00938-2/fulltext](https://www.physicamedica.com/article/S1120-1797(15)00938-2/fulltext). oral

J. Labour, T. Younes, M. Chauvin L. Vieillevigine. "Determination of small MLC-fields output correction factors for four commercial detectors used in clinical dosimetry using GATE/Geant4 Monte Carlo simulations" *PhysicaMedica: European Journal of Medical Physics*, 57èmes journées scientifiques de la SFPM (2018) – Toulouse. oral

Résumé

La radiothérapie stéréotaxique nécessite l'utilisation de petits faisceaux de photons issus d'accélérateur linéaire d'électrons avec (WFF) ou sans filtre égalisateur (FFF) définis généralement par un collimateur multi-lames (MLC). La dosimétrie de ces petits faisceaux représente un défi majeur principalement lié au manque d'équilibre électronique latéral et à la perturbation introduite par la présence des détecteurs. Mes travaux de thèse ont consisté à étudier la métrologie de ces faisceaux WFF et FFF dans des milieux homogènes et hétérogènes en combinant des mesures expérimentales, des calculs Monte-Carlo (MC) et des calculs provenant de deux algorithmes utilisés dans le système de planification de traitements : l'Anisotropic Analytical Algorithm (AAA) et Acuros XB (AXB).

Pour mener à bien ces travaux, la première partie a consisté à modéliser le MLC haute définition (HDMLC) de l'accélérateur TrueBeam STx avec la plateforme MC GATE. Des fichiers d'espaces de phases, fournis par le constructeur ont été utilisés auxquels ont été rajoutées les géométries des mâchoires et des lames. Cette modélisation a été validée en comparant les calculs MC aux mesures expérimentales dans le cas de champs définis par le HDMLC à géométrie simple et complexe allant de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ à $16 \times 16 \text{ cm}^2$.

Cette première étape était indispensable pour pouvoir déterminer les facteurs correctifs à appliquer à la mesure de la dose absorbée dans l'eau des petits faisceaux selon le formalisme de l'IAEA TRS-483. Quatre détecteurs ont été étudiés : deux micro-chambres d'ionisation à cavité d'air et deux détecteurs solides (diode et diamant) et les facteurs correctifs ont été obtenus selon trois méthodologies combinant des calculs MC dans un voxel d'eau ou dans le volume sensible des détecteurs (après modélisation complète de ces derniers) ainsi que des mesures expérimentales par films radiochromiques. Un écart moyen inférieur à 1% a été trouvé entre les trois méthodes et les valeurs publiées dans l'IAEA TRS-483, excepté pour le champ de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$. La comparaison avec les algorithmes AAA et AXB a révélé une supériorité de AXB par rapport au AAA avec un accord inférieur à 1% pour le champ $1 \times 1 \text{ cm}^2$. Pour approfondir l'analyse des facteurs correctifs, les spectres de fluence électronique au sein des détecteurs ont été déterminés afin de séparer les contributions liées à la composition atomique (volume sensible, enrobage) et à la taille du volume sensible. L'impact du potentiel d'ionisation a également été évalué. Pour cela, un code de calcul de fluence différentielle en énergie pour les photons et les électrons a été développé et implémenté dans GATE après l'avoir validé par confrontation avec un autre code MC EGS.

L'étape suivante s'est articulée autour de la métrologie des petits faisceaux dans des milieux hétérogènes de type poumon et os. Les calculs MC et AXB permettent d'exprimer la dose absorbée dans le milieu (D_m) et par conversion de la rapporter en dose absorbée dans l'eau (D_w) alors que les algorithmes conventionnels (tel que le AAA) expriment en général directement la D_w . L'impact des compositions atomiques sur le calcul de la dose absorbée, sur la conversion de D_m à D_w ainsi que sur la modification de fluence électronique au sein des hétérogénéités a été analysé. Un bon accord en D_m a été trouvé entre MC et AXB quel que soit le type d'hétérogénéité ainsi qu'en D_w dans l'hétérogénéité de type poumon (excepté pour le champ $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$). Les analyses en D_w dans le milieu de type os ont révélé des différences significatives (>5%) entre les calculs AAA, AXB et GATE et les mesures par films, mettant en évidence que les D_w de ces trois algorithmes de calcul ne sont pas équivalentes, y compris entre AXB et GATE. Ces différences ont été analysées en modélisant les films et en étudiant les fluences électroniques dans les différents milieux. Nos résultats dans le milieu de type os ont révélé que la validation expérimentale de la D_w actuellement implémentée dans GATE et AXB ne peut être réalisée sans correction.

Mots clefs: Petits champs, Métrologie, Monte-Carlo, Hétérogénéité, Dose absorbée dans le milieu, Dose absorbée dans l'eau, Anisotropic Analytical Algorithm, Acuros XB, Conversion

Abstract

Stereotactic radiotherapy is based on the use of small photon beams delivered from a linear accelerator with flattening filter (WFF) or flattening filter free (FFF) usually defined by a multi-leaf collimator (MLC). Yet, small field dosimetry is challenging due to the lack of lateral electronic equilibrium and the fluence perturbation introduced by the presence of the detector. The aim of this Ph.D. thesis is to combine experimental measurements, Monte Carlo (MC) calculations and also the calculation of the treatment planning system algorithms: Anisotropic Analytical Algorithm (AAA) and Acuros XB (AXB), in order to study the metrology of small fields including WFF and FFF beams in homogeneous and heterogeneous media.

For this purpose, the first part consisted on modeling the high definition MLC (HDMLC) of the TrueBeam STx with the MC platform GATE. Phase space files provided by the manufacturer were used in addition to the jaws and MLC geometries for the simulations. In order to validate the model, MC calculations were compared to experimental measurements for MLC fields with standard and complex geometries ranging from $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ to $16 \times 16 \text{ cm}^2$.

This part was essential to be able to determine detector specific correction factors that should be applied to measurement of absorbed dose in water as described in the formalism of the IAEA TRS-483. Four detectors were included in this part: two air-filled micro-ionization chambers and two solid state detectors (diode and diamond). The correction factors were determined using three approaches combining MC calculations in a water voxel or in the detectors' sensitive volume (after they were fully modeled) as well as radiochromic film experimental measurements. An agreement better than 1% was found between the three methods and the IAEA TRS-483 values except for the $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ field. AXB was found to be more accurate than the AAA with a difference less than 1% for the $1 \times 1 \text{ cm}^2$ field. Aiming to understand the effects related to atomic composition (sensitive volume and extracameral components), the size of sensitive volume and the ionization potential on the detectors response, the electron fluence spectral distributions in the detectors were determined. Therefore, a photon and electron fluence calculation code was developed and implemented in GATE. Its verification was carried out by comparing the fluence spectra to those of EGS MC code.

Further, the metrology of small fields in heterogeneous media including bone and lung was studied. MC and AXB allow to report the absorbed dose to medium (D_m) and after a conversion to determine the absorbed dose to water (D_w) while conventional algorithms (such as AAA) usually report D_w directly. The impact of the atomic composition on the absorbed dose calculation, the conversion from D_m to D_w and the electron fluence variation in the heterogeneous media was analyzed. AXB D_m calculations showed good agreement with those of MC in all the heterogeneity types as well as the D_w report in the lung heterogeneity (except for the $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ field). However, in the bone case significant differences ($>5\%$) were found between AAA, AXB and GATE and also film measurements, leading to the conclusion that the D_w of the three algorithms are not equivalent, including between AXB and GATE. These differences were analyzed by modeling the film and with the electronic fluence variation in different medium. Moreover, the results in the bone case showed that the experimental validation of the D_w as in GATE or AXB cannot be performed without a correction.

Key words: Small fields, Metrology, Monte-Carlo, Heterogeneity, Absorbed dose to medium, Absorbed dose to water, Anisotropic Analytical Algorithm, Acuros XB, Conversion