



HAL
open science

Etude dosimétrique et modélisation des composantes de la dose à distance pour les faisceaux d'électrons en radiothérapie externe

Mohamad Mohamad Alabdoaburas

► **To cite this version:**

Mohamad Mohamad Alabdoaburas. Etude dosimétrique et modélisation des composantes de la dose à distance pour les faisceaux d'électrons en radiothérapie externe. Physique Médicale [physics.med-ph]. Université Paris Saclay (COMUE), 2017. Français. NNT : 2017SACLS084 . tel-01632562

HAL Id: tel-01632562

<https://theses.hal.science/tel-01632562>

Submitted on 10 Nov 2017

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.

NNT : 2017SACLS084

THESE DE DOCTORAT
DE
L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY
PREPAREE A
"UNIVERSITE PARIS SUD"

ECOLE DOCTORALE N° 575
Electrical, Optical, Bio-physics and Engineering
Spécialité de doctorat : Imagerie et Physique médicale

Par

M. Mohamad MOHAMAD ALABDOABURAS

Titre de thèse :

Etude dosimétrique et modélisation des composantes de la dose à distance pour les faisceaux d'électrons en radiothérapie externe

Thèse présentée et soutenue à « Gustave Roussy », le 30 Mars 2017

Composition du Jury :

Monsieur Maingon Philippe	Chef de département de radiothérapie Groupe Hospitalier Universitaire La Pitié-Salpêtrière- Charles Foix	Président-Rapporteur (Professeur)
Monsieur François Pascal	Chef de l'unité de physique médicale, Centre Hospitalier Universitaire Jean Bernard	Rapporteur (HDR)
Monsieur De Vathaire Florent	Directeur de recherche, INSERM UMR 1018 Chef de l'équipe de Cancer & Radiation	Examineur (HDR)
Monsieur Diallo Ibrahima	Ingénieur de recherche, INSERM UMR 1018	Directeur de thèse
Monsieur Lefkopoulos Dimitri	Chef de service de physique, Gustave Roussy	Co-directeur de thèse (HDR)

Remerciements

Je tiens à remercier :

Monsieur Ibrahima Diallo, le directeur de thèse, pour ses conseils scientifiques précieux, sa disponibilité, pour la confiance qu'il m'a accordé, et pour le temps qu'il m'a consacré à la relecture de ce manuscrit.

Monsieur Dimitri Lefkopoulos, le co-directeur de thèse pour ses conseils scientifiques précieux, sa disponibilité, la confiance qu'il m'a accordé, et pour le temps qu'il m'a consacré à la relecture de ce manuscrit.

Monsieur Florent De Vathaire, chef de l'équipe de Cancer & radiations pour m'avoir accueilli au sein de son équipe, la confiance qu'il m'a accordé et pour m'avoir fait l'honneur d'être membre de jury en tant qu'examinateur.

Monsieur le professeur Philippe Maingon pour avoir accepté d'examiner et d'évaluer mon travail en tant que rapporteur, et en même temps, pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de cette thèse.

Monsieur Pascal François qui a accepté d'examiner et d'évaluer ce travail. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude pour l'honneur qu'il m'a fait d'être le rapporteur de ce travail. Je le remercie sincèrement pour ses corrections et commentaires précieux qui m'ont aidé à améliorer le manuscrit de thèse.

Monsieur Attila Veres, le directeur du laboratoire Equal-Estro, pour ses conseils scientifiques dans le domaine de la métrologie de la dose en radiothérapie.

Merci à :

Tous les membres de l'équipe des cancers & radiations.

Tous les membres du service de physique de Gustave Roussy en particulier les chargés de contrôle qualité (Monsieur Vidoun Coumar, Monsieur Jordan Bertrand et Monsieur Hugo Arcal).

Tous les membres du laboratoire Equal-Estro.

Toutes les personnes que je connais ou que je ne connais pas, qui ont contribué à distance à l'accomplissement de ce travail.

Une pensée particulière pour Monsieur Jean Pierre Mège pour sa contribution importante à ce travail.

Table des matières

1	Chapitre 1- Introduction.....	1
1.1	Problématique et contexte.....	1
1.1.1	La radiothérapie et ses effets secondaires à long terme.....	1
1.1.2	Dose à distance en radiothérapie externe.....	2
1.2	Etat de l'art	4
1.2.1	Bases physiques fondamentales des interactions des électrons avec la matière.....	4
1.2.1.1	Collision inélastique radiative :	5
1.2.1.2	Collision dure élastique :	6
1.2.1.3	Collision douce élastique :	7
1.2.1.4	Diffusions des électrons :	7
1.2.1.4.1	Longueur de radiation	8
1.2.1.4.2	Le pouvoir de diffusion.....	8
1.2.2	Faisceaux d'électrons en radiothérapie externe	9
1.2.2.1	Histoire et utilisation clinique.....	10
1.2.2.2	Caractéristiques physiques et dosimétriques	12
1.2.2.3	Système de collimation	14
1.2.2.4	Composantes du faisceau d'électrons.....	17
1.2.3	Dose à distance issue des faisceaux d'électrons	23
1.2.3.1	Origines de la dose à distance	23
1.2.3.2	Evaluation expérimentale de la dose à distance.....	24
1.2.3.3	Dosimètres susceptibles d'être utilisés pour la mesure de la dose à distance	27
1.2.4	Les incertitudes et les erreurs	35
1.2.5	Algorithmes de calcul de dose pour les faisceaux d'électrons.....	36
1.3	Objectifs de la thèse	43
2	Chapitre 2 - Evaluation expérimentale de la dose à distance à l'extérieur de l'applicateur d'électrons.....	45
2.1	Introduction	45
2.2	Matériels et méthodes.....	46
2.2.1	Les accélérateurs linéaires et les applicateurs d'électrons associés.....	46
2.2.2	Les dosimètres.....	47
2.2.2.1	Les mesures avec les détecteurs de Thermoluminecents (DTLs-700)	47
2.2.2.2	Les films Gafchromiques (EBT3)	50

2.2.2.3	La chambre d'ionisation	50
2.2.3	La cuve à eau	50
2.2.4	Estimation des rayonnements de fuite à travers les parois des applicateurs d'électrons 50	
2.2.5	Evaluation des doses à distance au niveau d'un plan frontal dans le patient en tête- pieds par mesures TLD.....	51
2.2.6	Effet de la profondeur dans l'eau.....	52
2.2.7	Effet de la distance source – peau (DSP) sur la dose à distance	53
2.2.8	Comparaison des mesures de TLDs avec les mesures de la chambre d'ionisation et des films EBT3.....	53
2.3	Résultats	54
2.3.1	Estimation des rayonnements de fuite à travers les applicateurs d'électrons.....	54
2.3.2	Evaluation des doses à distance au niveau d'un plan frontal dans le patient en tête- pieds par mesures TLD.....	56
2.3.2.1	La dose à distance en fonction de l'énergie et de la taille de l'applicateur pour les Applicateurs de Varian :.....	56
2.3.2.2	La dose à distance en fonction de l'énergie et de la taille de l'applicateur pour les Applicateurs de DEVA de Primus-Siemens :	58
2.3.2.3	La dose à distance en fonction de l'énergie et de la taille de l'applicateur pour les Applicateurs EA3 d'ONCOR-SIEMENS :	60
2.3.2.4	L'influence de type de l'applicateur sur la dose à distance.....	61
2.3.2.5	Effet de la profondeur de mesure dans l'eau sur la dose à distance	63
2.3.2.6	Effet de la distance source – peau (DSP) sur la dose à distance.....	64
2.3.3	Comparaison des mesures de TLDs avec les mesures de la chambre d'ionisation et des films EBT3.....	65
2.3.4	Comparaison des doses à distance des faisceaux d'électrons avec les doses à distance des faisceaux de photons.....	68
2.3.5	Estimation de l'incertitude :	70
2.4	Discussion	71
2.5	Conclusion.....	74
3	Chapitre 3 – 3D-Modélisation de la fluence énergétique des rayonnements de freinage (Bremsstrahlung) issue de la tête de l'accélérateur pour des faisceaux d'électrons cliniques	76
3.1	Introduction	76
3.2	Matériels et méthodes.....	77
3.2.1	Mesure de la composante des rayonnements de freinage de dans les faisceaux d'électrons	77
3.2.2	Modélisation de la composante des rayonnements de freinage secondaires : Modèle de multi sources épaisses.....	79
3.2.2.1	La dose des rayonnements de freinage secondaires issue des diaphragmes.....	80

3.2.2.1.1	La distribution angulaire de la fluence énergétique des rayonnement de freinage émis d'une couche mince.....	81
3.2.2.1.2	<i>Le facteur de collimation de l'ensemble des diaphragmes (FC)</i>	88
3.2.2.2	La dose des rayonnements de freinage issus des mâchoires	91
3.2.2.3	La dose des rayonnements de freinage issus des plaques diffuseurs.....	91
3.2.2.4	Calcul du rendement en profondeur des rayonnements de freinage :	92
3.3	Résultats	92
3.3.1	Séparation expérimentale des composantes des rayonnements de freinage des mâchoires et de l'applicateur :	92
3.3.2	Validation expérimentale du facteur de collimation	93
3.3.3	Simulation des profils des rayonnements de freinage hors l'axe du faisceau :	95
3.3.4	Le rendement en profondeur des rayonnements de freinage.....	103
3.3.5	Distribution des doses en 2D et 3D à partir des profils de dose simulés.....	104
3.3.5.1	Distribution de dose 2D dans un plan frontal perpendiculaire à l'axe du faisceau d'électrons.	104
3.3.5.2	Distribution de dose 2D dans un plan sagittal contenant l'axe du faisceau d'électrons.	106
	Figure 3-16 : les isodoses des rayonnement de freinage (% of Dmax) en fonction de la profondeur dans l'eau dans le plan Y,Z contenant l'axe du faisceau pour un applicateur de 10 cm x 10 cm sur un linac Varian 2300C/D pour (a) 18 MeV et (b) 9 MeV	108
3.3.5.3	Distribution de dose 3D dans une cuve à eau	108
3.4	Discussion	110
3.5	Conclusion.....	115
4	Chapitre 4 - La distribution de dose 3D due aux électrons diffusés et la distribution de dose totale à distance d'un faisceau d'électrons.	117
4.1	Introduction	117
4.2	Matériels et méthodes.....	118
4.2.1	Séparation expérimentale de deux composantes de la dose à distance (électrons diffusés/rayonnement de freinage).....	118
4.2.2	La distribution de dose 3D due aux électrons diffusés : modélisation basée sur le principe de multi-diffusion.....	119
4.2.2.1	La distribution angulaire de la fluence énergétique des électrons diffusés.....	120
4.2.2.2	La distribution latérale des électrons diffusés :	121
4.2.2.3	La distribution de la dose en profondeur des électrons diffusés :	121
4.2.3	La distribution de dose 3D due aux électrons diffusés : modélisation analytique.....	122
4.2.3.1	La dose à distance due aux électrons diffusés dans un point de calcul (x,y) pour une profondeur donnée dans l'eau.....	123
4.2.3.2	La dépendance de la dose due aux électrons diffusés sur la profondeur dans l'eau :	124
4.2.3.3	Facteur de collimation :	124

4.2.4	La distribution de dose totale à distance en 3D d'un faisceau d'électrons.....	125
4.3	Résultats	125
4.3.1	Séparation des composantes de dose à distance : électrons diffusés – rayonnement de freinage	125
4.3.1.1	L'accélérateur Varian 2300 C/D.....	126
4.3.1.2	L'accélérateur ONCOR de SIEMENS.....	128
4.3.2	Calcul de la dose due aux électrons diffusés selon le modèle analytique	132
4.3.3	Calcul de la dose totale à distance due aux électrons diffusés et aux rayonnements de freinage	133
4.3.3.1	Les écarts entre les doses totales à distance mesurées et simulées.....	135
4.3.4	Distribution des doses totales en 2D et 3D à partir des profils de dose simulés.....	137
4.3.4.1	Distribution de dose 2D totale dans un plan sagittal contenant l'axe du faisceau d'électrons.	137
4.3.4.2	Distribution de dose 3D dans une cuve à eau.....	138
4.3.4.3	Distribution de dose 3D dans un fantôme anthropomorphique numérique.....	139
4.4	Discussion - Conclusion.....	141
5	Validation clinique : Cas de la radiothérapie du cancer du sein.....	144
5.1	Introduction	144
5.2	Méthodes et matériels.....	145
5.2.1	Plan de traitement	145
5.2.2	Données anatomiques utilisées.....	146
5.2.3	Association du logiciel DAD avec le TPS.....	147
5.2.4	Calcul de la dose intégrale et la dose moyenne dans l'organe.....	147
5.2.5	Calcul des histogrammes dose-volume des organes (HDV)	148
5.3	Les résultats	149
5.4	Discussion et conclusion.....	167
6	Conclusion générale	169
7	Bibliographie	171
8	Productions Scientifiques :	178
9	Annexes.....	180

Liste de tables

<i>Table 1-1 : comparaison des caractéristiques des dosimètres DTLs, OSLDs et des Diodes.</i>	<i>30</i>
<i>Table 2-1 : ouvertures des mâchoires correspondantes aux tailles des applicateurs pour chaque énergie du faisceau. Les caractéristiques dosimétriques de chaque faisceau d'électrons utilisé dans cette étude. .</i>	<i>46</i>
<i>Table 2-2 : Comparaison entre les valeurs de doses à distance mesurées par trois différents dosimètres en pourcentage de Dmax, à la profondeur de 1 cm, pour l'accélérateur de Siemens Oncor avec l'énergie de 12 MeV.....</i>	<i>67</i>
<i>Table 2-3 : Comparaison entre les valeurs de doses à distance mesurées par trois différents dosimètres en pourcentage de Dmax, à la distance de 17.5 cm de l'axe du faisceau, pour l'accélérateur de Siemens Oncor avec l'énergie de 14 MeV.</i>	<i>67</i>
<i>Table 3-1 : les valeurs des paramètres du modèle pour différentes énergies sur deux accélérateurs Varian et Oncor.....</i>	<i>96</i>
<i>Table 4-1 : Les valeurs de la composante des électrons diffusés et de la composante des photons de contamination et le rapport entre elles, pour des différentes distances à l'axe du faisceau, sur l'accélérateur Varian avec l'applicateur 10 cm x10 cm.....</i>	<i>127</i>
<i>Table 4-2 : Les valeurs de la composante des électrons diffusés et de la composante des photons de contamination et le rapport entre elles, pour des différentes distances à l'axe du faisceau, sur l'accélérateur Siemens Oncor avec l'applicateur 10 cm x10 cm.....</i>	<i>131</i>
<i>Table 4-3 : les valeurs des paramètres du modèle de la composante des électrons diffusés pour différentes énergies sur l'accélérateur Varian.....</i>	<i>133</i>
<i>Table 4-4 : Une comparaison entre les valeurs de doses à distance calculées aux différentes profondeurs par notre modèle et celles mesurées et rapportées par Cardenas et al (2015) en pourcentage de Dmax, à la distance de 15 cm à l'axe du faisceau, pour l'accélérateur de Varian 21iX. (Les valeurs en rouge sont nos mesures).....</i>	<i>142</i>
<i>Table 5-1 :Les valeurs des doses près-minimales, des doses médianes et des doses près-maximales calculées par TPS et par TPS+DAD pour différents organes.....</i>	<i>162</i>
<i>Table 5-2 : Comparaison des doses intégrales et des doses moyennes calculées par TPS et par TPS+DAD pour différents organes.....</i>	<i>167</i>

Liste de Figures

<i>Figure 1-1 : représentation des différentes zones irradiées : le volume cible, la zone hors volume cible et dans le champ d'irradiation et la zone hors volume cible et hors le champ d'irradiation. « Au-delà des lignes discontinues et solides la zone peut être considérée comme une dose à distance pour le faisceau d'électrons ».</i>	3
<i>Figure 1-2 : un schéma représentant les trois types d'interaction des électrons avec la matière, l'interaction élastique douce (A), l'interaction élastique dure (B) et l'interaction inélastique avec le noyau (C).</i>	5
<i>Figure 1-3 : Un schéma représentant les différents types des interactions des électrons avec la matière lorsqu'un faisceau d'électron pénètre un milieu.</i>	9
<i>Figure 1-4 : différents types de prototypes d'applicateurs multi-lames conçus pour l'électron thérapie d'énergie modulée.</i>	11
<i>Figure 1-5: Courbe de rendement en profondeur typique d'un faisceau d'électrons. Les parcours dosimétriques sont illustrés.</i>	13
<i>Figure 1-6 : Les différents types d'applicateurs : (a) Varian moderne (b) Siemens DEVA, (c) Siemens-série EA3, (d) Siemens-seri EA200 et (e) Elekta (f) Varian ancien</i>	16
<i>Figure 1-7 : Représentation schématique des paramètres géométriques du modèle du calcul de la distribution latérale de la fluence énergétique du faisceau d'électrons en présence du système de collimation.</i>	18
<i>Figure 1-8 : Comparaison des spectres énergétiques des électrons diffusés aux positions A, B avec le spectre des électrons incidents pour une énergie de 12 MeV. (Ebert et al 1996)</i>	20
<i>Figure 1-9: Variation du profil de la fluence des électrons diffusés en fonction de l'angle d'incidence du faisceau primaire, pour une énergie de 12 MeV. (Ebert et al 1995)</i>	20
<i>Figure 1-10 : Représentation schématique des deux composantes des électrons diffusés par le collimateur, (flèche bleu) les électrons diffusés par la paroi et (flèche rouge) les électrons diffusé par le bloc du collimateur.</i>	21
<i>Figure 1-11 : Dose absorbée relative dans l'eau issue des électrons diffusés par le côté du bloc du collimateur en plomb en fonction de l'épaisseur du bloc A : 25 mm d'épaisseur positionné à la surface de l'eau, B : 6 mm d'épaisseur positionné à 19 mm de la surface de l'eau et C : 6 mm d'épaisseur positionné à la surface de l'eau. (Lax et Brahme (1980)).</i>	22
<i>Figure 1-12 : représentation schématique des différentes composantes des rayonnements constituant le faisceau d'électron produit par l'accélérateur linéaire.</i>	24
<i>Figure 1-13 : Profils de doses à distance pour les énergies de 4 MeV, 6 MeV, 9 MeV, 12 MeV et 16 MeV, pour l'applicateur varian 10 cm x 10 cm, à la profondeur de 0.2 cm ((Chow and Grigorov 2006)).</i>	25
<i>Figure 1-14 : Variation de la dose à distance en fonction de la distance au bord du champ d'irradiation pour (à gauche) un applicateur 10 cm x 10 cm et (à droite) un applicateur 25 cm x 25 cm (Yeboah et al. 2010).</i>	26
<i>Figure 1-15 : Dose relative en fonction de la distance au bord du champ d'irradiation (a) pour un faisceau de 6 MeV et différentes tailles d'applicateurs (b et c) pour l'applicateur 10 cm x 10 cm et différentes énergies aux profondeurs de 0.2 et 1 cm, respectivement ((Iktueren et al. 2012)).</i>	27
<i>Figure 1-16 : Variation de la réponse du TLD en fonction de l'énergie des photons (Scarboro et al 2011).</i>	29

<i>Figure 1-17 : Représentation schématique des mini-faisceaux « pencil beams », à la sortie de la fenêtre de l'accélérateur les électrons constituent un seul mini-faisceau. En passant à travers les diffuseurs, ce mini-faisceau subit d'une diffusion importante et s'élargit selon une distribution gaussienne. Au niveau des mâchoires, en raison des formes arbitraires de ces mâchoires, il sera nécessaire de décomposer le faisceau large en plusieurs mini-faisceaux qui vont à leur tour diffuser selon une loi gaussienne jusqu'à leur arrêt en fin de parcours pratique dans le patient.</i>	<i>37</i>
<i>Figure 1-18 : Représentation schématique des coordonnées de l'équation (1.23), cette équation représente la probabilité de l'existence d'un électron dans la petite surface $dx dy$ pour un déplacement du point P au point P'.</i>	<i>38</i>
<i>Figure 1-19 : Représentation schématique d'un mini-faisceau élémentaire dans le plan X-Z dans la situation du traitement (K. R. Hogstrom, Mills, and Almond 1981; Mayles, Nahum, and Rosenwald 2007).</i>	<i>39</i>
<i>Figure 1-20 : Représentation schématique de l'angle d'incidence du faisceau d'électrons et ses projection sur le plan X-Z (θ_x) et sur le plan Y-Z (θ_y).</i>	<i>41</i>
<i>Figure 1-21 : Représentation du transport du faisceau d'électrons mono-directionnel et mono-énergétique 6 MeV dans l'air pour un trajet de 11 à 200 cm (ICRU1984).</i>	<i>42</i>
<i>Figure 2-1: une photo prise durant l'expérience où l'on peut observer la tête d'irradiation, l'applicateur de type DEVA et la chambre d'ionisation.</i>	<i>51</i>
<i>Figure 2-2: le montage des mesures de la dose à distance avec les dosimètres TLD-700.</i>	<i>52</i>
<i>Figure 2-3: le montage des mesures de la dose à distance pour de différentes profondeurs avec les dosimètres TLD-700.</i>	<i>53</i>
<i>Figure 2-4: le montage des mesures de la dose à distance par des films EBT3 (a) en fonction de la profondeur (b) en fonction de la distance à l'axe du faisceau.</i>	<i>54</i>
<i>Figure 2-5 : Variation de la fuite en fonction de la distance verticale sur la surface de l'applicateur (a) Siemens DEVA (b) de type VARIAN, à la distance latérale de 2 cm du corps de l'applicateur.</i>	<i>55</i>
<i>Figure 2-6 : Variations de la dose relative, en fonction de la distance à l'axe du faisceau, pour différentes énergies, sur l'applicateur Varian, les mesures ont été effectués pour (a-b) applicateur 6 cm x 6 cm à la profondeur 1 cm et 10 cm, pour (c-d) applicateur 10 cm x 10 cm à la profondeur 1 cm et 10 cm, pour (e-f) applicateur 20 cm x 20 cm à la profondeur 1 cm et 10 cm.</i>	<i>57</i>
<i>Figure 2-7 : Variations de la dose relative, en fonction de la distance à l'axe du faisceau, pour différentes énergies, sur l'applicateur Siemens DEVA, les mesures ont été effectués pour (a-b) applicateur 6 cm x 6 cm à la profondeur 1 cm et 10 cm, pour (c-d) applicateur 10 cm x 10 cm à la profondeur 1 cm et 10 cm, pour (e-f) applicateur 20 cm x 20 cm à la profondeur 1 cm et 10 cm.</i>	<i>59</i>
<i>Figure 2-8: Variations de la dose relative, en fonction de la distance à l'axe du faisceau, sur l'applicateur Siemens EA3, les mesures ont été effectués pour (a-b) applicateur 10 cm x 10 cm à la profondeur 1 cm et 10 cm, pour différentes énergies, pour (c-d) l'énergie 12 MeV à la profondeur 1 cm et 10 cm, pour différentes tailles de l'applicateur.</i>	<i>61</i>
<i>Figure 2-9 : Comparaison de dose relative hors champ d'irradiation entre les différents accélérateurs avec leurs applicateurs appropriés, (a) pour des petits applicateurs 6 cm x 6 cm et (b) pour grands applicateurs 20 cm x 20 cm.</i>	<i>62</i>
<i>Figure 2-10 : Variations de la dose relative, en fonction de la distance à l'axe du faisceau, pour différentes profondeurs, sur l'applicateur 10 cm x 10 cm, les mesures ont été effectués pour (a) 9 MeV et (b) 18 MeV.</i>	<i>63</i>
<i>Figure 2-11 : Variation de la dose à distance, en fonction de la profondeur dans une cuve à eau, pour une taille de l'applicateur 10 cm x 10 cm, les mesures ont été effectués avec TLD700 pour des distances 17.5 cm, 25 cm et 35 cm à l'axe du faisceau, pour l'énergie 14 MeV sur l'accélérateur Oncor.</i>	<i>64</i>

Figure 2-12 : Comparaison entre les doses à distance mesurées pour DSP=100cm et celles mesurées pour DSP=108cm, ces mesures ont été effectués sur l'accélérateur de Varian pour les énergies de 6, 12, 18 MeV et l'applicateur de 10 cm x 10 cm	65
Figure 2-13 : Comparaison entre les doses hors champ d'irradiation mesurées par les trois dosimètres, sur l'accélérateur Siemens Oncor, (a) les mesures ont été faites en fonction de la distance à l'axe du faisceau, à la profondeur de 1 cm pour l'énergie 12 MeV, (b) les mesures ont été faites en fonction de la profondeur, à la distance 17.5 cm à l'axe du faisceau pour l'énergie 14 MeV.	66
Figure 2-14: Comparaison entre la dose à distance due aux faisceaux d'électrons et la dose à distance due aux faisceaux de photons. Les mesures des doses à distance pour les faisceaux d'électrons ont été effectuées sur les accélérateurs de Varian et Siemens Primus avec l'énergie de 18 MeV, pour une taille de l'applicateur de 6 cm x 6 cm et les profondeurs de 1 cm (a) et 10 cm (b) dans l'eau. Les mesures de dose à distance pour le faisceau de photons ont été effectuées sur l'accélérateur de NovalisTX – 6MV, pour une taille du champ de 5 cm x 5 cm et la profondeur de 10 cm dans l'eau (StageM2 de M.Alabdoaburas2012)	69
Figure 3-1: Montage expérimental pour mesurer la dose à distance causée par les rayonnements de bremsstrahlung issue de différentes parties de la tête de l'accélérateur.....	78
Figure 3-2 : Représentation schématique du système de coordonnées utilisé pour décrire les paramètres géométriques du modèle, et les trajectoires des photonfreinage et des électrons primaires.	82
Figure 3-3: le spectre des photons émettant de chaque cible mince dans une cible épaisse et sa segmentation.....	88
Figure 3-4 : un schéma montrant la variation de la surface irradiée dans l'applicateur avec la variation de l'applicateur et les mâchoires (a,b) la même taille de l'applicateur pour différentes ouvertures des mâchoires (b,c) la même ouverture des mâchoires pour différentes tailles de l'applicateur.	89
Figure 3-5: Représentation schématique décrivant les différents paramètres du facteur de collimation (FC) dans l'équation 3.5.....	90
Figure 3-6 : Les profils des doses en fonction de la distance à l'axe du faisceau. Les mesures ont été effectuées à la profondeur de 10 cm dans l'eau pour l'ouverture des mâchoires 14 cm x 14 cm, avec et sans l'applicateur, sur l'accélérateur Varian.....	93
Figure 3-7 : Les profils des doses en fonction de la distance à l'axe du faisceau. Les mesures ont été effectuées à la profondeur de 10 cm dans l'eau. (a) pour deux différentes ouvertures des mâchoires avec la même ouverture de l'applicateur, (b) pour deux différentes ouvertures de l'applicateur avec la même ouverture des mâchoires sur l'accélérateur Varian 2300C/D.	95
Figure 3-8 : La variation en fonction de la distance de l'axe du faisceau des doses mesurées et calculées à la profondeur de 10 cm, pour trois énergies de 6, 12, et 18 MeV sur l'accélérateur Varian 2300 C/D, avec un applicateur associé (a) de 6 x 6 cm ² , (b) de 10 x 10 cm ² et (c) de 20 x 20 cm ²	97
Figure 3-9 : Comparaison entre les mesures et les calculs des profils des doses des rayonnements de freinage pour des différentes profondeurs dans l'eau en fonction de la distance à l'axe du faisceau pour l'énergie 9 MeV sur le linac Varian2300C/D	98
Figure 3-10 : Les profils de différentes composantes de la dose des rayonnement de freinage séparés en fonction de la distance de l'axe du faisceau, à la profondeur de 10 cm dans l'eau, pour un applicateur de 10 cm x 10 cm, sur le linac Varian 2300C/D pour les énergies (a) 18 MeV, (b) 12 MeV, (c) 9 MeV et (d) 6 MeV. Les figures sont limitées en hauteur pour permettre une visibilité meilleure des profils des composante provenant du système de collimation, mais, des figures réduites ont été ajoutées à gauche pour montrer l'hauteur intégral des profils dus aux diffuseurs.	99
Figure 3-11 : La contribution relative de chaque composante de rayonnement de freinage par rapport à la dose totale des rayonnement de freinage en fonction de la distance de l'axe du faisceau, à la profondeur de 10 cm dans l'eau, pour un applicateur de 10 cm x 10 cm, sur le linac Varian 2300C/D pour les énergies (a) 18 MeV, (b) 12 MeV, (c) 9 MeV et (d) 6 MeV.	101

Figure 3-12 : la variation des doses mesurées et calculées en fonction de la distance hors l'axe du faisceau, à la profondeur 10 cm, sur Siemens Oncor,(a) pour différentes énergies et 10 x 10 cm ² applicateur (b) pour différentes tailles de l'applicateur et l'énergie du faisceau de 12 MeV.	102
Figure 3-13 : calcul du rendement en profondeur de la dose des rayonnements de freinage (en % de Dmax) sur l'axe du faisceau et la comparaison avec les mesures rapportées par (Zhu et al 2001).	103
Figure 3-14 : isodoses de bremsstrahlung (% de Dmax) issus des mâchoires et l'applicateur dans le plan X,Y à la profondeur de 10 cm dans l'eau pour l'applicateur 10 cm x 10 cm sur Varian et pour les énergies (a) 18 MeV et (b) 9 MeV.	105
Figure 3-15 : les isodoses des rayonnement de freinage (% de Dmax) en fonction de la profondeur dans l'eau dans le plan (sagittale) Y,Z contenant l'axe du faisceau, dans et en dehors d'un applicateur de 10 cm x 10 cm, sur un linac Varian 2300C/D pour (a-b) 18 MeV et (c-d) 9 MeV.	107
Figure 3-16 : les isodoses des rayonnement de freinage (% de Dmax) en fonction de la profondeur dans l'eau dans le plan Y,Z contenant l'axe du faisceau pour un applicateur de 10 cm x 10 cm sur un linac Varian 2300C/D pour (a) 18 MeV et (b) 9 MeV	108
Figure 3-17 : Calcul en trois dimensions de la distribution de la dose des rayonnements de freinage (en % de Dmax) pour un faisceau d'électrons 18 MeV sur linac Varian 2300 C/D pour une taille de l'applicateur 10 cm x 10 cm, les calculs ont été effectués dans une cuve à eau de 100 cm x 60 cm x 24 cm (a) le côté de la cuve supérieure (b) le côté de la cuve inférieure.	109
Figure 3-18 : Calcul en trois dimensions de la distribution de la dose des rayonnements de freinage (en % de Dmax) pour un faisceau d'électrons 9 MeV sur linac Varian 2300 C/D pour une taille de l'applicateur 10 cm x 10 cm, les calculs ont été effectués dans une cuve à eau de 100 cm x 60 cm x 24 cm (les côtés supérieure et latérale de la cuve)	110
Figure 3-19 : les différences relatives entre les calculs (les points) et les mesures (ligne verte solide) des rayonnements de freinage de contamination, à la profondeur de 10 cm dans l'eau pour toutes les énergies utilisées sur les accélérateurs Varian et Oncor.	113
Figure 4-1 : Représentation schématique du système de coordonnées utilisé pour décrire les paramètres géométriques du modèle, et les trajectoires des photons de contamination et des électrons primaires.....	120
Figure 4-2 : Représentation schématique du système de coordonnées utilisé pour décrire les paramètres géométriques du modèle analytique dans une cuve à eau pour une taille du champ d'irradiation donnée.	123
Figure 4-3 : La dose relative des deux composantes séparées : les rayonnements de freinage les électrons diffusés en fonction de la distance de l'axe du faisceau à la profondeur de 1 cm dans l'eau sur Varian opéré aux énergies 6 et 12 MeV (a), 12 et 18 MeV (b).	127
Figure 4-4 : La contribution relative de la composante des rayonnements de freinage et de la composante des électrons diffusés par rapport à la dose totale, en fonction de la distance de l'axe du faisceau, à la profondeur de 1 cm dans l'eau sur Varian opéré aux énergies 6 et 9 MeV (a), 12 et 18 MeV (b)	128
Figure 4-5 : le rapport de la composante des électrons diffusés à la composante des rayonnements de freinage en fonction de la distance à la du faisceau, pour un applicateur 10 cm x 10 cm sur l'accélérateur de Varian 2300C/D opéré avec les énergies de 6 MeV, 9 MeV, 12 MeV et 18 MeV	128
Figure 4-6: Les deux composantes séparées : les photons et les électrons diffusés en fonction de la distance à l'axe du faisceau à la profondeur de 1 cm dans l'eau sur Siemens Oncor opéré aux énergies 6 et 9 MeV (a), 12 et 14 MeV (b).	130
Figure 4-7 : La contribution relative de la composante de photons et de la composante des électrons diffusés en fonction de la distance à l'axe du faisceau, à la profondeur de 1 cm dans l'eau sur Varian opéré aux énergies 6 et 9 MeV (a), 12 et 14 MeV (b).	130

Figure 4-8 : le rapport de la composante des électrons diffusés à la composante des rayonnements de freinage en fonction de la distance à la du faisceau, pour un applicateur 10 cm x 10 cm sur l'accélérateur de Siemens Oncor opéré avec les énergies de 6 MeV, 9 MeV, 12 MeV et 14 MeV.....	132
Figure 4-9 : Confrontation des mesures de la composante des électrons diffusés avec les calculs faits par le modèle analytique à la profondeur de 1 cm dans l'eau, pour l'applicateur 10 cm x 10 cm sur Varian 2300 C/D opéré à différentes énergies.	133
Figure 4-10 : la variation des doses à distance totales (y compris les électrons diffusés et les rayonnements de freinage) mesurées et calculées en fonction de la distance hors l'axe, à la profondeur de 1 cm, pour différentes énergies sur l'accélérateur Varian, pour les applicateurs (a) 6 cm x 6 cm, (b) 10 cm x 10 cm et (c) 20 cm x 20 cm.....	134
Figure 4-11 : les différences relatives entre les calculs (les points) et les mesures (ligne violette solide) de la dose à distance, à la profondeur de 1 cm dans l'eau pour deux tailles de l'applicateur 10 cm x 10 cm et 20 cm x 20 cm sur l'accélérateur Varian.	135
Figure 4-12 : Comparaison entre les valeurs mesurées et les valeurs calculées en termes absolus de la dose à distance à la profondeur de 1 cm dans l'eau, pour une dose prescrite de 10Gy à la profondeur maximale sur l'axe du faisceau, sur l'accélérateur Varian pour (a) l'applicateur 10 cm x 10 cm et l'énergie de 18MeV, (b) l'applicateur 10 cm x10 cm et l'énergie de 6MeV et (c) l'applicateur 20 cm x 20 cm et l'énergie de 18MeV	136
Figure 4-13 : Les isodoses du rendement en profondeur de la dose à distance dans l'eau due aux électrons diffusés et aux rayonnements de freinage (en % de Dmax) en fonction de la distance à l'axe du faisceau, pour les applicateurs (a) 10 cm x 10 cm et (b) 20 cm x 20 cm, pour l'énergie de 18 MeV sur l'accélérateur de Varian.....	137
Figure 4-14 : Calcul de la distribution en trois dimensions de la dose (en % Dmax)provenant de deux composantes (les électrons diffusés et les rayonnements de freinage) du faisceau d'électrons dans une cuve à eau pour une taille du champ 5.5 cm x 9 cm et l'énergie de 12 MeV.....	138
Figure 4-15 : Calcul de la distribution de dose à distance (en % Dmax) pour un faisceau d'électrons, en trois dimensions, dans un fantôme anthropomorphique numérique pour une taille du champ 5.5 cm x 9 cm et l'énergie de 12 MeV. (a) le fantôme sans irradiations, (b) le fantôme avec la distribution de la dose dans un plan frontal, (c) le fantôme avec la distribution de la dose dans un plan latéral, (d) le fantôme avec la distribution de la dose dans un plan dorsal	140
Figure 5-1 : Images scanners du patient pour un traitement du cancer du sein avec les isodoses calculées par le TPS (Isogray), (a) isodoses totales (photons et électrons), (b) isodoses électrons.....	145
Figure 5-2 : Fantômes voxelisés (a) à partir des données anatomiques originales du plan du patient (b) fantôme anthropométrique voxelisé corps-entier provenant de la bibliothèque de l'Inserm.	147
Figure 5-3 : Calcul de la distribution de dose en cGy (a) dans les données anatomiques originales du patient avec TPS+DAD (b) dans le fantôme anthropométrique voxelisé corps-entier provenant de la bibliothèque de l'Inserm avec DAD seulement.....	149
Figure 5-4 : Comparaison des histogrammes dose – volume du cœur calculés par TPS seul et par TPS+DAD, (a) HDVD calculé avec TPS, (b) HDVD calculé avec TPS+DAD, (c) distribution de la dose dans le cœur (en cGy), (d) HDVC calculé par TPS (ligne bleu) et par TPS+DAD (ligne noir)	150
Figure 5-5 : Comparaison des histogrammes dose – volume pour de la moelle calculés par TPS et par TPS+DAD, (a) HDVD calculé avec TPS, (b) HDVD calculé avec TPS+DAD, (c) la distribution de la dose dans la moelle en cGy, (d) HDVC calculé par TPS (ligne bleu) et par TPS+DAD (ligne noir).....	151
Figure 5-6 : Comparaison entre les histogrammes dose – volume de l'œsophage calculés par TPS et par TPS+DAD, (a) HDVD calculé avec TPS, (b) HDVD calculé avec TPS+DAD, (c) distribution de la dose dans l'œsophage en cGy, (d) HDVC calculé par TPS (ligne bleu) et par TPS+DAD (ligne noir).....	152

Figure 5-7 : Comparaison entre les histogrammes dose – volume des poumons calculés par TPS et par TPS+DAD, (a) HDVD calculé avec TPS, (b) HDVD calculé avec TPS+DAD, (c) distribution de la dose dans les poumons en cGy, (d) HDVC calculé par TPS (ligne bleu) et par TPS+DAD (ligne noir).....	153
Figure 5-8 : Comparaison des histogrammes dose – volume de la thyroïde calculés par TPS et par TPS+DAD, (a) HDVD calculé avec TPS, (b) HDVD calculé avec TPS+DAD, (c) distribution de la dose dans la thyroïde en cGy, (d) HDVC calculé par TPS (ligne bleu) et par TPS+DAD (ligne noir).....	154
Figure 5-9 : Histogrammes dose – volume des reins calculés par TPS+DAD, (a) HDVD, (b) HDVC, (c) distribution de dose dans la structure des reins en cGy.	155
Figure 5-10 : Histogrammes dose – volume du pancréas calculés par TPS+DAD, (a) HDVD, (b) HDVC, (c) distribution de dose dans la structure du pancréas en cGy.	156
Figure 5-11 : Histogrammes dose – volume des yeux calculés par TPS+DAD, (a) HDVD, (b) HDVC, (c) Distribution de dose en cGy.	157
<i>Figure 5-12 : Histogrammes dose – volume du foie calculés par TPS+DAD, (a) HDVD, (b) HDVC, (c) la distribution de dose dans la structure du foie en cGy.</i>	<i>158</i>
Figure 5-13: Histogrammes dose – volume des ovaires calculés par TPS+DAD, (a) HDVD, (b) HDVC, (c) distribution de dose dans la structure des ovaires en cGy.	159
Figure 5-14 : Histogrammes dose – volume de l’utérus calculés par TPS+DAD, (a) HDVD, (b) HDVC, (c) distribution de dose dans la structure de l’utérus en cGy.	160
<i>Figure 5-15 : Histogrammes dose – volume du cerveau calculés par TPS+DAD, (a) HDVD, (b) HDVC, (c) Distribution de dose dans la structure du cerveau en cGy.</i>	<i>161</i>
Figure 5-16 : Comparaison visuelle entre les isodoses calculées par (a) le TPS+DAD, (b) le TPS seul reconstruits à partir du fichier dicom RTDose et (c) les isodoses affichés directement par TPS.	163
Figure 5-17 : Comparaison visuelle entre les isodoses calculées par (a) le TPS+DAD, (b) le TPS seul reconstruits à partir du fichier dicom RTDose et (c) les isodoses affichés directement par TPS pour une coupe sagittal passant par le CTV de la SCLV.	164
Figure 5-18 : Comparaison visuelle entre les isodoses calculées par (a) le TPS+DAD, (b) le TPS seul reconstruits à partir du fichier dicom RTDose et (c) les isodoses affichées directement par TPS pour un plan axial passant par le CTV de la CMI.....	165
Figure 5-19 : Comparaison visuelle entre les isodoses calculées par (a) le TPS+DAD, (b) le TPS seul reconstruits à partir du fichier dicom RTDose et (c) les isodoses affichés directement par TPS, pour un plan axial passant par le CTV de la SCLV.....	166

Chapitre 1

1 Chapitre 1- Introduction

1.1 Problématique et contexte

1.1.1 La radiothérapie et ses effets secondaires à long terme

La radiothérapie (RT) est aujourd'hui une technique de premier plan dans la lutte contre les cancers. Elle est utilisée pour traiter plus de la moitié des patients, seule ou en association à d'autres traitements (chimiothérapie, chirurgie). Les technologies sophistiquées de planification et de réalisation de la RT ont considérablement accru la capacité des radiothérapeutes à délivrer la dose prescrite à l'endroit souhaité dans le patient. Cependant, la radiothérapie implique inévitablement l'irradiation de tissus sains hors du volume-cible. Les importantes améliorations dans les stratégies cliniques permises par ces technologies sophistiquées ont conduit à des taux de survie de plus en plus élevés chez les patients traités par RT. En particulier, la survie après des cancers pédiatriques s'est considérablement améliorée au cours des dernières décennies. Le taux de survie à 5 ans des enfants traités pour un cancer en Europe, est actuellement de l'ordre de 80% (Trama et al 2016). Par conséquent, les effets secondaires à long terme possibles des doses, même faibles, inévitablement délivrées aux tissus sains sont devenus une préoccupation croissante pour les radiothérapeutes. Le niveau de dose pouvant induire une complication dépend de la nature des tissus irradiés, de l'âge et du sexe du patient. Pour la thyroïde chez les enfants et le sein chez la femme, une augmentation du risque de cancer secondaire est avérée dans des tissus dans lesquels la dose délivrée est inférieure à 100mGy (Veiga et al. 2016; Ronckers et al. 2008) Pour le poumon, des seconds cancers ont été rapportés chez l'adulte à des doses de 500 mGy (Tubiana 2009). Etant donné qu'en radioprotection, il est considéré qu'il n'existe pas de seuil et que toute irradiation peut induire un risque, si minime soit-il. La Commission Internationale des Unités et Mesures Radiologiques, couramment abrégée ICRU pour « *International Commission on Radiation Units and Measurements* », dans son rapport N° 83 (ICRU 2010) recommande l'évaluation de la dose délivrée dans tout le volume patient inclut dans l'imagerie de planification de traitement. Pour ce faire, l'ICRU a introduit un nouveau concept, celui du RVR (Remaining Volume at Risk), qui représente le volume résultant de la différence entre le volume inclut dans le contour externe du patient et les volumes définis comme OAR (Organe à risque) ou CTV (volume de cible clinique). L'estimation des doses résiduelles dans le RVR est recommandée par l'ICRU. Ces doses présentent indéniablement un intérêt pour une meilleure compréhension du rôle de la radiothérapie dans les complications observées à long terme chez les patients traités par radiothérapie pour un cancer. De ce fait, les études cliniques et épidémiologiques de la dose comme facteur de risque de complications iatrogènes requièrent une évaluation précise des doses absorbées dans les tissus voisins et à distance des volumes-cibles. Par ailleurs, du point de vue des cliniciens

(Marks et al 2010), une meilleure connaissance des effets des distributions des doses non souhaitées mais inévitablement délivrées aux tissus sains pendant la radiothérapie devient indispensable pour optimiser l'utilisation des nouvelles technologies et des techniques émergentes de radiothérapie.

L'augmentation de l'incidence des cancers secondaires parmi les patients traités par radiothérapie est devenue une préoccupation majeure (Tubiana 2009), en raison de l'augmentation de la durée de vie de ces patients.

Depuis plus de 30 ans, l'équipe Cancer et Radiation de l'Unité INSERM 1018 mènent des recherches afin de mieux connaître les risques associés à l'exposition aux radiations ionisantes, et en particulier, les risques iatrogènes à long terme encourus par les patients guéris d'un cancer grâce à la radiothérapie. Dans cet objectif, l'équipe a constitué et suivi des cohortes de patients guéris d'un cancer du sein, de la thyroïde et d'un cancer de l'enfant.

Cette équipe a aussi travaillé, en collaboration avec le service de physique de Gustave Roussy, sur l'étude des doses de radiation reçues à distance des champs de radiothérapie, ainsi qu'à la réalisation et à l'amélioration de programme d'estimation de ces doses. Ces travaux n'ont cependant porté jusqu'à maintenant que sur les doses délivrées à distance des champs de photons. C'est pourquoi il m'a été proposé par Ibrahima Diallo, de cette équipe, et Dimitri Lefkopoulos de service de Physique de Gustave Roussy, de mener ce travail de doctorat sur les doses à distance des faisceaux d'électrons.

1.1.2 Dose à distance en radiothérapie externe

1. Définition de la dose à distance :

On peut définir la dose à distance comme la dose délivrée par tous les rayonnements sortant du champ d'irradiation dans les tissus sains situés à distance du volume cible.

En outre, il s'agit de toute dose délivrée en dehors des limites du système de collimation, où, la dose n'est pas calculée par le système de planification du traitement « *Traitement Planning System* » (TPS) ou bien calculée de manière erronée. Dans ce travail, nous considérons comme distante, la dose délivrée à une distance supérieure à 3 cm du bord du champ d'irradiation, ou à une profondeur supérieure au parcours pratique des électrons (R_p) pour les faisceaux d'électrons.

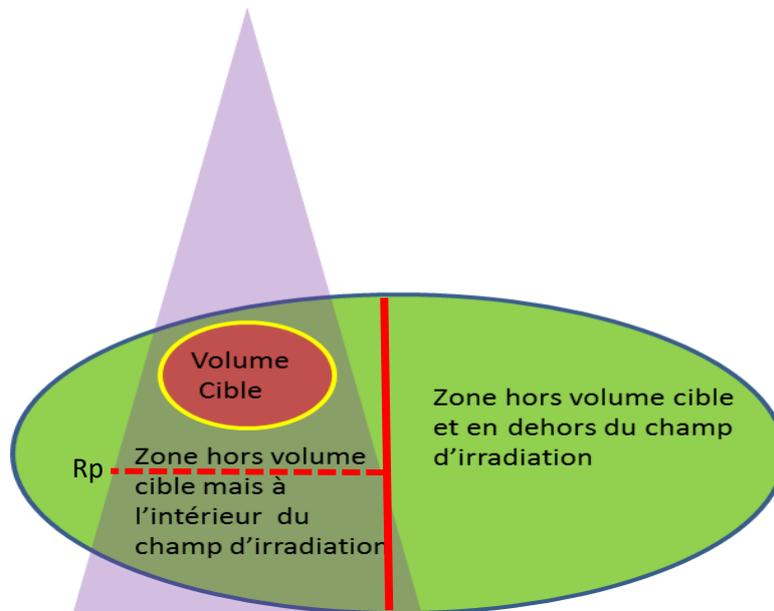


Figure 1-1 : représentation des différentes zones irradiées : le volume cible, la zone hors volume cible et dans le champ d'irradiation et la zone hors volume cible et hors le champ d'irradiation. « Au-delà des lignes discontinues et solides la zone peut être considérée comme une dose à distance pour le faisceau d'électrons ».

2. Impact épidémiologique

L'estimation du risque associé aux faibles doses de radiation se fait principalement aux travers d'études épidémiologiques (Salomaa et al. 2013). L'évaluation de la dose à distance est importante pour ce type d'étude pour estimer les effets iatrogènes chez les patients de radiothérapie, en particulier les enfants. En effet, chez ces derniers, le volume du corps et celui des organes étant plus petits, les tissus sains sont plus proches du volume cible (Schneider, Lomax, and Timmermann 2008). L'estimation de la distribution de la dose à distance en 3D permet d'évaluer la dose intégrale dans chaque organe. Cette dose intégrale joue un rôle important dans l'estimation du risque d'apparition de cancers secondaires. Elle peut donc également entrer en compte dans l'optimisation de planification de traitement (Tubiana et al. 2011). La plupart des modèles d'estimation du risque de cancer secondaire sont fondés sur les données des survivants de la bombe atomique, alors que l'utilisation de modèles basés sur les données de patients de radiothérapie serait mieux adaptée pour ces patients (Kry et al. 2007).

3. Impact clinique

L'estimation de la dose à distance présente un intérêt clinique important pour évaluer le risque aux structures sensibles situées hors du champ d'irradiation, tels que le fœtus chez une patiente enceinte, la thyroïde, l'œil et le pacemaker.

Dans ce contexte, depuis fin des années 1980, plusieurs travaux ont été effectués à Gustave Roussy dans le cadre de la collaboration entre le département de radiothérapie / Service de Physique et l'Equipe 3 – U 1018 INSERM. Francois, Beurtheret, et Dutreix (1988) ont calculé la distribution de la dose en dehors du champ d'irradiation jusqu'à 50 cm de l'axe du faisceau pour les faisceaux de Co60, 200 kVp et 25 MV. Une autre étude menée par Francois et al. (1988) avait pour objectif de développer un fantôme pédiatrique mathématique pour l'estimation de la dose aux organes à distance des faisceaux de radiothérapie externe. Ces fantômes ont été développés pour simuler des enfants de différents âges et tailles au moment de la radiothérapie. Ces travaux ont conduit au logiciel Dos_Eg permettant de calculer la dose aux organes situés à distance du champ d'irradiation, pour la radiothérapie externe (Grimaud et al. 1994). Diallo et al. (1996) ont rapportés l'évaluation de la dose par le logiciel Dos_Eg pour différents organes, pour les faisceaux de ^{60}Co et 4 MV.

Plusieurs travaux ont récemment été effectués dans l'équipe 3 – U1018 INSERM en collaboration avec le service de physique de Gustave Roussy afin d'améliorer les calculs de dose à distance et s'adapter aux nouvelles modalités ou machines de traitement (Benadjaoud et al. 2012; Bezin et al. 2015). Tous ces travaux se sont focalisés sur la dose à distance due aux faisceaux de photons. Cependant, la dose à distance due aux faisceaux d'électrons n'a jamais été prise en compte dans ces calculs, ce qui peut conduire à des sous-estimations de la dose lorsque le traitement est fait entièrement ou partiellement par les électrons. C'est la raison pour laquelle, une étude approfondie de la dose à distance pour les faisceaux d'électrons est devenue indispensable afin de mieux estimer la dose à distance quel que soit le type du traitement.

1.2 Etat de l'art

1.2.1 Bases physiques fondamentales des interactions des électrons avec la matière

Lorsqu'un faisceau d'électrons pénètre un milieu, les électrons vont réaliser des interactions coulombiennes d'une part avec les électrons des atomes (répulsion), d'autre part avec les noyaux des atomes (attraction).

Ces interactions peuvent se traiter comme des collisions entre deux particules. De point de vue d'énergie, ces interactions peuvent se répartir en trois catégories : collision radiative inélastique, collision dure élastique et collision douce élastique. La relation entre le paramètre d'impact (b) et le rayon d'atome (a) a été choisie comme un indicateur pour déterminer la catégorie à laquelle l'interaction de l'électron appartient, comme c'est montré dans la figure 1-2. D'où, on peut observer trois situations :

1. $b \ll a$: l'interaction la plus probable est la collision inélastique radiative.
2. $b = a$: l'interaction la plus probable est la collision dure élastique.

3. $b \gg a$: l'interaction la plus probable est la collision douce élastique.

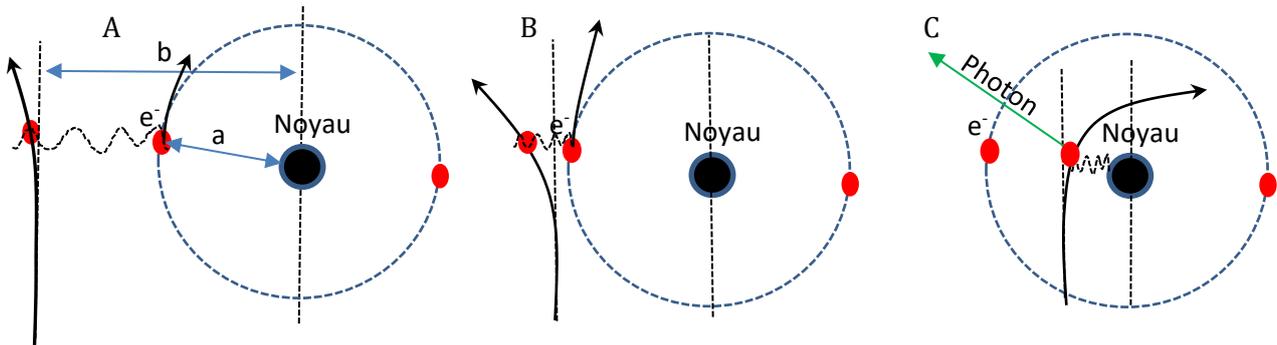


Figure 1-2 : un schéma représentant les trois types d'interaction des électrons avec la matière, l'interaction élastique douce (A), l'interaction élastique dure (B) et l'interaction inélastique avec le noyau (C).

Pendant l'interaction élastique, l'énergie totale de l'entité particule-cible est conservée avant et après l'interaction (que ce soit la quantité de l'énergie transmise entre la particule et la cible), en outre, l'énergie totale est partagée seulement entre la particule et la cible, et il n'y a pas d'autre particule qui peuvent avoir une partie de l'énergie et échapper de l'entité.

Cependant, durant l'interaction inélastique, l'énergie totale de l'entité particule-cible n'est pas conservée avant et après l'interaction, il y a d'autre particule (ou plusieurs) qui peuvent se créer pendant l'interaction ayant une partie de l'énergie et quitter l'entité.

1.2.1.1 Collision inélastique radiative :

Lorsque le paramètre d'impact est beaucoup plus petit que le rayon d'atome de la matière traversée, l'électron va interagir principalement avec le noyau. L'électron va subir une diffusion élastique ou inélastique avec une déviation dans la direction du mouvement de l'électron.

La majorité de ces interactions sont élastiques, mais, les électrons ne perdent qu'une petite partie de leur énergie (peut être négligeable). Une petite portion de ces interactions sont inélastiques, les électrons vont perdre une partie importante de leur énergie sous forme des radiations appelées les rayonnements de freinage (les photons de bremsstrahlung). La probabilité de ces interactions est décrite par la section efficace σ_{rad} (Hans Bethe et Walter Heitler 1930s). L'intensité des rayonnements de freinage est proportionnelle au carré de l'accélération des électrons qui est à son tour proportionnelle avec $(\frac{Z^2}{m^2})$, où, Z : c'est le nombre atomique de la matière traversée, m : c'est la masse de l'électron. La grandeur physique décrivant l'énergie dissipée durant la collision radiative est le pouvoir d'arrêt radiatif S_{rad} , qui est défini comme la quantité de l'énergie perdue sous forme de

radiation par l'unité de la distance parcourue par l'électron. Le pouvoir d'arrêt radiatif augmente linéairement avec l'énergie de l'électron et le nombre atomique de la matière traversée selon la relation suivante :

$$S_{rad} \sim Z^2 \frac{N_A}{A} E B_{rad} = Z \left(Z \frac{N_A}{A} \right) E B_{rad}$$

Z : le nombre atomique de la matière.

$Z \frac{N_A}{A}$: représente la densité électronique par unité de masse de la matière qui ne varie que légèrement avec Z (0.5-0.4) (N_A : nombre d'Avogadro, A : la masse atomique).

B_{rad} : un paramètre varie légèrement avec Z et E.

E : l'énergie des particules chargées ou des électrons.

1.2.1.2 Collision dure élastique :

Lorsque le paramètre d'impact est comparable au rayon d'atome du milieu traversé, les électrons pénétrant vont interagir directement avec les électrons du cortège électronique en leur transmettant une partie importante de leur énergie. Les électrons arrachés auront une énergie significative qui leur permet de parcourir une longue distance loin du lieu d'interaction, qui vont à leur tour faire leurs propres interactions. Ces électrons nommés les rayons delta. Pendant ces interactions les électrons perdent en moyenne 50% de leur énergie initial. En générale, on accepte de dire que l'énergie maximale transféré durant l'interaction d'un électron avec un autre électron est de 50% de l'énergie initiale de l'électron incident, mais, en réalité, celui-ci s'est basé sur le concept statistique, car les électrons sont des particules non-distinguées (cela signifie qu'on ne peut pas discriminer entre les électrons entrant et sortant des interactions). Donc, un électron peut donner toute son énergie à un autre électron et il s'arrête alors que l'électron arraché quitte avec cette énergie, on peut regarder à cette situation comme l'interaction n'a pas eu lieu. C'est la raison pour laquelle, une interaction peut arriver à son effet maximale lorsque les deux électrons quittent le lieu d'interaction en se partageant l'énergie en moitié.

La grandeur physique décrivant l'énergie dissipé durant la collision dure élastique est le pouvoir d'arrêt en collision dure $S_{col,dure}$, qui est défini comme la quantité de l'énergie perdue par l'unité de la distance parcourue par l'électron. Le pouvoir d'arrêt en collision est décrit par Bethe et Moller (pour les électrons) et par Bethe et Bhabha (pour les positrons). Le pouvoir d'arrêt en collision diminue linéairement lorsque l'énergie des électrons augmente jusqu'à $E=m_e c^2$ (car le temps d'interaction diminue lorsque la vitesse des électrons augmente d'où moins d'énergie échangée), ensuite, le pouvoir d'arrêt reste quasi constante, puis pour les très hautes énergies, il augmente légèrement avec l'énergie des électrons en raison de l'extension du temps d'interaction selon le théorème de relativité.

Le pouvoir d'arrêt en collision pour une énergie donnée augmente avec la densité électronique par unité de masse de la matière ($Z \frac{N_A}{A}$) qui varie légèrement avec le nombre atomique Z.

1.2.1.3 Collision douce élastique :

Lorsque le paramètre d'impact est beaucoup plus large que le rayon d'atome ($b \gg a$), les électrons vont interagir avec la totalité de l'atome, d'où, une petite partie de son énergie sera transmise à un électron de l'atome de la matière traversée. Mais, le nombre de ces interactions est élevé qui rend ce type d'interaction responsable de 50% de l'énergie des électrons déposée dans le milieu. La grandeur physique décrivant l'énergie dissipée durant la collision douce élastique est le pouvoir d'arrêt en collision douce $S_{col,doux}$

D'où, le pouvoir d'arrêt total pour un électron pénétrant un milieu est la somme de trois parties :

$$S_{total} = S_{rad} + S_{col,dure} + S_{col,doux}$$

1.2.1.4 Diffusions des électrons :

Lorsqu'une particule chargée fait une collision avec un atome, cela signifie qu'une interaction entre cette particule et les électrons (ou le noyau) de cet atome a eu lieu. Pour décrire cette interaction, il faut décrire la quantité de l'énergie échangée durant cette interaction, ainsi que la distribution spatiale de chaque particule après cette interaction. Les pouvoirs d'arrêts en radiation S_{rad} et en collision S_{col} sont les grandeurs physiques caractérisant l'énergie échangée durant l'interaction. Alors que le pouvoir de diffusion est la grandeur physique caractérisant la distribution spatiale des particules après l'interaction. Donc, la diffusion est une interaction ou collision entre deux particules qui peut se passer sans regarder à la quantité de l'énergie échangée entre ces deux particules.

Une meilleure compréhension des mécanismes de la diffusion des électrons dans le milieu est importante dans le domaine de la dosimétrie en physique médicale, car cela nous permet d'améliorer la précision de l'estimation de la distribution de dose absorbée, d'où, notre compréhension sur les effets de radiobiologie qui en résultent (McParland 2014). Plusieurs théorèmes ont été développés pour décrire les mécanismes de diffusions des électrons dans la matière. La diffusion la plus célèbre est celle étudiée par Rutherford avec Geiger et Marsden, celle-ci a porté sur la diffusion des particules α (une diffusion unique pour chaque particule), le théorème de diffusion de Rutherford représente la base fondamentale pour tous les théorèmes de diffusion développés ci-après.

Le théorème de Mott a porté sur la diffusion des électrons avec le noyau, ainsi que sur les diffusions des électrons non-relativités avec les électrons du cortège électronique (une diffusion unique pour chaque électron). Le théorème de Møller a porté sur la diffusion des électrons relativités avec les

électrons du cortège électronique et le théorème de Bhabha pour la diffusion des positrons (une diffusion unique pour chaque particule). Fermi a établi une solution analytique de l'équation de transport des particules chargées à travers une cible mince qui prend une forme gaussienne (chaque électron subit nombreuses diffusions). Eyge a prolongé l'équation de Fermi et trouvé une solution analytique décrivant le transport des particules chargées à travers une cible épaisse en prenant en compte la perte énergétique des électrons avec l'épaisseur. Bien que le théorème de Fermi-Eyge soit limité pour les diffusions de petits angles, il est utilisé largement dans les algorithmes de calcul de dose en radiothérapie par les électrons. Le théorème de Molière a porté sur la multi-diffusion des électrons dans la matière (chaque électron subit nombreuses diffusions) en prenant en compte tous les angles de diffusion, ce théorème est utilisé dans le calcul de Monte Carlo.

En générale :

Les théorèmes de diffusion unique définissent la section efficace, la distance caractéristique effective et la moyenne de l'angle de diffusion au carré.

Les théorèmes de multi-diffusion définissent la longueur de radiation, la moyenne de l'angle de diffusion au carré et le pouvoir de diffusion

(plus de détails sur ces théorèmes se trouvent dans les références (Podgorsak 2016; McParland 2014))

1.2.1.4.1 Longueur de radiation

Il est défini comme la distance moyenne parcourue par les particules chargées pour que leur énergie diminue par la perte radiative jusqu'à $1/e$ (~36.8%) de leur énergie initiale.

1.2.1.4.2 Le pouvoir de diffusion

Le pouvoir de diffusion décrit la capacité d'un milieu de faire diffuser les particules chargées qui le traversent. En pratique, cette grandeur détermine la largeur du gaussien qui décrit la distribution spatiale des particules chargées. Donc, une estimation précise de cette grandeur joue un rôle important dans le calcul de la distribution de dose dans la radiothérapie. On peut définir le pouvoir de diffusion comme l'augmentation de la moyenne de l'angle de diffusion au carré par l'unité de l'épaisseur parcourue (l) par le faisceau d'électrons dans la matière traversée.

$$\frac{T}{\rho} = \frac{\overline{\theta^2}}{\rho l}$$

Le pouvoir de diffusion massique (T/ρ), pour une énergie donnée des électrons, augmente avec le nombre atomique Z (selon $Z(Z+1)/A$), et pour un nombre atomique donné Z , il diminue avec l'inverse du carré de l'énergie des électrons (ICRU1984 ; Podgorsak 2016).

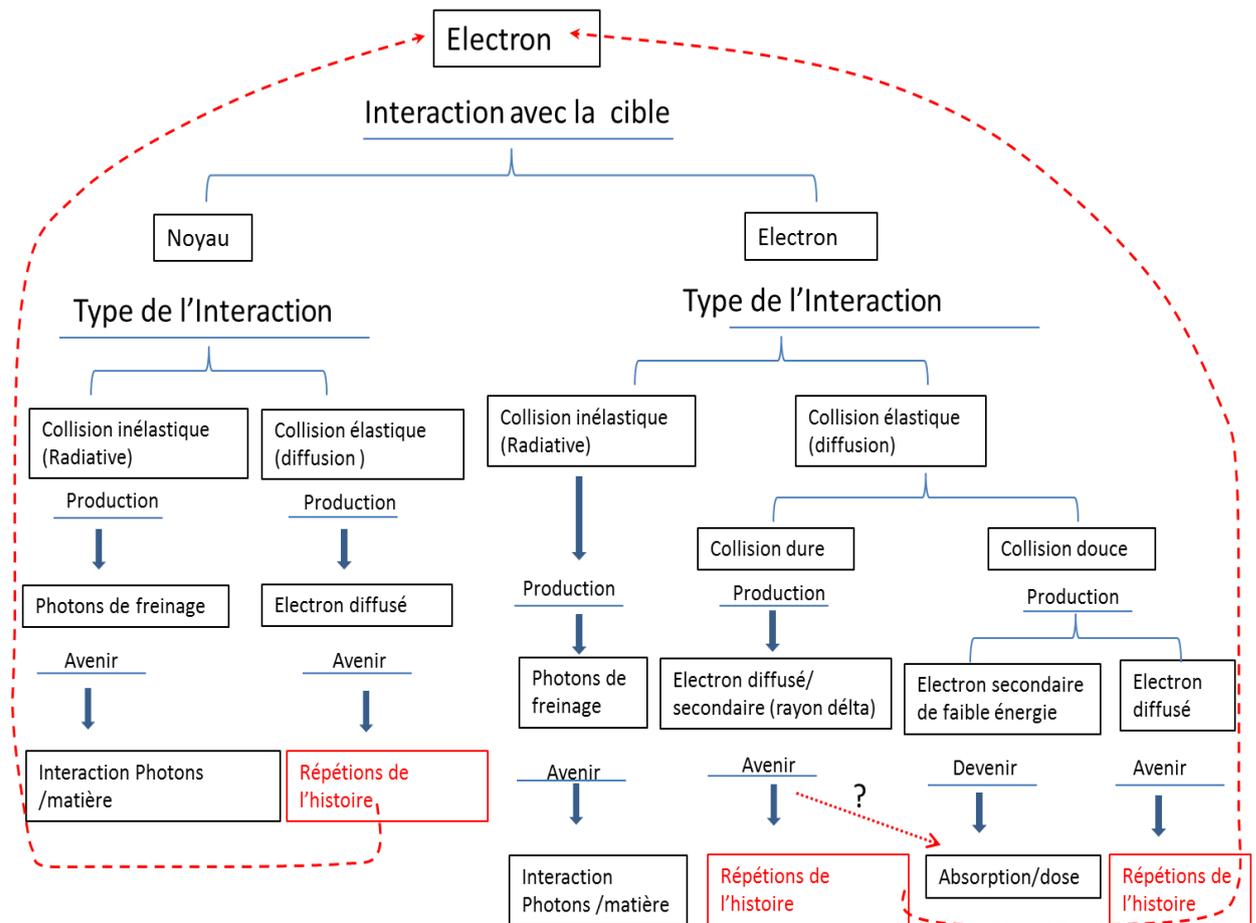


Figure 1-3 : Un schéma représentant les différents types des interactions des électrons avec la matière lorsqu'un faisceau d'électron pénètre un milieu.

1.2.2 Faisceaux d'électrons en radiothérapie externe

Les faisceaux d'électrons de haute énergie représentent une importante modalité de traitement en radiothérapie moderne, souvent fournissent une option unique dans le traitement des tumeurs superficielles (moins de 5 cm de profondeur). Les électrons ont été utilisés en radiothérapie depuis le début des années 1950, d'abord produits par les bêtatrons puis par les microtrons et les

accélérateurs linéaires. Les accélérateurs linéaires modernes de haute énergie fournissent généralement plusieurs énergies d'électrons de 4 à 25 MeV.

1.2.2.1 Histoire et utilisation clinique

Le premier accélérateur de particules développé par Van de Graaff a été décrit en 1931 (Hendee, Ibbott, and Hendee 2013). Les générateurs de Van de Graaff ont été utilisés dans le domaine de la recherche pour accélérer des particules chargées positivement jusqu'à l'énergie de 20 MeV. En radiothérapie, ces générateurs ont été utilisés pour accélérer des électrons à des énergies allant jusqu'à 3 MeV.

En 1941, le premier bêtatron construit par Kerst était capable d'accélérer les électrons à une énergie de 2 MeV (Hendee, Ibbott, and Hendee 2013). Plus tard, les électrons et rayons X avec des énergies allant jusqu'à 45 MeV seront produits à partir de bêtatrons. Pendant la même période, les accélérateurs linéaires d'électrons ont été développés en utilisant les sources de micro-ondes utilisées dans les systèmes de radar.

En 1932, le premier cyclotron a été développé par Laurent et Livingston (Hendee, Ibbott, and Hendee 2013). Les électrons ne sont pas accélérés dans les cyclotrons, et ces machines étaient utilisées pour la radiothérapie seulement dans quelques institutions où des recherches sur les applications thérapeutiques de neutrons ou des ions positifs étaient faites. Les cyclotrons sont aussi largement utilisés pour produire des nucléides radioactifs, notamment des émetteurs de positrons utilisés en imagerie nucléaire et pour la recherche médicale.

Lorsque les accélérateurs linéaires avaient été développés, les bêtatrons ont largement été remplacés par les accélérateurs linéaires dans l'utilisation clinique. Les développements majeurs dans les accélérateurs basés sur le principe de micro-ondes ont été mis en place pour la radiothérapie en utilisant des faisceaux d'électrons après 1970 (Hendee *et al* 2013). Les machines utilisées aujourd'hui en radiothérapie sont des accélérateurs linéaires, qui sont conçus pour produire à la fois des faisceaux de rayons X et des faisceaux d'électrons. Bien qu'il y ait une certaine variation dans la conception entre les différents fabricants, tous les systèmes ont une tête de traitement qui consiste en un ensemble de composantes importantes servant à l'architecture de l'accélérateur, l'élargissement, l'aplatissement, la collimation et le contrôle du débit du faisceau (unité de moniteur).

Récemment, de plus en plus des recherches ont porté sur des nouvelles modalités en radiothérapie utilisant des faisceaux d'électrons, telles que les faisceaux d'électrons d'énergie modulée « Modulated electron radiation therapy (MERT) » et les faisceaux d'électrons d'énergie modulée avec des plaques diffuseurs libres « Scattering Foil Free (SFF) ».

Le MERT utilise de multiples faisceaux de différentes énergies et d'intensité modulée pour fournir une distribution de dose optimisée (A. Eldib et al. 2014; Lihui Jin et al. 2014; A. A. R. Eldib et al. 2010; L. Jin et al. 2008). Plusieurs tentatives ont été faites pour utiliser les collimateurs multi-lames existants pour le faisceau de photons avec quelques modifications apportées à la tête de l'accélérateur linéaire (Blomquist et al. 2002; L. Jin et al. 2008; Karlsson, Karlsson, and Ma 1999). Divers groupes de recherche ont également travaillé sur la conception des collimateurs multi-lames spécifiques pour les électrons, avec des lames minces et qui sont plus proches du patient afin d'obtenir de meilleures propriétés dosimétriques pour des faisceaux d'électrons avec des champs plus petits que ceux réalisés en radiothérapie conformationnelle par modulation d'intensité par faisceaux de photons (RCMI) (Al-Yahya et al. 2005; Al-Yahya, Verhaegen, and Seuntjens 2007; Ma et al. 2000; Kenneth R. Hogstrom et al. 2004). Il a été montré que le MERT est une modalité prometteuse et peut être utile pour une grande majorité de patient, soit pour mieux traiter la maladie, soit pour améliorer la qualité de vie.

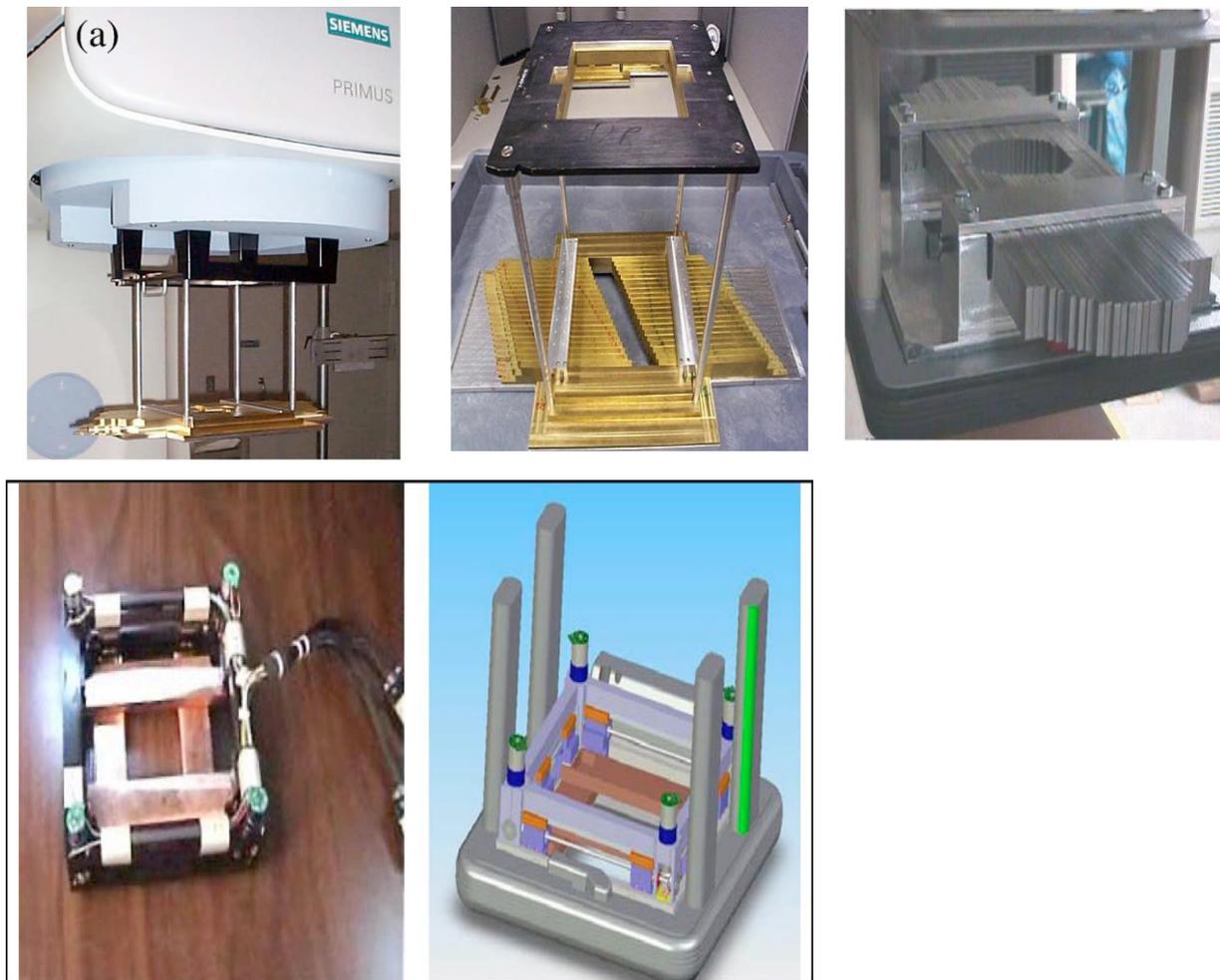


Figure 1-4 : différent types de prototypes d'applicateurs multi-lames conçus pour l'électron thérapie d'énergie modulée.

D'autres approches d'électrons thérapie ont été rapportées dans la littérature : l'électron thérapie conformationnelle à bolus d'électrons, l'électron thérapie conformationnelle d'intensité segmentée et l'électron arc thérapie modulée (Kenneth R. Hogstrom and Almond 2006).

Actuellement, en radiothérapie externe, les faisceaux d'électrons sont souvent utilisés pour traiter les cancers superficiels. L'AAPM Task Group N°70 a décrit plusieurs sites de cancers où les faisceaux d'électrons ont montré leurs avantages (Gerbi et al. 2009).

Les électrons sont souvent utilisés pour la surimpression (« boost ») au niveau des cicatrices chirurgicales en radiothérapie du cancer du sein post-tumorectomie par faisceaux de photons avec des faisceaux tangentiels. L'électrons thérapie d'énergie modulée peut être effectivement utilisée pour améliorer les traitements des doubles parois thoraciques de post-mastectomie en obtenant une meilleure couverture du PTV et tout en épargnant mieux les tissus sains (Salguero et al. 2009; Ludwig et al. 2010), ou pour traiter les carcinomes spinocellulaires (CSC) de la lèvre inférieure (Shokrani, Baradaran-Ghahfarokhi, and Zadeh 2013).

Caivano *et al* 2015 ont trouvé que l'utilisation des faisceaux d'électrons pour traiter la totalité du cuir chevelu est simple et efficace. La technique mixte électrons-photons peut présenter des avantages dans le traitement des tumeurs superficielles de la région tête et cou en réduisant la dose intégrale dans les organes sains voisins (Mu et al. 2004). L'irradiation avec des faisceaux d'électrons pour les patients atteints de rétinoblastome est préférable en termes de protection du cerveau, cette technique permettant de diviser par 3 la dose intégrale dans le cerveau. En outre, l'utilisation des faisceaux d'électrons conjointement aux faisceaux de photons a considérablement réduit les complications tardives associées à l'irradiation craniospinale chez les patients pédiatriques (Hood et al. 2005; Gaspar et al. 1991; Mu et al. 2005).

Ma *et al* 2003 ont effectué une étude dosimétrique comparative entre la technique IMRT, la technique MERT et la technique classique par faisceaux de photons tangentiels pour la radiothérapie du cancer du sein. Cette étude a montré que la technique MERT conduit à une réduction significative de la dose délivrée au cœur et au poumon. Une autre étude a rapporté que l'utilisation de la technique mixte (électrons/IMRT) peut diminuer la dose intégrale dans les tissus sains en comparant, par rapport à l'IMRT seule (Rosca 2012).

1.2.2.2 Caractéristiques physiques et dosimétriques

Dans les faisceaux d'électrons cliniques (thérapeutiques), les caractéristiques dosimétriques peuvent être décrites par deux paramètres : le rendement en profondeur sur l'axe du faisceau et la variation des profils hors l'axe du faisceau en fonction de la profondeur dans le fantôme (Altschuler et al. 1992; Khan et al. 1991).

Tous les deux, le rendement en profondeur et le profil du faisceau, peuvent être affectés par le spectre du faisceau d'électrons. Parmi les facteurs qui peuvent influencer le spectre des électrons

incidents notons : 1) les plaques diffuseurs utilisés pour élargir le faisceau, 2) la chambre d'ionisation du moniteur utilisée pour contrôler le faisceau, 3) le système de collimation incluant les collimateurs primaires et secondaires, 4) l'applicateur d'électrons, et 5) l'insert de cerrobend qui donne la forme finale du faisceau.

La figure 1-5 montre le rendement en profondeur (RP) mesuré. L'accumulation initiale de la dose sur la courbe de RP est suivie par un plateau où la dose arrive à une valeur maximale. La profondeur de la dose maximale R_{100} dépend de la distribution énergétique du faisceau d'électron initial et de la contamination du faisceau par des électrons diffusés de faible énergie provenant du système de collimation. R_{50} est la profondeur à laquelle la valeur du RP est égale à 50% de la dose maximale. Le parcours pratique R_p est défini comme l'intersection entre la tangente au point le plus haut de la partie descendante de la courbe du RP et la courbe de bremsstrahlung extrapolée D_x . Ces paramètres sont les caractéristiques du faisceau d'électrons large, ils doivent être définis pour un champ d'irradiation suffisamment large afin d'assurer l'équilibre des électrons secondaires et diffusés sur l'axe central du faisceau.

Comme l'énergie moyenne des électrons secondaires est faible et l'angle de diffusion moyen aux faibles profondeurs dans l'eau est faible, l'équilibre des électrons diffusés (provenant du faisceau) et secondaires (générés dans le milieu) peut être atteint pour des petites tailles de champs. En générale, le diamètre du champ assurant l'équilibre des électrons secondaires peut être égal à R_p .

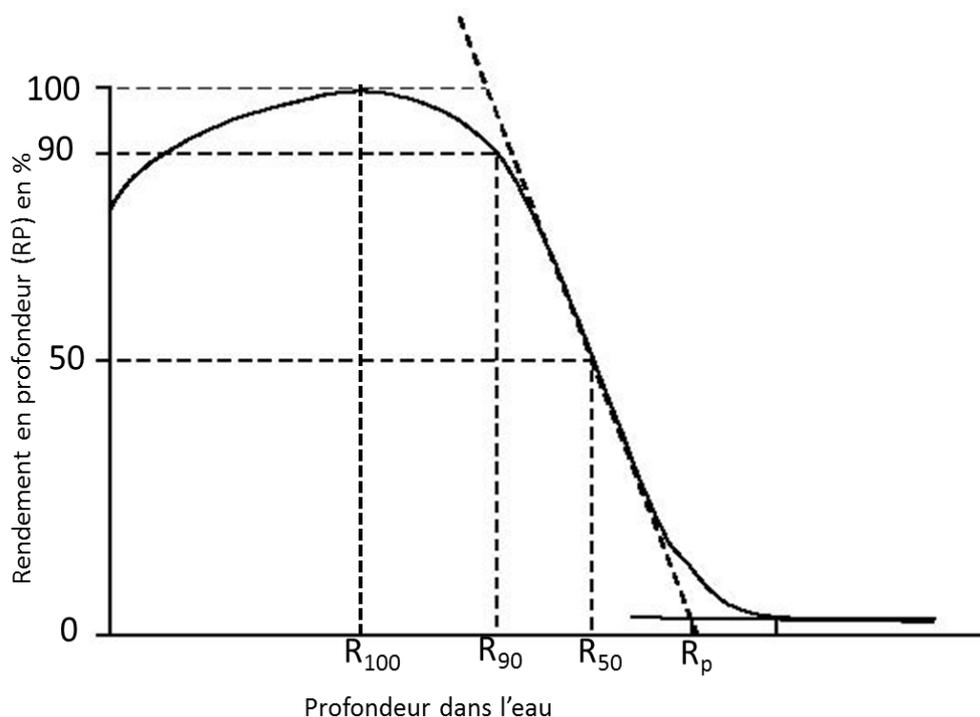


Figure 1-5: Courbe de rendement en profondeur typique d'un faisceau d'électrons. Les parcours dosimétriques sont illustrés

La valeur du parcours thérapeutique R_{90} ou R_{85} n'est pas utile comme caractère dosimétrique, mais elle est importante dans l'utilisation clinique. Elle doit être plus grande que la limite la plus profonde du volume cible.

Des formules pratiques expérimentales liant entre l'énergie et les caractéristiques dosimétriques pour un faisceau d'électron clinique ont été proposées (ICRU83).

Une relation entre l'énergie la plus probable E_p (en MeV) et le parcours pratique en cm R_p a été proposée par Brahme et Svensson (Brahme and Svensson 1976).

$$E_p = 0.22 + 1.98 R_p + 0.0025 R_p^2 \quad (1.1)$$

Cette équation est valable pour des énergies de quelques MeV à 50 MeV.

Une relation importante entre l'énergie moyenne à la surface du fantôme (\bar{E}_0) en MeV et le parcours (R_{50}) en cm, a également été proposée et vérifiée par Brahme et Svensson (Brahme and Svensson, 1976) pour les accélérateurs médicaux, pour une gamme d'énergies allant de 5 MeV à 35 MeV.

$$\bar{E}_0 = 2.3311 R_{50} \quad (1.2)$$

Hardar et al 1967 avaient montré que l'énergie la plus probable (E_p) diminuait linéairement avec la profondeur dans l'eau (z).

$$E_{p,z} = E_{p,0} \left(1 - \frac{z}{R_p}\right) \quad (1.3)$$

Où

$E_{p,z}$: est l'énergie la plus probable à la profondeur z dans l'eau.

$E_{p,0}$: est l'énergie la plus probable à la surface du fantôme d'eau.

R_p : est le parcours pratique.

En outre, avec une approximation acceptable, l'énergie moyenne du faisceau d'électrons diminue linéairement avec la profondeur dans l'eau :

$$\bar{E}_z = \bar{E}_0 \left(1 - \frac{z}{R_p}\right) \quad (1.4)$$

1.2.2.3 Système de collimation

Le système de collimation est conçu pour limiter le faisceau au volume cible, de manière à minimiser l'irradiation des tissus sains avoisinant. Il comprend le collimateur primaire, le collimateur secondaire, les multi-lames, pour les faisceaux de photons, l'applicateur, pour les faisceaux d'électrons.

- **Le collimateur primaire**

Le faisceau émis à partir de la cible de bremsstrahlung, pour les photons, ou la fenêtre de sortie, pour les électrons, est délimité dans un premier temps par le collimateur primaire. Ce collimateur de forme conique est usiné du tungstène. Son ouverture définit la taille maximale du champ circulaire qui sera dans un second temps délimité par le collimateur secondaire. Au-dessous du collimateur primaire, se trouve le filtre égalisateur pour le faisceau de photons, ou le diffuseur pour le faisceau d'électrons, servant à aplatir le faisceau afin d'obtenir une homogénéité du débit sur toute la surface du champ d'irradiation.

- **Le collimateur secondaire**

Le collimateur secondaire se compose de quatre blocs (ou mâchoires) en tungstène ou en plomb. Les deux blocs supérieurs (mâchoires Y) et inférieurs (mâchoires X) délimitent le faisceau dans les directions Y et X respectivement. Le multi-lames additionnel est généralement positionné en dessous des mâchoires X. Pour les accélérateurs linéaires de type Siemens, les mâchoires X sont remplacés par un multi-lames qui joue à la fois le rôle des mâchoires X et de collimateur de multi-lames.

- **L'applicateur d'électron :**

Plusieurs types d'applicateurs ont été conçus pour délimiter le faisceau d'électrons. Les plus anciens avaient deux objectifs : (1) réduire la diffusion des électrons hors champ d'irradiation (2) aplatir le faisceau.

Les applicateurs à parois plats (qui sont parallèles au faisceau) produisent plus d'électrons diffusés par rapport aux applicateurs à diaphragmes verticaux au faisceau.

Pour les applicateurs de type Varian (Figure1-6.a), trois niveaux de diaphragmes offrent une gamme de tailles de champs de 6 cm x 6 cm à 25 cm x 25 cm. Tous les diaphragmes ont une largeur de 5 cm et une épaisseur d'environ 2 cm (bord intérieur) se réduisant à environ 0.2 cm (bord extérieur). La composition en matériaux de tous les applicateurs est la suivante : 8.4% d'aluminium, 1% de cuivre et 0.02% d'alliage de manganèse, zinc.

Pour l'applicateur d'électron variable « *Digital Electron Variable Applicator (DEVA)* », adapté sur le Siemens Primus, une collimation indépendante dans des directions X et Y peut être réglée, avec des tailles de champs allant de 4 cm x 4 cm à 25 cm x 25 cm (Figure1-6.b). Les diaphragmes au premier niveau ont une largeur de 5,1 cm et une épaisseur de 1,2 cm, tandis que les diaphragmes au second niveau ont une largeur de 4,5 cm et une épaisseur de 1,4 cm. Les diaphragmes sont en laiton.

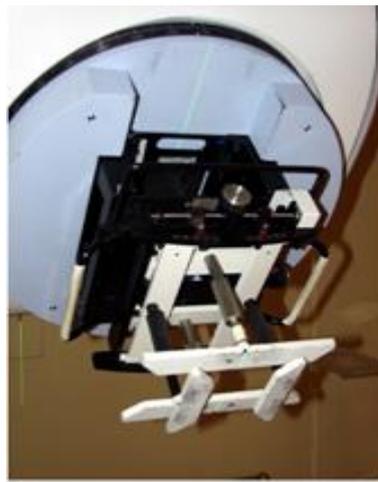
Pour les applicateurs de type Siemens Seri EA3 (Figure1-6.c), adapté sur l'Oncor, quatre niveaux de diaphragmes donnent une gamme discrète de tailles de champs allant d'environ 5 cm de diamètre à 25 cm x 25 cm. Tous les diaphragmes ont une largeur de 5 cm. Le diaphragme au second niveau (à partir du haut) et le diaphragme en bas ont une épaisseur de 1,27 cm. Tandis que, le troisième diaphragme à partir du haut a une épaisseur 1.57cm. L'applicateur est fabriqué en un alliage

de laiton. Pour tous les applicateurs, la plaque, au plus haut niveau, est fabriquée d'un alliage d'aluminium, avec une épaisseur de 0,66 cm.

Pour les applicateurs de type Siemens Seri EA200 (Figure1-6.d), Chaque applicateur est constitué d'une plaque supérieure au niveau du support de plateau d'accessoires de la tête de traitement, quatre parois latérales, et un diaphragme en bas. Chaque paroi latérale est composée de trois régions principales: (i) la région A est la zone en haut, avec aucun mur physique et commence à partir de la plaque supérieure vers le bas à une longueur de 9 cm; (ii) la région B est au milieu de la paroi latérale qui se compose d'un véritable mur physique en aluminium et présente une longueur de 19.4cm; (iii) la zone C a une longueur de 8.6 cm, elle est sans paroi(Yeboah et al. 2010).



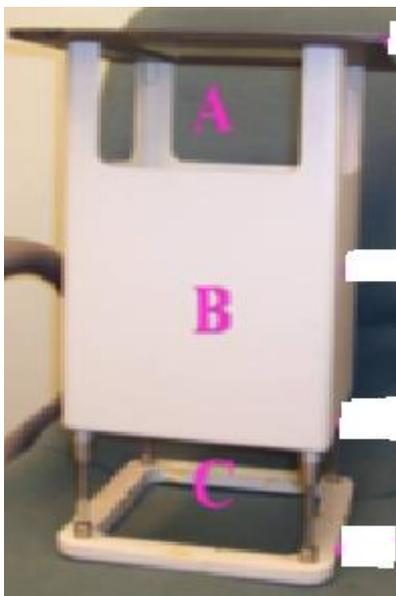
(a)



(b)



(c)



(d)



(e)



(f)

Figure 1-6 : Les différents types d'applicateurs : (a) Varian moderne (b) Siemens DEVA, (c) Siemens-série EA3, (d) Siemens-seri EA200 et (e) Elekta (f) Varian ancien

1.2.2.4 Composantes du faisceau d'électrons

Lorsqu'un faisceau d'électrons quitte la fenêtre de sortie dans la tête de l'accélérateur, il subit deux phénomènes physiques principaux, le freinage (bremsstrahlung) et la diffusion, en raison de l'interaction avec les matériaux présents dans l'espace entre la fenêtre de sortie et le patient, tels que les feuilles diffuseurs, l'air, les mâchoires et l'applicateur avec ses inserts. Par conséquent, des particules secondaires telles que des photons et des électrons diffusés sont produites. Lorsque le faisceau d'électron atteint la surface du patient, il est composé de trois composantes principales : les électrons primaires (ψ_{EP}), les électrons diffusés (ψ_{ED}) et les rayonnements de freinage (bremsstrahlung) (ψ_{BS}).

$$\psi_{tot} = \psi_{EP} + \psi_{ED} + \psi_{BS} \quad (1.5)$$

$$\psi_{tot} = \alpha_{EP}\psi_0 + \beta_{ED}\psi_0 + \gamma_{BS}\psi_0 \quad (1.6)$$

Cette formule s'applique dans et en dehors du champ d'irradiation. Le modèle qu'on recherche doit permettre de déterminer les paramètres $\alpha_{EP}, \beta_{ED}, \gamma_{BS}$

1. Electrons primaires

Les électrons primaires sont tous les électrons sortant des plaques diffuseurs et arrivant à la surface du patient sans interactions avec le système de collimation. La distribution latérale de ces électrons peut être décrite totalement par une gaussienne (ICRU1984).

En pratique, la distribution gaussienne suppose que le faisceau d'électrons n'est pas délimité par le système de collimation, afin d'éviter la perturbation de la distribution latérale de la fluence énergétique par la présence du système de collimation, on subdivise le trajet du faisceau d'électrons en plusieurs niveaux (ou plans) dont les localisations correspondent aux régions où le faisceau subit une diffusion importante (diffuseurs), ou bien une collimation significative (mâchoires, applicateur, insert) comme c'est montré dans la figure 1-7. Par conséquent, la distribution latérale de la fluence énergétique d'un faisceau d'électrons en présence du système de collimation au niveau (n) est donnée par l'équation suivante (Kainz et al. 2005) :

$$\psi_0(r, z) = \frac{1}{\prod_{i=0}^n 2\pi r_i^2} \exp\left(-\frac{\rho_0^2}{r_0^2} - \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^{m_i} \frac{\left(r_i - \left(\frac{z_i}{z_{i-1}}\right) \rho_{i-1,j}\right)^2}{r_i^2}\right) \quad (1.7)$$

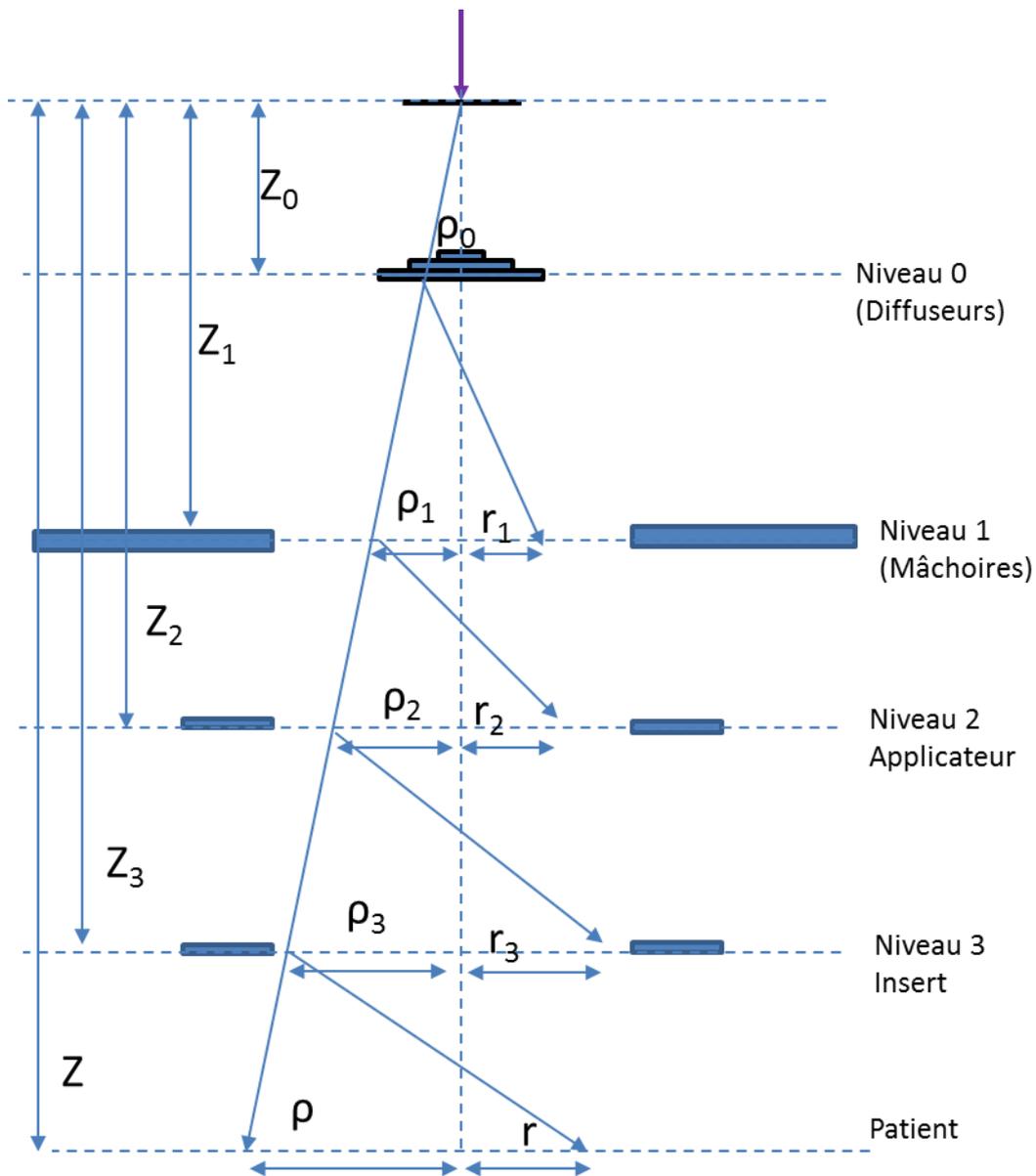


Figure 1-7: Représentation schématique des paramètres géométriques du modèle du calcul de la distribution latérale de la fluence énergétique du faisceau d'électrons en présence du système de collimation.

Où :

i : l'indice du niveau (i), n : le nombre de niveaux.

j : l'indice du pixel, m_i : le nombre de pixels dans le niveau (i).

$\overline{r_i^2}$: la moyenne des carrés de l'élargissement latéral des électrons arrivant au niveau (i), donnée pour différents niveaux par les équations suivantes :

$$\overline{r_0^2} = \int_0^{z_1} T(u)(z_0 - u)^2 du \text{ si } z_0 \gg t_{pri} \text{ on peut écrire } \overline{r_0^2} \text{ comme suivant :}$$

$$\overline{r_0^2} = T_{pri} t_{pri} \times z_0^2 + \frac{1}{3} T_{air} \times z_0^3 \quad (1.8)$$

$$\overline{r_1^2} = T_{sec} t_{sec}(\rho_0) \times (z_1 - z_0)^2 + \frac{1}{3} T_{air} \times z_1 (z_1 - z_0)^2 \quad (1.9)$$

$$\overline{r_2^2} = \frac{1}{3} T_{air} \times z_2 (z_2 - z_1)^2 \quad (1.10)$$

$$\overline{r_3^2} = \frac{1}{3} T_{air} \times z_3 (z_3 - z_2)^2 \quad (1.11)$$

$$\overline{r_4^2} = \frac{1}{3} T_{air} \times z (z - z_3)^2 \quad (1.12)$$

Où T_{pri} , T_{sec} sont les pouvoirs d'arrêt de diffusion des diffuseurs primaires et secondaires, T_{air} est le pouvoir d'arrêt de diffusion de l'air. t_{pri} , t_{sec} sont les épaisseurs des diffuseurs primaires et secondaires.

2. Electron diffusés (secondaires)

Les électrons diffusés résultent de collisions élastiques avec le noyau et inélastique avec les électrons. Dans les faisceaux larges utilisés en clinique, trois principaux phénomènes de diffusion sont à considérer (Lax and Brahme 1980).

- Diffusion par l'air :

La présence d'air doit être considérée, en particulier pour les énergies inférieures à 20 MeV, en raison du pouvoir de diffusion significatif de l'air à ces énergies qui influence fortement les trajectoires des électrons. Ce problème a été étudié en détail par Brahme (1971, 1977). La distribution du faisceau dans l'air est totalement décrite par une distribution gaussienne, sans distinction entre les électrons primaires et les électrons diffusés par l'air.

- Diffusion par les parois du système de collimation (rétrodiffusion):

La paroi de l'applicateur engendre des électrons diffusés légèrement déviés de leur direction initiale (Briot et al. 1973). Ce phénomène a été analysé en détail par plusieurs auteurs (Mandour & Harder 1975, Mandour 1978 et (Ebert and Hoban 1995; Ebert and Hoban 1996). Il est moins important lorsque les parois du collimateur et la source d'électrons effective sont bien alignés, la taille de la source effective est petite. Dans ces conditions cette composante a pratiquement des caractéristiques identiques au faisceau principal (Lax and Brahme 1980). Cependant, Lorsque les parois du collimateur ne sont pas parallèles aux trajectoires des électrons primaires, la diffusion par les parois peut affecter significativement la distribution angulaire des électrons atteignant la surface irradiée. Cela explique la forme de la courbe de variation du facteur d'ouverture de collimateur pour un faisceau d'électrons (Brahme, 1978 et Ebert et al 1995, 1996). Cela augmente la dose absorbée à la surface et va déplacer maximum de dose vers la surface (Brahme, 1978). La diffusion par les parois

effet a été étudiée expérimentalement par le groupe de Van Der Laarse (Van Der Laarse et coll., 1978). (cf. Mandour & Harder, 1975 et Ebert et al 1995, 1996).

Ebert et al 1995 ont étudié ce phénomène par simulation Monte Carlo pour un faisceau d'électron de 12 MeV incident sur un bloc semi-infini. Ces auteurs ont mis en évidence que l'angle d'incidence du faisceau primaire a une influence notable sur le profil de la fluence des électrons diffusés. L'influence de l'angle d'incidence est significative près de la paroi et négligeable loin (figure 1-9). Par conséquent la contribution des électrons diffusés par les parois peut être considérée comme négligeable à distance du champ d'irradiation. Le spectre énergétique des électrons diffusés également été étudié par Ebert et al (1995). Comme le montre la figure 1-8, le spectre a été étudié dans deux points différents se situant à la même distance du bloc, le premier point (A) est au-dessous du bloc, le second point (B) est en face du bloc, Ils ont trouvé que le spectre au point A est similaire à celui du faisceau primaire. Cependant, ce spectre pour le point B est totalement différent à celui du faisceau primaire.

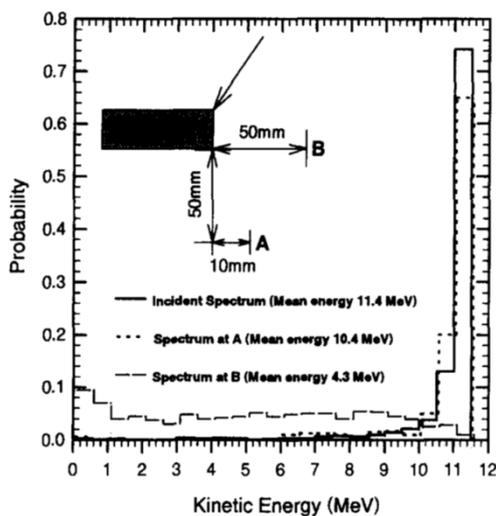


Figure 1-8 : Comparaison des spectres énergétiques des électrons diffusés aux positions A, B avec le spectre des électrons incidents pour une énergie de 12 MeV. (Ebert et al 1996)

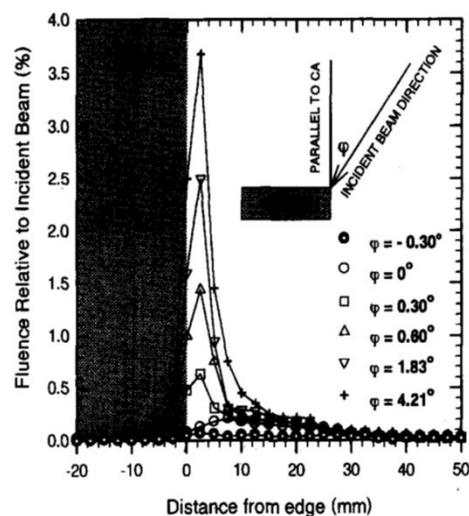


Figure 1-9: Variation du profil de la fluence des électrons diffusés en fonction de l'angle d'incidence du faisceau primaire, pour une énergie de 12 MeV. (Ebert et al 1995)

Cela implique l'existence d'autre phénomène physique important qui engendre des électrons diffusés avec des angles de diffusion plus grands et des énergies plus faibles (Lax and Brahme, 1980).

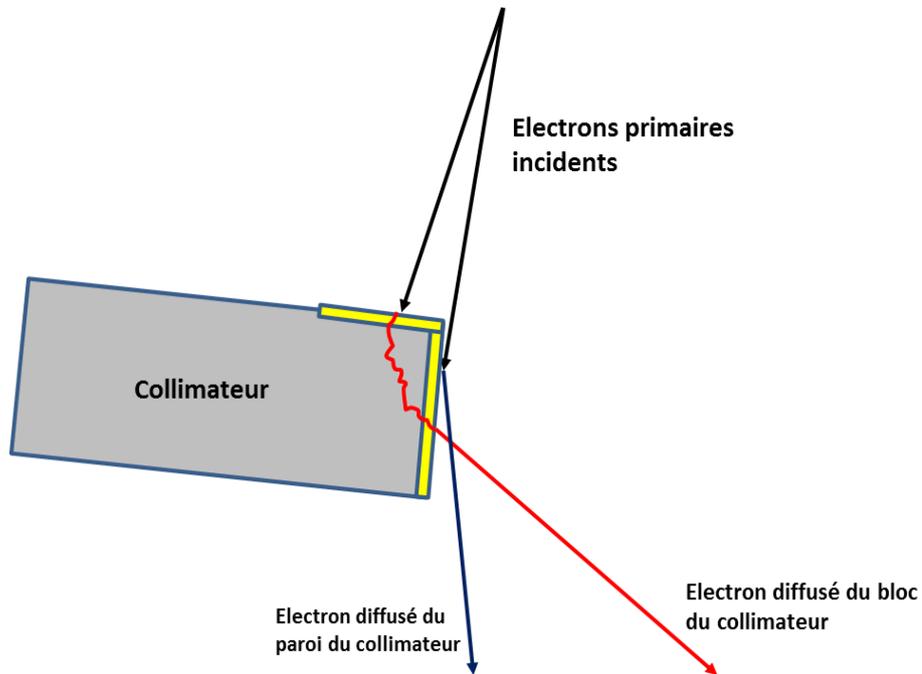


Figure 1-10 : Représentation schématique des deux composantes des électrons diffusés par le collimateur, (flèche bleu) les électrons diffusés par la paroi et (flèche rouge) les électrons diffusés par le bloc du collimateur.

- Diffusion par les blocs du système de collimation :

Ce phénomène est dû au grand nombre d'électrons qui peuvent entrer dans le volume du collimateur et ne sont pas arrêtés mais ils sont diffusés avec un grand angle de diffusion à travers la paroi du collimateur (figure 1-10). Ce phénomène a été analysé en détail par Lax et Brahme (1980). Comme le montre la figure 1-11, l'approche de ces auteurs a consisté à séparer, par des mesures, les électrons diffusés par la paroi du bloc et ceux diffusés par le bloc, en faisant varier la surface de la paroi.

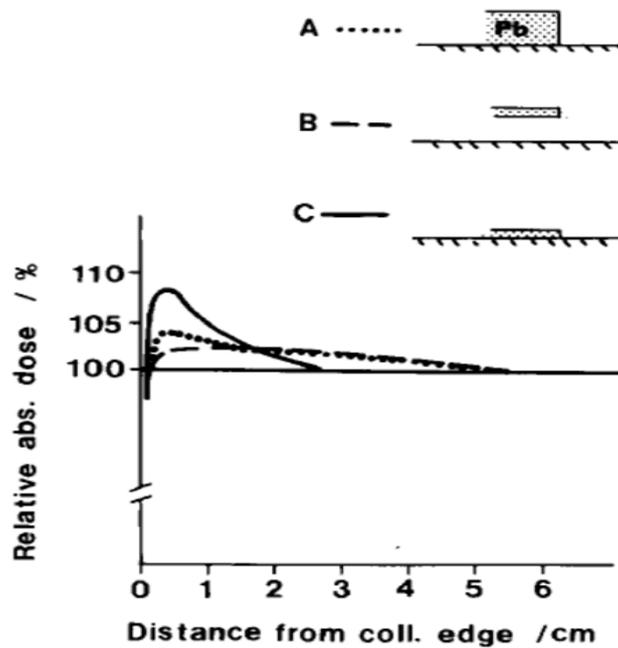


Figure 1-11 : Dose absorbée relative dans l'eau issue des électrons diffusés par le côté du bloc du collimateur en plomb en fonction de l'épaisseur du bloc A : 25 mm d'épaisseur positionné à la surface de l'eau, B : 6 mm d'épaisseur positionné à 19 mm de la surface de l'eau et C : 6 mm d'épaisseur positionné à la surface de l'eau. (Lax et Brahme (1980)).

Ces auteurs ont évalué théoriquement l'énergie moyenne des électrons diffusés, qui était de 40% de l'énergie du faisceau primaire. Ces électrons de contamination participent largement à la dose à distance en raison de leur grand angle de diffusion.

3. Rayonnements de freinage (bremsstrahlung)

Les rayonnements de freinage sont produits lorsque les électrons interagissent de manière inélastique avec les noyaux des atomes. Pour un faisceau d'électrons, les rayonnements de freinage se produisent dans les différentes structures de la tête de l'accélérateur. Pour les accélérateurs linéaires équipés de plaques diffuseurs, les plaques diffuseurs représentent la principale source de rayonnements de freinage.

Timothy C. Zhu et al (2000) ont étudié cette composante dans le champ d'irradiation en la séparant en trois parties : 1) les rayonnements de freinage provenant de la tête de l'accélérateur (plaques diffuseurs, moniteur, mâchoires). 2) les rayonnements de freinage provenant de l'applicateur et de l'insert de cerrobend. 3) les rayonnements de freinage se produisant dans le fantôme (patient). Pour un faisceau d'électron de 22 MeV, la dose due aux rayonnements de freinage représente moins de 10% de la dose maximale. La dose due aux rayonnements de freinage provenant de l'applicateur peut atteindre à 10-30 % de la dose totale due aux rayonnements de freinage. La dose due aux

rayonnements de produits dans le fantôme peut atteindre 20% de la dose totale due aux rayonnements de bremsstrahlung pour les énergies >20 MeV.

4. Les rayonnements neutroniques

Les neutrons dans le faisceau d'électron peuvent être produits indirectement par les électrons primaires. Cela signifie que les électrons primaires engendrent d'abord des rayonnements de freinage, puis, ces photons interagissant avec les matériaux présents dans la tête de l'accélérateur peuvent engendrer des neutrons.

Toutefois, dans le champ d'irradiation, la contribution des neutrons de contamination à la dose reste relativement faible et peut être négligée. Cependant, pour les énergies supérieures à 18 MeV, cette dose peut être considérable en dehors du champ d'irradiation. Biltekin *et al* 2015 ont montré que la dose équivalente due aux neutrons est d'environ 13 $\mu\text{Sv}/\text{Gy}$ sur l'axe central du faisceau et d'environ 1,5 $\mu\text{Sv}/\text{Gy}$ à 10 cm de l'axe, pour un faisceau de 18MeV. Une étude plus récente par (Cardenas et al. 2016)) a rapporté une dose équivalente de 61 $\mu\text{Sv}/\text{Gy}$ sur l'axe du faisceau pour un faisceau de 20MeV et une taille de champ de 10 cm x 10 cm, et de 2264 $\mu\text{Sv}/\text{Gy}$ pour 18 MeV et une taille de champ de 4 cm x 4 cm. D'après ces études, l'estimation de la dose de neutrons dans les faisceaux d'électrons est important pour assurer une estimation plus précise des doses reçues par les tissus sains, en particulier pour les énergies supérieures à 18 MeV.

1.2.3 Dose à distance issue des faisceaux d'électrons

Dans la littérature, il n'existe pas des modèles analytiques pour calculer la dose à distance due aux faisceaux d'électrons, l'ensemble des travaux rapportés utilisent la simulation Monte Carlo. La majorité des études portant sur la dose à distance des faisceaux d'électrons sont des travaux expérimentaux.

1.2.3.1 Origines de la dose à distance

Une étude de monte Carlo détaillée menée par (Shimozato et al. 2013) a montré que la dose reçue hors applicateur provient principalement des particules secondaires générées au niveau de l'applicateur. Il s'agit principalement des rayonnements de freinage, des électrons diffusés et des neutrons, comme l'illustre la figure 1-12.

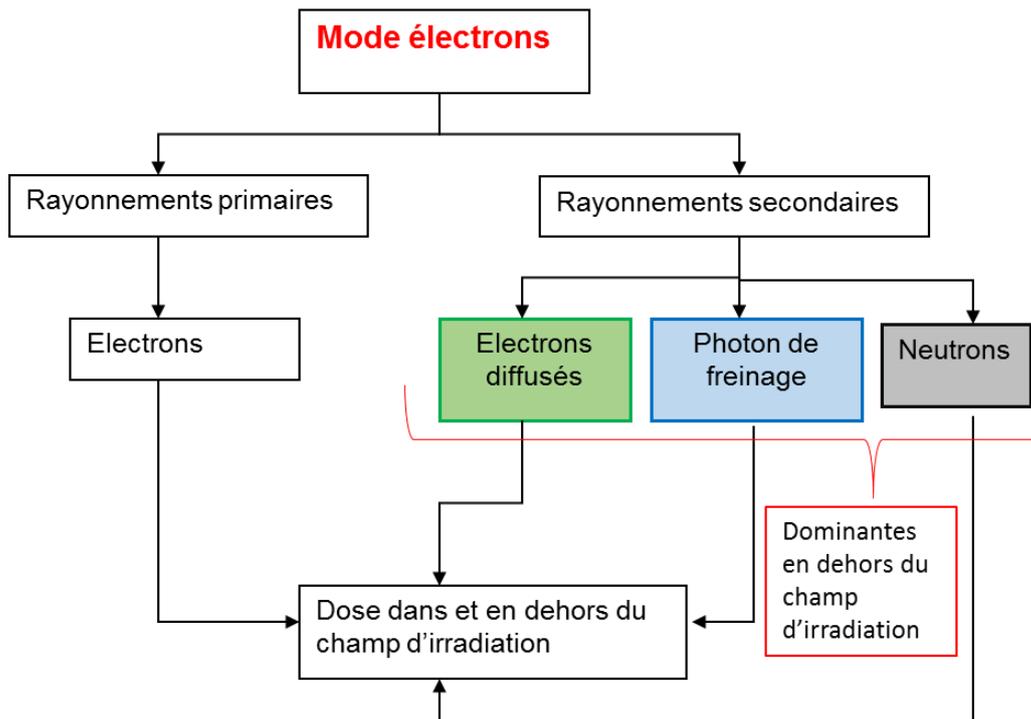


Figure 1-12 : représentation schématique des différentes composantes des rayonnements constituant le faisceau d'électron produit par l'accélérateur linéaire.

1.2.3.2 Evaluation expérimentale de la dose à distance

Pennington, Jani, and Wen (1988) ont étudié les rayonnements de fuite des applicateurs d'électrons Varian 2500 (numéro de série 18). Ces auteurs ont montré qu'il existe une fuite significative surtout pour l'applicateur 6 cm x 6 cm et l'énergie de 12 MeV qui peut atteindre 6.5% de D_{max} . Les rayonnements de fuite ont été mesurés sur le côté de chaque cône et dans le plan du patient pour une DSP de 100 cm. Afin de localiser la distribution spatiale des rayonnements de fuite sur le côté du cône, les auteurs ont utilisé un film dosimètre (Kodak X-OMAT, TL) fixé sur la surface du cône.

Chow and Grigorov (2006) ont étudié la dose périphérique en dehors des applicateurs d'électrons sur un accélérateur linéaire (Varian 21 EX). Pour mesurer les profils de dose périphérique, un fantôme solide d'eau a été utilisé avec des films (Kodak TL) calibrés. Une dose maximale de 1.5 % de D_{max} a été observée pour le faisceau de 4 MeV à l'extérieur de l'applicateur à la distance de 12 cm de l'axe central du faisceau (figure 1-13). Cependant cette dose maximale était plus faible pour le faisceau de 6 MeV et était négligeable pour les énergies plus élevées. La variation des profils de dose périphériques en fonction de la profondeur était négligeable pour les profondeurs de 0.2, 0.5 et 1 cm. De plus, pour le faisceau de 4 MeV, les doses et les profils périphériques ont été mesurés en faisant varier l'angle d'obliquité et la taille de l'applicateur. La dose maximale augmente en fonction de l'angle d'obliquité

d'environ 3% par degrés. La position de la dose maximale se déplace également de 7 mm vers l'axe du faisceau lorsque l'angle d'obliquité varie de 0 à 15°.

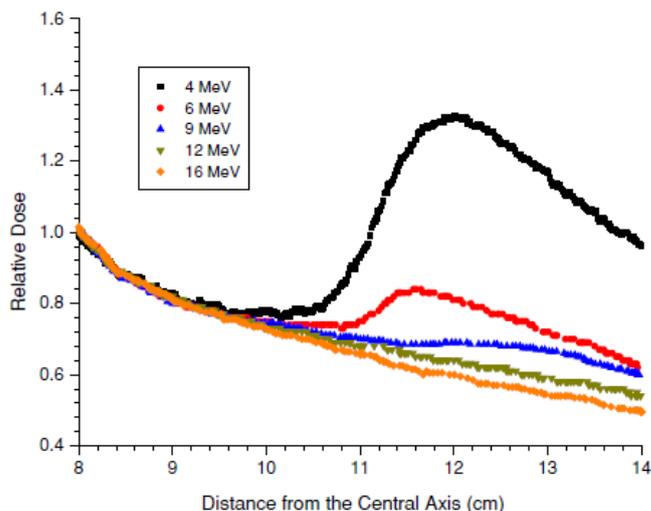


Figure 1-13 : Profils de doses à distance pour les énergies de 4 MeV, 6 MeV, 9 MeV, 12 MeV et 16 MeV, pour l'applicateur varian 10 cm x 10 cm, à la profondeur de 0.2 cm ((Chow and Grigorov 2006)).

Yeboah *et al* (2010) ont quantifié les rayonnements de fuite de l'applicateur d'électron (série EA200) sur un accélérateur Siemens Primus. Dans un premier temps, les mesures de la fuite des applicateurs de 10 cm x 10 cm à 25 cm x 25 cm ont été effectuées en fonction de la distance verticale le long de l'applicateur, à une distance latérale de 2 cm du bord de l'applicateur. Ces mesures ont été effectuées avec une chambre d'ionisation cylindrique équipée d'un capuchon de 1cm équivalent eau pour les énergies allant de 6 MeV à 18 MeV. Les mesures ont été normalisées à l'ionisation maximale sur l'axe. Les fuites maximales dans l'air étaient de 17% et 14% pour les applicateurs 10 cm x 10 cm et 20 cm x 20 cm, respectivement. Ces maxima ont été obtenus pour le faisceau de 18 MeV. La dose à distance mesurée à la profondeur de 1 cm dans l'eau, dans le plan du patient était élevée, elle variait de 0.8% à 5% de D_{max} à 7 cm du bord du champ et augmentait avec l'énergie du faisceau et la taille de l'applicateur (figure 1-14).

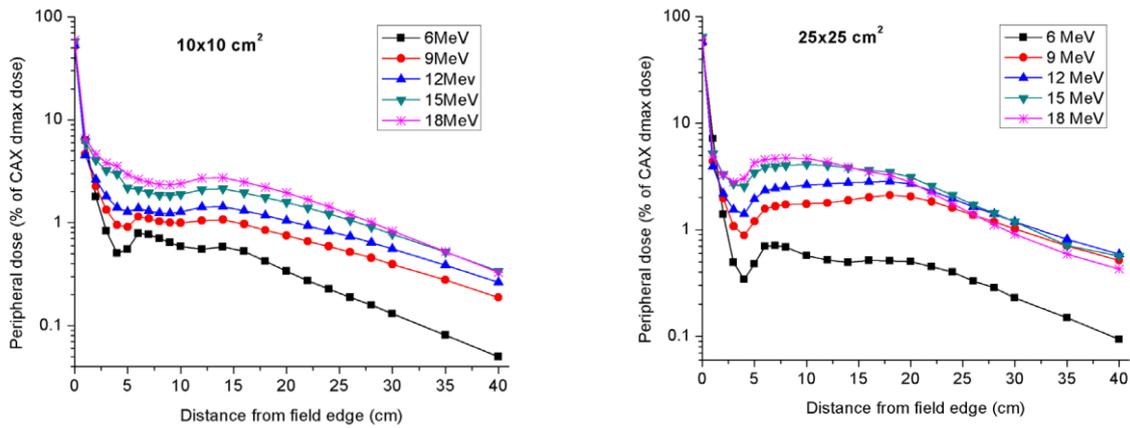


Figure 1-14 : Variation de la dose à distance en fonction de la distance au bord du champ d'irradiation pour (à gauche) un applicateur 10 cm x 10 cm et (à droite) un applicateur 25 cm x 25 cm (Yeboah et al. 2010).

Iktueren et al. (2012) ont également étudié la dose périphérique hors l'applicateur pour des faisceaux d'électrons produits par un accélérateur linéaire Oncor et comparée avec les données du système de planification de traitement (TPS). Les profils de dose ont été mesurés en utilisant un fantôme constitué de plaque équivalent-eau et une chambre d'ionisation à plaques parallèles (A Markus ion chamber PTW-New York Corp., Hicksville, NY, USA, PTW Unidos dosimetry system).

Ces auteurs ont rapporté que, pour une énergie de 6 MeV, la dose maximale reçue hors applicateur (à 9 cm au bord du champ) est dans une fourchette de 0.7 à 1.75 Gy, pour une dose maximale sur l'axe du faisceau est de 50 Gy. La dose hors applicateur augmente avec la taille du champ et diminue en fonction de la profondeur et de la distance à l'axe du faisceau (figure 1-15).

Pour le faisceau de 9 MeV, la dose maximale hors applicateur (à 7 cm au bord du champ) est dans une fourchette de 0.9 à 1.15 Gy, pour une dose maximale sur l'axe du faisceau de 50 Gy. Elle augmente avec la taille du champ et diminue en fonction de la profondeur et de la distance à l'axe du faisceau.

Pour le faisceau de 15 MeV, la dose maximale reçue hors applicateur (à 5 cm au bord du champ) est dans une fourchette de 1.55 à 2 Gy, pour une dose maximale sur l'axe du faisceau de 50 Gy. Elle augmente avec la taille du champ et diminue en fonction de la profondeur et de la distance à l'axe du faisceau.

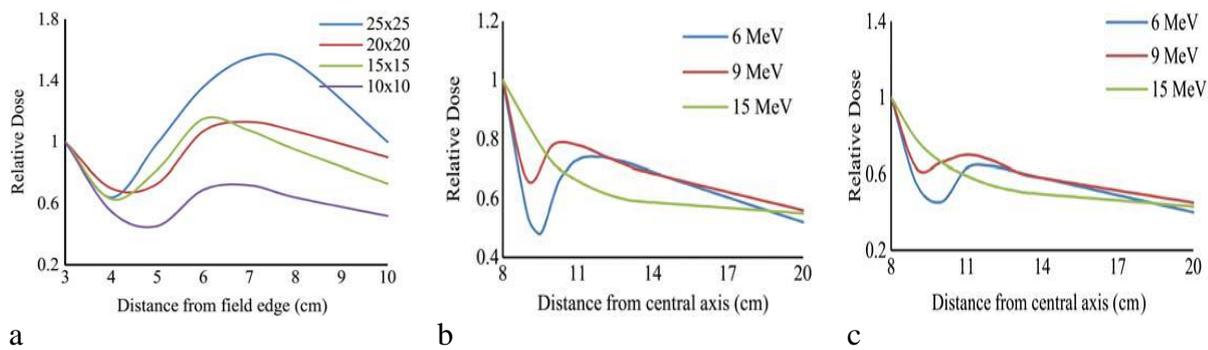


Figure 1-15 : Dose relative en fonction de la distance au bord du champ d'irradiation (a) pour un faisceau de 6 MeV et différentes tailles d'applicateurs (b et c) pour l'applicateur 10 cm x 10 cm et différentes énergies aux profondeurs de 0.2 et 1 cm, respectivement ([Iktueren et al. 2012]).

Shimozato *et al* (2013) ont étudié la dose à distance en dehors du champ d'irradiation pour un applicateur de type Varian, Clinac 2100CD (Varian Medical Systems, Palo Alto, CA, USA). La dose et la fluence en dehors du champ d'irradiation ont été analysées par simulation de Monte-Carlo. Les différences entre les résultats des calculs et les données mesurées dans un fantôme d'eau avec une chambre d'ionisation étaient inférieures à $\pm 1\%$, à la profondeur de 0.5 cm dans l'eau et à la profondeur de la dose maximale. La fluence calculée a été analysée à l'intérieur et à l'extérieur du champ d'irradiation. La variation de l'énergie des électrons affecte la distribution de la fluence à l'extérieur du champ d'irradiation, mais la taille de l'applicateur n'a qu'un effet faible sur cette distribution. Les résultats de la simulation de Monte Carlo confirment que la dose en dehors du champ d'irradiation est significativement affectée par les rayonnements diffusés ou transmis à partir de l'applicateur, et l'effet augmente avec l'énergie des électrons.

Les distributions de la dose mesurées en dehors de l'applicateur 10 cm x 10 cm à la 5 cm de profondeur dans le fantôme d'eau (SSD=100cm) pour des faisceaux d'électrons de 4 et 6 MeV présentent des pics à environ 12 cm de l'axe. Leur étude a montré que les doses à l'extérieur de l'applicateur sont dues principalement aux rayonnements transmis ou diffusés par les mâchoires secondaires et l'applicateur.

1.2.3.3 Dosimètres susceptibles d'être utilisés pour la mesure de la dose à distance

1. Les détecteurs de Thermoluminescents (TLDs)

Depuis plusieurs recherches ont été effectuées afin de mieux comprendre et d'améliorer les caractéristiques de ces matériaux et ainsi que de développer des nouveaux matériaux (TL). A présent,

la dosimétrie par dosimètres thermoluminescents (TLD) est une technique bien établie dans plusieurs domaines d'application telle que la dosimétrie personnelle, la dosimétrie environnementale et la dosimétrie clinique.

Les dosimètres TLDs sont des dosimètres passifs, ils doivent être calibrés à l'aide d'une chambre d'ionisation de référence dans les conditions de référence afin de remonter du signal à la dose absolue.

- La dépendance à l'énergie :

La réponse du TLD dépend de l'énergie du faisceau. Cependant, il y a un désaccord dans la littérature en ce qui concerne la dépendance énergétique de la réponse du TLD pour des faisceaux d'électrons par rapport au cobalt-60. Certains ont trouvé que la sensibilité du TLD pour les faisceaux d'électrons diminue de 10% par rapport à celle obtenue pour le cobalt-60, alors que certains ont observé que la sensibilité ne diminue pas. (Khan1991.)

Plusieurs études ont essayé d'interpréter la dépendance à l'énergie par le fait que le TLD peut se comporter comme une cavité. D'où, le théorème de cavité de Berlin a été appliqué afin d'évaluer la variation de la réponse du TLD avec l'énergie (Almond and McCray 1970; Holt, Edelstein, and Clark 1975; Ogunleye and Fregene 1981).

Selon ce théorème, La dose absorbée par le matériau du TLD est donnée par l'équation suivante :

Pour la composante de photons :

$$\frac{D_{LiF}}{D_{eau}} = d \left(\frac{S}{\rho} \right)_{eau}^{LiF} + (1 - d) \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{eau}^{LiF} \quad (1.13)$$

Pour la composante d'électrons :

$$\frac{D_{LiF}}{D_{eau}} = \left(\frac{S}{\rho} \right)_{eau}^{LiF} \quad (1.14)$$

D_{LiF} : la dose absorbée dans la matière de TLD

D_{eau} : la dose absorbée dans l'eau

d : un paramètre dépendant du volume de la cavité de Berlin et de l'énergie du faisceau

$\left(\frac{S}{\rho} \right)_{eau}^{LiF}$: le rapport entre le pouvoir d'arrêt massique de la matière de LiF et de l'eau

$\left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{eau}^{LiF}$: le rapport entre le coefficient d'atténuation massique de la matière de LiF et de l'eau.

Une étude récente par Monte Carlo a indiqué que la variation de la réponse du TLD en fonction de l'énergie des photons peut atteindre 40% comme le montre la figure 1-16 (Scarboro et al. 2011b).

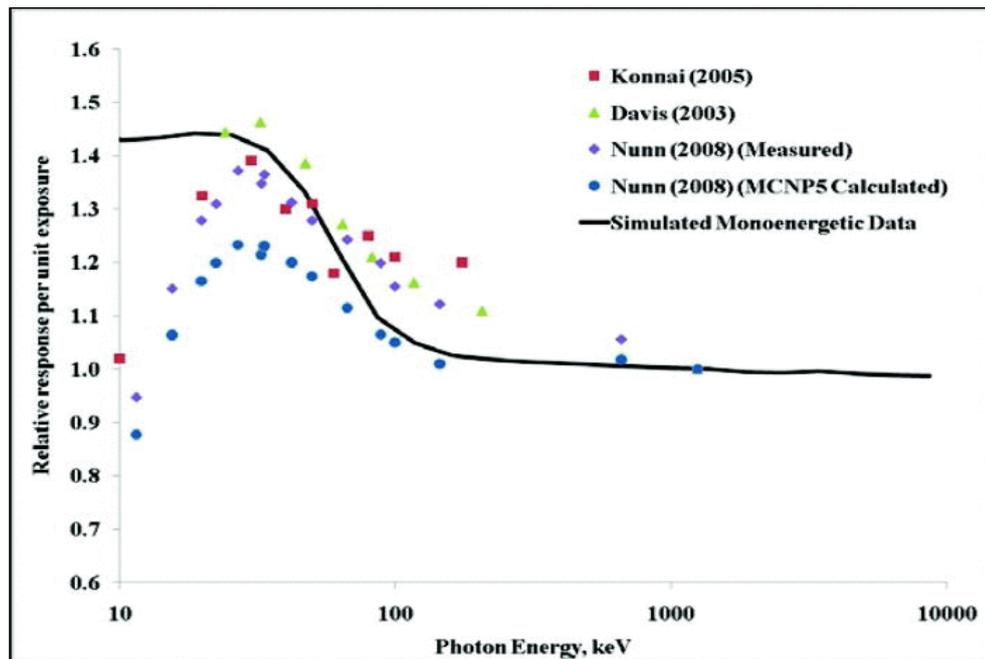


Figure 1-16 : Variation de la réponse du TLD en fonction de l'énergie des photons (Scarboro et al 2011).

- La sensibilité :

La sensibilité est définie comme le signal de TLD par l'unité de dose absorbée et par l'unité de masse. Elle dépend du système de lecture, le processus de régénération du matériel, la forme physique du dosimètre, le type et l'énergie du faisceau.

- La linéarité :

Les matériaux thermoluminescents montrent une réponse linéaire jusqu'à une dose de 200 cGy puis une réponse supra-linéaire.

- La régénération :

Comme les TLDs peuvent être réutilisés, il faut une procédure de régénération après chaque utilisation. En fait, cette procédure a plusieurs objectifs : 1) vider tous les pièges électroniques résiduels. 2) ré-établir les imperfections de l'équilibre thermodynamique.

- Les limitations de détection :

La gamme de doses dans laquelle les TLDs sont utiles pour des objectifs dosimétriques est l'intervalle où leur réponse est linéaire avec la dose. Cela signifie que le niveau bruit du fond présente la limite inférieure de détection alors que la fin de la zone linéaire représente la limite supérieure.

- Le fading :

C'est la perte involontaire du signal du TLD pendant la période allant du temps d'irradiation au temps de la lecture. Il cause une sous-estimation de la dose absorbée. En général, le fading ne doit pas dépasser 5%.

2. Les diodes

Les dosimètres semi-conducteurs (diodes) sont plus sensibles et plus petits que les chambres d'ionisation. Ils sont surtout utilisés pour la dosimétrie in-vivo ou pour la dosimétrie des mini faisceaux. Les diodes présentent une dépendance en énergie et une dépendance à l'angle d'incidence (Rosenberg 2008). Ils peuvent être utilisés directement pour mesurer le rendement en profondeur dans les faisceaux d'électrons sans des corrections du signal demandées du fait de la variation de l'énergie avec la profondeur (Khan et al. 1991).

3. Les détecteurs OSLD

Les dosimètres OSL (*Optically Stimulated Luminescent Dosimeter (OSLD)*) s'appuient sur un principe physique similaire à celui des TLDs. Sauf que pour les OSLs, on utilise un laser pour stimuler les signaux absorbés au lieu de la température. Ces dosimètres présentent une dépendance en énergie plus grande que les TLDs ou les diodes. Ils ont une bonne sensibilité et sont petits. Le tableau suivant montre une comparaison entre les dosimètres TLDs, OSLDs et les diodes.

Table 1-1 : comparaison des caractéristiques des dosimètres DTLs, OSLDs et des Diodes.

Dosimètre	DTL	OSLD	Diode type-p
Dépendance à l'énergie	+	++ (pour faible énergie)	+
Dépendance à l'angle d'incident	-	+	++
Sensibilité	+	+	+
Petit volume	+	+	+

4. Les films

Les films de dosimétrie ont été utilisés pour la mesure des radiations depuis la découverte de rayons X. Néanmoins l'utilisation des films radiographiques pour la radioprotection a été mise en place depuis les années 1940s, et depuis les années 1950s les films ont été utilisés pour des mesures de rendements en profondeur et des mesures d'isodoses dans les faisceaux (Cheng and Das 1996).

La variation de la densité optique en fonction de l'exposition est représentée par une courbe sensitométrique. Dans les mesures relatives de la dose, la densité optique peut être proportionnelle à la dose sans corrections supplémentaires, car le rapport du pouvoir d'arrêt en collision de l'émulsion et de l'eau varie peu avec l'énergie des électrons. Cependant, pour les photons de faible énergie, les films présentent une grande dépendance à l'énergie qui les rend inappropriés à l'utilisation dans ce domaine du spectre (Cheng and Das 1996).

Le film peut être un des meilleurs détecteurs pour estimer la distribution spatiale de la dose en 2D, la résolution dosimétrique est seulement limitée par la taille du grain et la taille de l'ouverture de densitomètre optique. La lecture des films peut être répétée plusieurs fois et fournir des données dosimétriques archivées. Les films peuvent être découpés en différentes tailles et formes, ce qui les rend adaptables à différentes applications dosimétriques. Vu l'épaisseur très mince du film, il peut être traité comme une cavité de Bragg-Gray. Le film EBT peut être utilisé pour déterminer le rendement en profondeur pour les faisceaux d'électrons sans besoin de corrections supplémentaires, du fait du changement de l'énergie des électrons en fonction de la profondeur (Su et al. 2007).

Malgré de tous ces avantages, l'utilisation du film reste limitée pour plusieurs raisons : la dépendance en l'énergie (faible énergie), la dépendance à l'orientation de scanner, le film de dosimétrie est également une méthode très empirique, en raison des mécanismes complexes pour transformer l'énergie absorbée en densité optique impliquant plusieurs étapes physiques et chimiques largement inconnus (Dutreix and Dutreix 1969).

Deux types principaux des films de dosimétrie sont utilisés dans le domaine de radiophysique médicale : les films radiographiques et les films radiochromiques. Dans ce travail, nous allons nous focaliser sur les films radiochromiques.

Le film radiochromique :

Le film radiochromique (EBT) a été introduit sur le marché en 2004 par la société (ISP, Wayne, NJ) « International Specialty Products ». Ce fut le premier type de film radiochromique adapté à l'utilisation clinique (Casanova Borca et al. 2013).

En 2009, le film EBT a été remplacé par le film EBT2 qui incorpore un marqueur de couleur jaune dans la couche active et un polymère synthétique liant. En 2011 la société ISP a fabriqué une nouvelle génération du film, c'est le film EBT3. Le film EBT3 est fabriqué par la stratification de la couche active entre deux couches polystyrènes identiques, ce qui le rend plus robuste et permet de le plonger dans l'eau.

Aucun changement significatif n'a été apporté à la composition de la couche active et la réponse du film EBT3 par rapport au précédent film. Les améliorations essentielles sur le film EBT3 sont :

La structure symétrique qui permet d'éviter les erreurs potentielles dans les mesures de la densité optique dues au côté de balayage dans EBT2(Desroches, Bouchard, and Lacroix 2010), la matière du polystyrène qui évite la formation d'anneaux de Newton et la présence de points repères qui permettent un alignement automatique du film (Casanova Borca et al. 2013).

Caractéristiques dosimétriques des films EBT :

a. Sensibilité et linéarité

La sensibilité (S) est définie comme la densité optique nette (DO_{net}) du film par unité de dose absorbée (D). La linéarité (L) est la variation de la sensibilité avec la variation de la dose :

$$S = \frac{DO_{net}}{D} \quad (1.15)$$

$$L = \frac{\Delta S}{\Delta D} \quad (1.16)$$

Afin d'effectuer le test de sensibilité et de linéarité, le film est découpé en morceau puis les morceaux sont exposés à des doses allant de la dose minimale (D_{min}) à la dose maximale (D_{max}). En général D_{min} et D_{max} sont de 0.1 Gy et 3 Gy ou plus.

La courbe de variation de la densité optique nette en fonction de la dose absorbée correspondantes représente la courbe sensitométrique. Si la variation de la sensibilité est nulle sur un intervalle donné de la dose absorbée, donc, la réponse du film est linéaire en fonction de la dose pendant cet intervalle de dose.

Le rapport $L = \frac{\Delta S}{\Delta D}$ est une grandeur importante. Il représente la vitesse de la variation de la réponse avec la dose, lorsqu'il est plus grand l'efficacité du film est plus grande.

En effet, la réponse du film en fonction de la dose n'est pas linéaire, pour les films EBT2 et EBT3. La sensibilité est représentée par trois courbes « channels » de différentes couleurs : rouge, vert et bleu. En nous référant aux courbes de tendance et à leurs premières dérivées (Casanova Borca et al. 2013), on peut établir que pour les doses inférieures à 10 Gy, la courbe rouge présente la plus haute réponse alors que la courbe

verte présente la plus haute réponse pour les doses supérieures à 10 Gy. Cela implique que pour les doses inférieures à 10 Gy la courbe rouge est préférable comme une courbe d'étalonnage, alors que la courbe verte est préférable comme une courbe d'étalonnage pour les doses supérieures à 10 Gy.

b. Sensibilité à la lumière et aux ondes ultra-violettes

La lumière blanche et les rayonnements ultra-violets peuvent contribuer au noircissement du film (Andrés et al. 2010; Martin J. Butson, Yu, and Metcalfe 1998; Devic et al. 2004), la couche active étant plus sensible aux ondes plus courtes qu'aux ondes plus longues dans le spectre de la lumière visible (M. J. Butson et al. 2016; M. J. Butson, Cheung, and Yu 2005; Devic et al. 2004; Andrés et al. 2010).

(Andrés et al. 2010) ont étudié la réponse des films EBT et EBT2 à la lumière ambiante et montré que les films EBT sont plus sensibles à la lumière visible que les films EBT2.

c. Dépendance en énergie

Richter *et al* 2009 ont rapporté une forte dépendance énergétique de la densité optique du film EBT1 dans les gammes d'énergies allant du faisceau de photons de 10 kVp aux électrons de 18 MeV. De plus, la dépendance à l'énergie diffère pour différents niveaux de doses. Toutefois, la dépendance en énergie dans la gamme des énergies utilisées pour la radiothérapie (6MV -18MeV) reste très faible. Casanova Borca *et al* 2013 ont étudié la dépendance de la réponse des films EBT3 pour les énergies utilisées pour l'IMRT. Ces auteurs ont montré que les films sont quasi-indépendants de l'énergie entre 6MV et 18MV, ce qui est en accord avec les observations des autres auteurs (Massillon-JL et al. 2012; Arjomandy et al. 2012; Sutherland and Rogers 2010) sur les films EBT2.

Sipilä *et al* 2016 ont également rapporté que la réponse de ces films est quasiment indépendante de l'énergie, pour le spectre des faisceaux de photons allant de ⁶⁰Co à 18MV. De plus aucune différence dans la réponse de ces films n'est observée lorsqu'ils sont irradiés par les photons ou par les électrons, ce qui les rend compatibles pour l'utilisation dans les faisceaux mixtes électrons/photons.

d. Dépendance au délai entre l'irradiation et la lecture

L'irradiation engendre la polymérisation progressive dans la couche active et la densité optique augmente avec la dose. Le processus de polymérisation ne s'arrête pas immédiatement après l'irradiation. Le délai nécessaire pour stabiliser le film est appelé « temps de stabilisation ».

Pour les films EBT et EBT2, Andrés *et al* 2010 ont montré une variation de la densité optique nette avec le temps de post-traitement variant de 45 min à 1 jour, la réponse a augmenté d'environ 6% pour le film EBT2, et le double pour le film EBT. Le temps de

stabilisation diminue avec l'augmentation de la dose. Casanova Borca *et al* 2013 ont montré les EBT3 sont similaires aux EBT2 concernant au temps de stabilisation.

e. Dépendance à l'orientation du balayage

Andrés *et al* 2010 rapportent une variation de réponse de 7% à 9% entre les orientations 180° (landscape) et 90° (portrait) pour EBT2. La variation entre les orientations 0° et 180° était négligée selon cette étude.

5. Les chambres d'ionisations

Les chambres d'ionisation sont largement utilisées dans le domaine de la radiothérapie et dans le domaine de la radiologie diagnostique pour déterminer la dose absorbée. La chambre d'ionisation doit être étalonnée dans les conditions de référence et l'ionisation mesurée doit être corrigée par certains facteurs pour obtenir la dose.

Deux principaux types de chambres d'ionisation sont utilisées dans le domaine médical : (i) la chambre d'ionisation cylindrique, qui peut être utilisée d'une part pour mesurer la dose absolue délivrées par les faisceaux de photons et d'autre part pour mesurer la dose absolue délivrée par les faisceaux d'électrons de haute énergie (plus que 9 MeV). (ii) la chambre d'ionisation à faces parallèles, recommandée pour la mesure de la dose absorbé pour toute gamme d'énergie d'électrons. La dose absorbée (D) a été déterminée selon le protocole TRS 398 :

$$D = L \times N_{Deau} \times K_T \times K_P \times K_{rec} \times K_{pol} \quad (1.17)$$

L : la lecture de la chambre d'ionisation, due à l'irradiation (en nC)

N_{Deau} : le coefficient d'étalonnage (en Gy/nC)

K_T : le facteur de correction de température (T) de l'air dans la cavité de la chambre d'ionisation rapportant la mesure d'ionisation à la condition de référence ($T_0 = 293.15 K$). La mesure de la température T est celle de la température de l'eau : $K_T = \frac{T}{T_0}$ avec T en Kelvin

K_P : le facteur de correction de la pression de l'air (P) dans la cavité de la chambre d'ionisation rapportant la mesure d'ionisation à la condition de référence ($P_0 = 1013.25 hPa$) :

$K_P = \frac{P_0}{P}$ avec P en hPa.

K_{rec} : le facteur de correction de recombinaison.

K_{pol} : le facteur de correction de l'effet de polarité

1.2.4 Les incertitudes et les erreurs

L'incertitude est un paramètre qui décrit la dispersion des valeurs mesurées d'une grandeur physique. Elle est estimée de manière statistique (incertitude de type A) ou par un jugement scientifique (incertitude de type B).

L'incertitude de type A :

Lorsque les mesures d'une grandeur dosimétrique (x) sont répétées (n) fois, la meilleure estimation de la valeur (x) est la valeur moyenne arithmétique (\bar{x}) de toutes ces mesures (x_i) :

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (1.18)$$

L'écart type (σ_x) décrit l'incertitude moyenne pour une valeur de mesure individuelle (x_i), il est donnée par l'équation suivante :

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (1.19)$$

L'écart type de la valeur moyenne est donné par l'équation suivante :

$$\sigma_{\bar{x}} = \frac{1}{\sqrt{n}} \sigma_x = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (1.20)$$

L'incertitude de type A indiquée (u_A) est définie comme l'écart type de la valeur moyenne ($u_A = \sigma_{\bar{x}}$).

L'incertitude de type A est obtenue par une analyse statistique de mesures répétées, elle diminue lorsque le nombre de mesures augmente.

L'incertitude de type B :

C'est une supposition intelligente ou un jugement scientifique des incertitudes non-statistique associés aux mesures. Il contient les influences des procédures des mesures et l'application des facteurs correctifs, etc.

Il peut être estimé par une distribution normale (gaussienne) ou par une distribution rectangulaire, il est dénommé par (u_B).

L'incertitude combinée (u_c) :

C'est une somme quadratique de l'incertitude de type A (u_A) et de l'incertitude de type B (u_B).

$$u_c = \sqrt{u_A^2 + u_B^2} \quad (1.21)$$

L'incertitude élargie (U) s'obtient en multipliant l'incertitude combinée par un facteur de couverture (k):

$$U = k \times u_c \quad (1.22)$$

En général, l'incertitude sur une grandeur mesurée s'exprime par l'incertitude élargie avec $k=2$, ce qui correspond à un intervalle de confiance de 95%.

1.2.5 Algorithmes de calcul de dose pour les faisceaux d'électrons

Jusqu'à fin des années 1970s, pour les faisceaux d'électrons, les calculs des doses ont été basés sur des méthodes simples et des mesures. Lillicrap *et al* 1975 ont décrit un algorithme basé sur des mesures de distributions de doses d'un faisceau étroit d'électrons dans des plans perpendiculaires à l'axe du faisceau. La distribution de doses dans un grand champ est obtenue via la somme des contributions des mini faisceaux qui le composent.

En effet, lorsque les électrons pénètrent un milieu, ils subissent des déflexions ou des réflexions multiples du fait du grand nombre d'interactions. Tous ces phénomènes complexes doivent être pris en compte pour effectuer une estimation précise de la distribution de dose dans le patient. D'autres équipes (Perry and Holt 1980; K. R. Hogstrom, Mills, and Almond 1981; Brahme, Lax, and Andreo 1981) ont établi que l'équation du théorème de multi-diffusion introduite par Fermi et la solution de cette équation proposée par Eyge (Eyges 1948) sont une approche attractive pour le calcul de la distribution des doses pour les faisceaux d'électrons utilisés en radiothérapie.

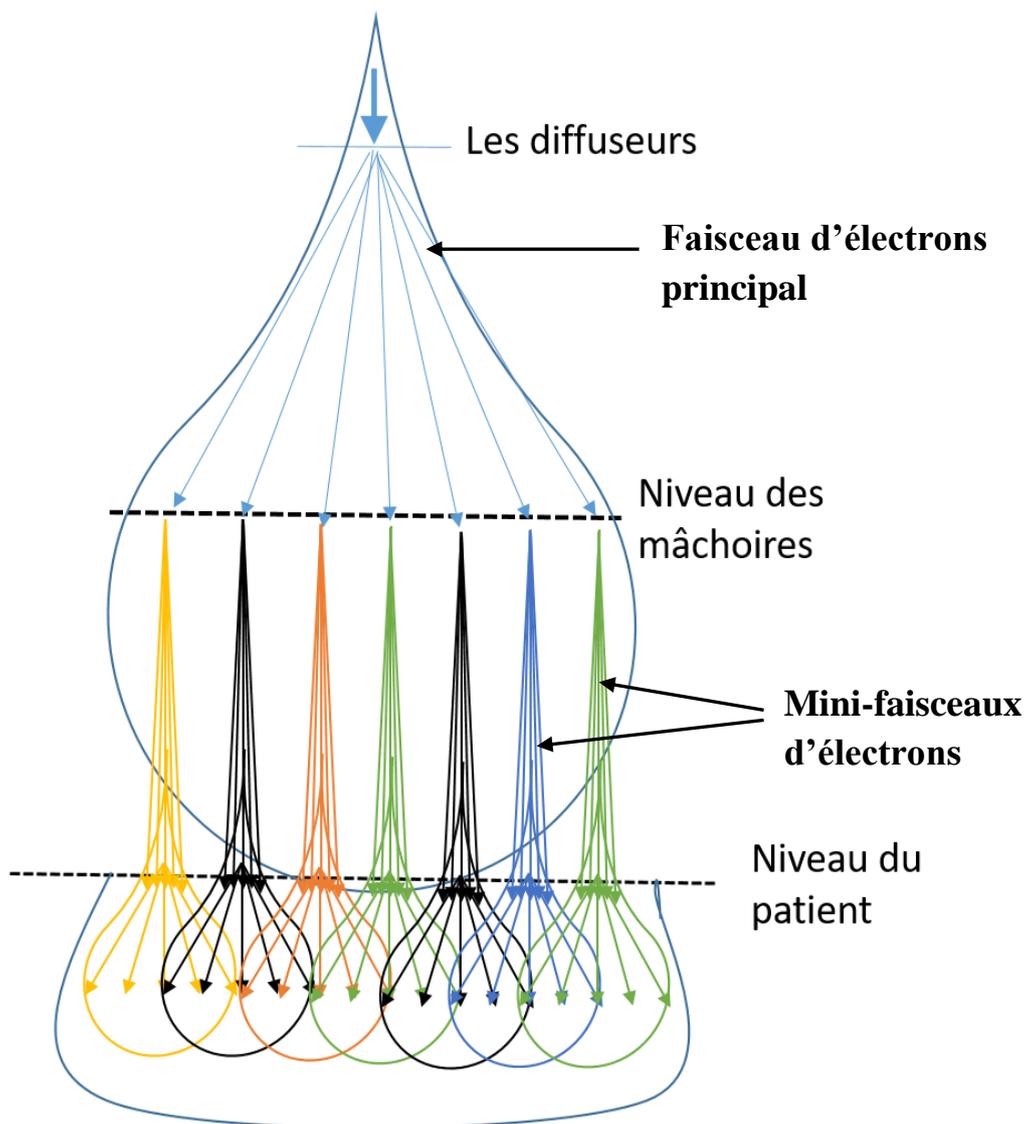


Figure 1-17 : Représentation schématique des mini-faisceaux « pencil beams », à la sortie de la fenêtre de l'accélérateur les électrons constituent un seul mini-faisceau. En passant à travers les diffuseurs, ce mini-faisceau subit d'une diffusion importante et s'élargit selon une distribution gaussienne. Au niveau des mâchoires, en raison des formes arbitraires de ces mâchoires, il sera nécessaire de décomposer le faisceau large en plusieurs mini-faisceaux qui vont à leur tour diffuser selon une loi gaussienne jusqu'à leur arrêt en fin de parcours pratique dans le patient.

Hogstrom *et al* (1981) furent les premiers à appliquer le théorème de Fermi-Eyge aux faisceaux d'électrons en radiothérapie (Kenneth R. Hogstrom and Almond 2006). L'algorithme de ces auteurs permet d'obtenir la distribution de la dose par la somme des contributions des distributions de doses des mini-faisceaux d'électrons (pencil beams).

Selon le modèle de Fermi-Eyge (Eyges 1948), la probabilité de trouver un électron à la profondeur (z) avec un déplacement entre x et x+dx, y et y+dy lorsqu'un mini faisceau pénètre un milieu (voir la figure (1-18)) est donnée par la relation suivante :

$$p(x, y, z)dx dy = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp \left[-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2} \right] dx dy \quad (1.23)$$

$$\text{Ou : } \sigma^2 = \frac{1}{2} \int_0^z (z-u)^2 T(u) du \quad (1.24)$$

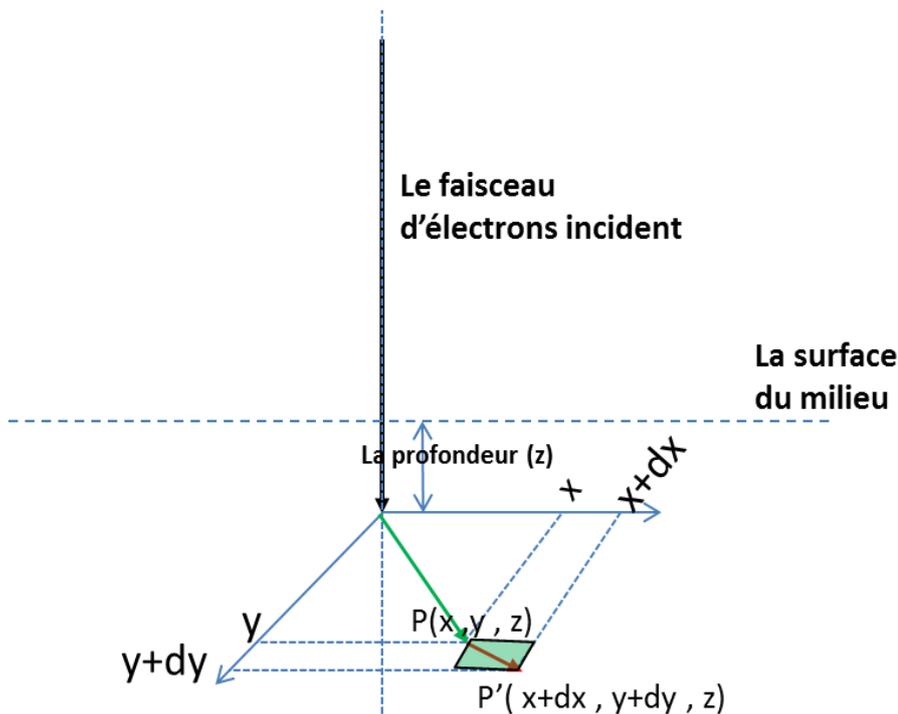


Figure 1-18 : Représentation schématique des coordonnées de l'équation (1.23), cette équation représente la probabilité de l'existence d'un électron dans la petite surface verte $dx dy$ pour un déplacement du point P au point P'.

$T(u)$ est le pouvoir de diffusion linéaire du milieu à la profondeur u .

Les mini-faisceaux commencent au niveau des collimateurs secondaires comme c'est montré dans la figure 1-19. Le faisceau issu de la fenêtre de sortie s'élargit d'abord du fait de la diffusion par l'air. L'élargissement devient plus important à la traversée des diffuseurs, ce qui conduit à une distribution Gaussienne d'écart-type σ_{θ_x} . A la surface du patient l'écart-type σ_{air} de la distribution angulaire Gaussienne augmente encore.

$$\sigma_{air} = L_0 \times \sigma_{\theta_x} \quad (1.25)$$

Où : L_0 est la distance entre la surface du patient et l'origine virtuelle du mini-faisceau au niveau du collimateur secondaire.

Lorsque le mini-faisceau entre dans le patient, la distribution angulaire totale sera donnée par la convolution de la distribution angulaire incidente σ_{air} et la distribution angulaire dans le patient σ :

$$\sigma_{med}^2 = \sigma_{air}^2 + \sigma^2 \quad (1.26)$$

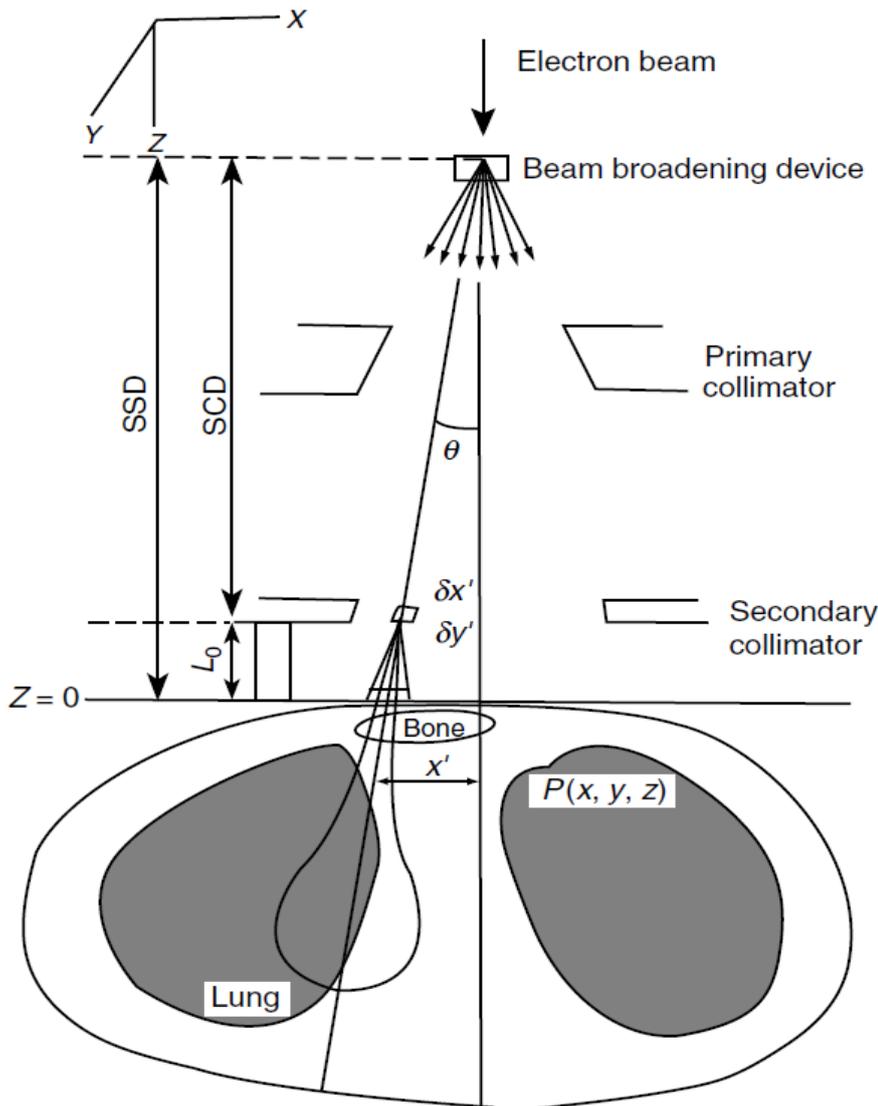


Figure 1-19 : Représentation schématique d'un mini-faisceau élémentaire dans le plan X-Z dans la situation du traitement (K. R. Hogstrom, Mills, and Almond 1981; Mayles, Nahum, and Rosenwald 2007).

La contribution des électrons provenant du pixel $\delta x' \delta y'$ au niveau du collimateur à la dose délivrée au point $P(x, y, z)$ est obtenue par la relation:

$$\delta D(x, y, z) = \frac{1}{2\pi\sigma_{med}^2} \exp \left[-\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{2\sigma_{med}^2} \right] \delta x' \delta y' \quad (1.27)$$

Cet algorithme a été redéfini pour incorporer plusieurs facteurs correctifs afin de prendre en compte la continuité de la variabilité de la dose en fonction de la profondeur, la variabilité de l'intensité entre les pixels en raison de la variabilité du spectre, l'augmentation de la taille du champ entre le niveau du collimateur et la surface du patient, en raison de la présence de l'air, l'hétérogénéité, le calcul de dose en trois dimensions, la diffusion du collimateur (Shiu and Hogstrom 1991; Shiu et al. 1992; R. A. Boyd, Hogstrom, and Rosen 1998; Robert A. Boyd, Hogstrom, and Starkschall 2001; Robert A. Boyd et al. 2002a; K. R. Hogstrom et al. 1989; Kenneth R. Hogstrom and Almond 2006; Antolak, Mah, and Scrimger 1995; McParland, Cunningham, and Woo 1988).

Afin d'implanter cet algorithme dans le système de planification de traitement (TPS), il est nécessaire d'introduire plusieurs paramètres. Il s'agit de données d'entrées qui varient d'un accélérateur à l'autre et d'un faisceau à l'autre. Ce sont : 1- le rendement en profondeur, 2- le profil de dose mesuré à la profondeur d_{max} , 3- l'énergie moyenne à la surface E_0 , 4- la dispersion angulaire initiale σ_{θ_x} , 5- le facteur d'ajustement de la pénombre. Le livre de Mayles *et al* (2007) fournit les détails sur l'estimation de ces paramètres.

Brahme *et al* 1981 ont proposé un algorithme basé sur l'hypothèse que tout faisceau d'électrons peut se décomposer d'un ensemble des faisceaux étroits, chacun décrit par une distribution gaussienne pondérée par un facteur prenant en compte l'hétérogénéité de la fluence incidente. Cet algorithme est dérivé de la solution de Eyge de l'équation de transport des particules chargées dans le milieu développée par Fermi. Pour les faibles angles de diffusion ($\sin\theta=\theta$), la distribution angulaire de la fluence du faisceau d'électrons à la profondeur (z) devient :

$$\varphi(\theta_x, z) = \frac{\exp\left(-\theta_x^2 / \overline{\theta_z^2}\right)}{(\pi \overline{\theta_z^2})^{1/2}} \quad (1.28)$$

Où : θ_x est la projection de l'angle d'incidence du faisceau d'électrons sur la plan (x-z) comme le montre la figure (1-18), $\overline{\theta_z^2}$ est la moyenne au carré de l'angle de diffusion à la profondeur (z).

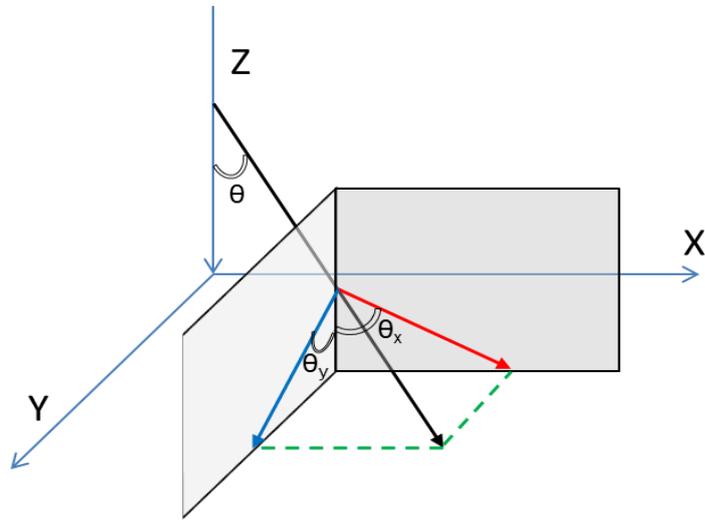


Figure 1-20 : Représentation schématique de l'angle d'incidence du faisceau d'électrons et ses projection sur le plan X-Z (θ_x) et sur le plan Y-Z (θ_y).

Selon la figure 1-20 et dans l'approximation de faibles angles , on peut écrire :

$$\tan \theta_x \approx \theta_x = \frac{X}{Z} , \tan \theta_y \approx \theta_y = \frac{Y}{Z} , \tan \theta \approx \theta = \frac{R}{Z}$$

Puisque $R^2 = X^2 + Y^2$ donc, on peut écrire : $\theta^2 = \theta_x^2 + \theta_y^2$

La distribution angulaire et la distribution latérale du faisceau d'électrons sortant des diffuseurs est donnée par:

$$\Phi_{\theta_x}(x, z) = \Phi_0 \frac{\exp[-(\overline{\theta_z^2} x^2 - 2\overline{r\theta_z} x\theta_x + \overline{r_z^2} \theta_x^2)/B]}{\pi^2 \sqrt{B}} \quad (1.29)$$

Où :

$$\overline{\theta_z^2} = \overline{\theta_{in}^2} + \overline{\theta_{pri}^2} + \overline{\theta_{sec}^2} + \overline{\theta_{air}^2} \quad \text{où } \overline{\theta_z^2} = \frac{T}{\rho}(z\rho) \quad (1.30)$$

$\overline{\theta_{in}^2}$: la variance angulaire du faisceau d'électrons lorsqu'il sort de la fenêtre de sortie de l'accélérateur

$\overline{\theta_{pri}^2}$, $\overline{\theta_{sec}^2}$ et $\overline{\theta_{air}^2}$: sont les variances angulaires des électrons diffusés dans le diffuseur primaire, le diffuseur secondaire et l'air, respectivement.

$$\overline{r\theta_z} = (\overline{\theta_{in}^2} + \overline{\theta_{pri}^2})D_{pri} + \overline{\theta_{sec}^2} D_{sec} + \overline{\theta_{air}^2} D_{EW}/2 \quad (1.40)$$

D_{pri} , D_{sec} et D_{EW} sont les distances entre le plan de calcul et le diffuseur primaire, le diffuseur secondaire et la fenêtre de sorti dans la tête de l'accélérateur, respectivement.

$$\overline{r_z^2} = \overline{r_{in}^2} + (\overline{\theta_{in}^2} + \overline{\theta_{pri}^2})D_{pri}^2 + \overline{\theta_{sec}^2} D_{sec}^2 + \overline{\theta_{air}^2} \frac{D_{EW}^2}{3} \quad (1.50)$$

$$B = \overline{\theta_z^2} \overline{r_z^2} - (\overline{r\theta_z})^2 \quad (1.51)$$

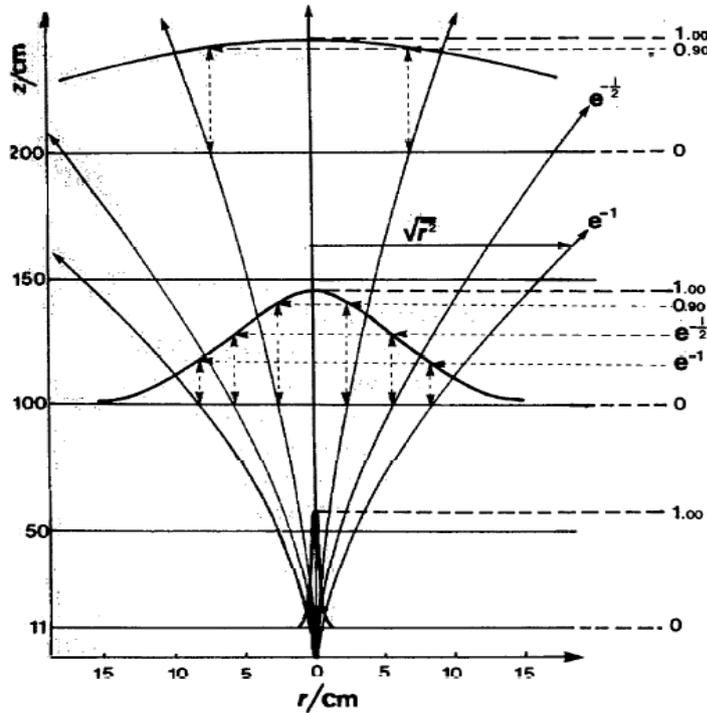


Figure 1-21 : Représentation du transport du faisceau d'électrons mono-directionnel et mono-énergétique 6 MeV dans l'air pour un trajet de 11 à 200 cm (ICRU1984).

Huizenga et Storchi (1989) ont développé un algorithme numérique basé sur la méthode d'évolution du temps, de l'espace et de la phase introduite par Tavel and Zucker. Ces auteurs ont montré que le rendement en profondeur pour un faisceau d'électrons large peut être calculé de façon précise par cette méthode qui utilise seulement de bonnes descriptions des interactions des radiations avec la matière (la perte d'énergie, la diffusion des électrons secondaires et la production des rayonnements de freinage). Puisque l'algorithme d'Hogstrom suggère la mesure du rendement en profondeur, une combinaison entre ces deux algorithmes (Huizenga and Storchi 1989 et Hogstrom et al 1981) permet de faire des calculs en trois dimensions de la dose.

Dutreix et Briot 1985 ont développé une approche pour calculer la distribution de la dose dans les faisceaux d'électrons inspirée de méthode de séparation des composantes primaire/Diffusé utilisée pour les faisceaux de photons. Pour les faisceaux d'électrons, la séparation des électrons diffusés et des électrons primaires n'a pas de sens physique, mais, on peut supposer que les électrons, qui ne dérivent que légèrement de sa direction initiale, représentent la composante primaire et les autres

représentent la composante diffusée. Cette méthode a été implantée dans les TPS ISIS (Constructeur, Ville, France) et ISOGry (Dosisoft, Cachan, France) (Mayles, Nahum, and Rosenwald 2007).

Malgré l'existence de ces algorithmes analytiques mentionnés ci-dessus, les algorithmes de calculs par simulations Monte Carlo sont de plus en plus utilisés dans les TPS (Kenneth R. Hogstrom and Almond 2006).

1.3 Objectifs de la thèse

L'objectif de cette thèse est d'évaluer expérimentalement la dose à distance des faisceaux d'électrons et de développer un modèle analytique permettant de calculer les doses à distance des faisceaux d'électrons, en particulier dans le cadre d'études de la dose comme un facteur de risque d'effets iatrogènes à long terme de la radiothérapie externe. Le travail de cette thèse comporte quatre parties :

La première partie porte sur l'étude expérimentale de la dose à distance des faisceaux d'électrons de haute énergie produits par différents accélérateurs linéaires, équipés de différents types d'applicateurs. La partie expérimentale de ce travail de thèse doit déterminer l'influence de différents paramètres du faisceau sur la dose à distance. L'étude portera en particulier sur les effets respectifs de l'énergie du faisceau, la taille et le type de l'applicateur, la distance à l'axe du faisceau ainsi que la profondeur dans l'eau.

La seconde partie développe un modèle pour le calcul de la composante de la dose due aux rayonnements de freinage produit par le faisceau d'électron. Dans cette partie, des modèles analytiques seront développés pour le calcul de la fluence énergétique de ces photons en tous points dans le champ d'irradiation et en dehors.

La troisième est consacrée au développement d'un modèle analytique pour la dose due aux électrons diffusés en dehors du champ d'irradiation.

Enfin, nous développons et évaluons l'application de nos modèles de calcul de dose à distance dans différentes situations cliniques réelles afin de valider nos logiciels, l'objectif étant de mettre un point un outil logiciel innovant, répondant à la fois aux besoins de la radiothérapie moderne et à ceux de l'épidémiologie de la dose comme facteur de risque d'effets iatrogènes.

Chapitre 2

2 Chapitre 2 - Evaluation expérimentale de la dose à distance à l'extérieur de l'applicateur d'électrons.

2.1 Introduction

En radiothérapie avec des faisceaux d'électrons de haute énergie (4-25 MeV), des cônes ou des applicateurs sont utilisés conjointement avec des inserts de cerrobend pour définir la taille et la forme du champ d'irradiation. La justification de l'utilisation des cônes / applicateurs est d'essayer de délimiter le faisceau d'électrons vers le volume irradié dans le patient tout en minimisant la propagation latérale du faisceau, qui se produit par diffusion dans l'intervalle entre la tête de l'accélérateur à la surface du patient.

L'efficacité de la conception de l'applicateur se repose :

- D'une part, sur sa capacité de bloquer les électrons diffusés par les matériaux présents dans la tête de l'accélérateur ou par l'air, pour qu'ils ne se propagent pas en dehors des parois de l'applicateur.
- D'autre part, sur la réduction des rayonnements secondaires produits dans la matière de l'applicateur.

Cependant, les rayonnements diffusés par l'applicateur influencent, d'une part, la distribution de la dose dans le champ de traitement dans le patient (*Erasmus MC et al 2003*), d'autre part, la dose à l'extérieur du champ de traitement dans le patient (*van der Laarse et al 1978*, *Huizenga and Storchi 1987*, *Pennington et al 1988*, *Das et al 1990*, *Perec and Kubo 1990*, *Kassaei et al 1994*, *van Battum et al 2003*).

Des études antérieures ont montré que la dose périphérique peut être importante (*Yeboah et al 2010*, *Chow JC et al 2006*, et *Pennington EC et al 1988*). La dose périphérique, dans la radiothérapie par des électrons, consiste de deux composantes principales, qui sont les rayonnements de freinage et les électrons diffusés. Pour la première composante, les rayonnements de freinage peuvent être produits dans les différentes structures de la tête de l'accélérateur, l'insert de cerrobend (insert) définissant le champ d'irradiation près de la surface du patient, et dans le volume irradié du patient ou le fantôme de l'eau (*Timothy C. Zhu et al 2001*). Pour la deuxième composante, les électrons diffusés peuvent (1) être diffusés par l'applicateur, (2) traverser les structures de collimation de l'applicateur et (3) échapper directement à travers les espaces vides entre les diaphragmes sans interagir avec des parties de l'applicateur (*Chow JC et al 2006*).

2.2 Matériels et méthodes

2.2.1 Les accélérateurs linéaires et les applicateurs d'électrons associés

Les mesures ont été effectuées sur un Varian Clinac 2300C / D (Varian Medical Systems, Palo Alto, CA, USA), un Siemens Primus KD2 (Siemens Healthcare, Malvern, PA, USA) et un Siemens Oncor. Les applicateurs d'électrons de ces accélérateurs ont une conception du type à diaphragme, leurs caractéristiques et dimensions peuvent varier d'un applicateur à l'autre comme représenté sur la figure 1-2. Les caractéristiques des diaphragmes (diaphragmes) qui servent à délimiter le faisceau d'électrons sont détaillées dans le chapitre précédent pour chaque applicateur.

Table 2-1 : ouvertures des mâchoires correspondantes aux tailles des applicateurs pour chaque énergie du faisceau. Les caractéristiques dosimétriques de chaque faisceau d'électrons utilisé dans cette étude.

Energie (MeV)	R ₁₀₀ (cm)	R ₅₀ (cm)	R _p (cm)	Taille de l'applicateur (cm ²)		
				6 x 6 ^a	10 x 10	20 x 20
Siemens Primus KD2						
				Ouverture des mâchoires (cm ²)		
6	1.40	2.45	3.05	16 x 16	19 x 19	27 x 27
9	2.10	3.55	4.36	16 x 16	19 x 19	27 x 27
12	2.90	4.79	5.83	16 x 16	19 x 19	27 x 27
18	3.50	7.57	9.12	16 x 16	19 x 19	27 x 27
Varian 2300C/D						
				Ouverture des mâchoires (cm ²)		

6	1.34	2.37	3.00	20 x 20	20 x 20	25 x 25
9	2.15	3.60	4.39	20 x 20	20 x 20	25 x 25
12	2.88	5.02	6.01	11 x 11	14 x 14	25 x 25
18	3.45	7.64	9.10	11 x 11	14 x 14	22 x 22

Siemens Oncor

Energie (MeV)	R ₁₀₀ (cm)	R ₅₀ (cm)	R _p (cm)	Ouverture des mâchoires (cm ²)		
6	1.40	2.47	3.16	13 x 13	19 x 19	30 x 30
9	2.10	3.60	4.50	13 x 13	19 x 19	29 x 29
12	2.80	4.82	5.80	13 x 13	19 x 19	28 x 28
14	3.10	5.21	6.30	13 x 13	19 x 19	27 x 27

^a Pour l'accélérateur Siemens Oncor il n'y a pas un applicateur de 6x6 mais une applicateur circulaire avec un diamètre de 5 cm.

2.2.2 Les dosimètres

Comme la dose à distance en dehors de l'applicateur est inférieure à 5% de la dose prescrite, les mesures doivent être effectuées par des dosimètres ayant une sensibilité suffisante pour détecter des faibles signaux.

2.2.2.1 Les mesures avec les détecteurs de Thermoluminescents (TLD-700)

Nous avons utilisé des dosimètres thermoluminescents de type poudre de LiF (TLD-700; Harshaw Chemical Company, Solon, OH, USA). La poudre a été encapsulée dans des capsules cylindriques de polyéthylène (de type AIEA) ayant une épaisseur de 1 mm, environ 3 mm de diamètre intérieur et d'environ 20 mm de longueur intérieure. Chaque dosimètre contient environ 180 mg de poudre, permettant cinq lectures par point de mesure. Le signal de dosimètres induit a été lu à l'aide d'un lecteur de TLD automatisé (PCL-3 ; Fimel, Vélizy, France). Tous les TLDs ont été préparés et lus par Equal-Estro Laboratoire (Equal-Estro, Villejuif, France). Le choix du matériau TLD-700 permet d'éviter la contribution des neutrons secondaires pour les mesures avec les plus hautes énergies.

Vu le problème de l'instabilité des pics des signaux des TLDs pendant la lecture, la procédure de lecture des signaux de TLDs qui a été employée par le laboratoire Equal-Estro, comprenait deux outils

de «protection» utilisés simultanément et conçus pour minimiser l'effet des pics instables. Le premier concerne le délai entre l'irradiation et la lecture. Ceci est toujours d'au moins 24 heures et permet l'élimination des pics sensibles à température ambiante. Le second est une étape de préchauffage lors de la lecture de TLD. Sa température monte jusqu'à environ 160 °C pendant quelques secondes, juste avant la lecture à haute température.

La calibration des détecteurs de Thermoluminecents (TLD-700)

Pour exprimer le signal mesuré par TLD en termes de dose absorbée, un coefficient d'étalonnage a été appliqué aux signaux récupérés par les TLDs pour chaque énergie du faisceau. Pour déterminer ce coefficient d'étalonnage, nous avons utilisé une chambre d'ionisation à plaques parallèles (NACP-02, DFA0005809, Scanditronix). Ce coefficient est défini dans les conditions de référence: au centre du champ d'irradiation, pour une taille d'applicateur de 10 cm x 10 cm et une dose administrée environ de 2 Gy, à la profondeur de la dose maximale pour chaque énergie du faisceau d'électrons.

La dose à distance absorbée mesurée par les TLDs peut s'exprimer par l'équation suivante selon (Kirby *et al* 1986, 1992, Huang *et al* 2013):

$$D = (S - S_{BDF}) \times K_D \times K_{en} \times K_f \times K_{lin} \times K_{BS} \quad (2.1)$$

Où :

D : la dose corrigée

S : le signal mesuré par le TLD.

S_{BDF} : le signal du bruit de fond (mesuré sans irradiation)

K_D : le coefficient d'étalonnage déterminé comme le rapport entre la dose mesurée par une chambre d'ionisation étalonnée et le signal du TLD mesuré pour les mêmes conditions de mesure (condition de référence), il s'exprime en (Gy/unité de signal du TLD)

K_{en} : le facteur de correction d'énergie, prenant en compte la variabilité de la réponse de TLD en fonction de la variation du spectre entre les spectres dans les points de mesure (en dehors du champ d'irradiation) et le spectre du point de référence.

K_f : le facteur de « fading » tenant en compte la perte possible du signal du TLD durant la période entre l'irradiation et la lecture du TLD

K_{lin} : le facteur de correction de la linéarité tenant en compte la déviation possible de la proportionnalité linéaire entre la dose absorbée et le signal mesuré

K_{BS} : le facteur de correction de rétrodiffusion

La dose délivrée :

La dose à distance a été mesurée pour 5000 UM avec un débit de 400 UM/min sur Varian et de 300UM /min pour Siemens.

La normalisation :

La dose à distance a été normalisée à la dose sur l'axe du faisceau qui était mesurée par TLD-700, et répétée 2-3 fois, pour 200 UM, à la profondeur de d_{max} .

$$D^{ref} = (S^{ref} - S_{BDF}) \times K_D^{ref} \times K_{en}^{ref} \times K_f^{ref} \times K_{lin}^{ref} \quad (2.2)$$

$$D_{norm} = \frac{D}{D^{ref}} = \frac{S - S_{BDF}}{S^{ref} - S_{BDF}} \times \frac{K_{en}}{K_{en}^{ref}} \times \frac{200 \text{ UM}}{5000 \text{ UM}} \quad (2.3)$$

En considérant :

$K_D = K_D^{ref}$: le même faisceau d'irradiation

$K_f = K_f^{ref}$: le même temps d'irradiation et de lecture

$K_{lin} = K_{lin}^{ref}$: les grandeurs de la dose de référence et la dose de mesure sont dans la gamme linéaire de la réponse de TLD en fonction de la dose (<2Gy Khan et al 1991)

La dépendance de la réponse de TLD de l'énergie :

La réponse de TLD peut être affectée par le changement du spectre du faisceau. Donc, un facteur de correction d'énergie K_{en} (Eq. 2.3) peut être nécessaire quand le spectre énergétique du faisceau d'irradiation varie entre le point de référence et les points des mesures. Mais, afin de déterminer le facteur K_{en} , une connaissance précise du spectre énergétique en tout point d'irradiation est nécessaire. Dans notre situation, où les points de mesure sont situés en dehors du champ d'irradiation alors que le point de référence est situé au centre du champ d'irradiation, le changement du spectre peut être important. Alors que le spectre énergétique dans le champ d'irradiation est connu, le spectre en dehors du champ d'irradiation reste largement inconnu, ce qui demande une étude de Monte Carlo spécifique. Donc, tout ce qu'on peut faire pour déterminer la valeur du facteur K_{en} , c'est d'estimer théoriquement un intervalle des valeurs de K_{en} correspondant à un certain gamme de la variation énergétique. Cela va contribuer à l'augmentation de l'incertitude sur les mesures. Compte tenu de la

complexité de approche, l'estimation de la dépendance de l'énergie n'a pas fait partie de ce travail ; nous avons choisi $\frac{K_{en}}{K_{en}^{ref}} = 1$.

2.2.2.2 Les films Gafchromiques (EBT3)

Nous avons utilisé les films Gafchromiques EBT3 afin d'évaluer, dans certaines circonstances, les profils de la dose à distance. Ces dosimètres présentent une résolution spéciale très élevée, ce qui est important pour localiser les points chauds dans le profil, ou lorsque la variation de la dose en fonction de la profondeur est très rapide (pour les électrons)

Les films ont été évalués en utilisant le logiciel Pro FilmQA (Ashland Inc, Covington, KY). Afin de stabiliser leurs réponses, ils ont été évalués avec un scanner à plat (Epson 11000XL) 24 heures après l'irradiation. Pour minimiser les problèmes de lecture, une matrice a été centrée sur la surface afin de limiter la zone de numérisation (qui nous permet une "orientation paysage" de 20x25 cm²). Le film est placé sous une plaque de 2 mm de verre et la réponse à la dose est établie selon le protocole 3 canaux.

Comme nous utilisons ces films et logiciels pour des vérifications pré-traitement, la réponse du lot spécifique (A03031407) a été établie dans un faisceau standard 6MV (Clinac 21EX, Varian). La dose absorbée de référence a été déterminée selon le protocole de l'AIEA TRS 398.

2.2.2.3 La chambre d'ionisation

Nous avons réalisé, dans certaines circonstances, des mesures des profils de dose à distance en utilisant une chambre d'ionisation plate (NACP-02, DFA0005809, Scanditronix) du laboratoire Equal-Estro. La chambre d'ionisation est considérée comme un dosimètre de référence standard dans le domaine de radiothérapie, donc, la consultation de son avis dans ces mesures nous a semblé pertinente.

2.2.3 La cuve à eau

Toutes les mesures ont été effectuées dans une cuve à eau fabriquée en matière plexiglas (figure 2-2) avec des dimensions 40 cm x 110 cm x 25 cm. Les dosimètres TLDs ont été fixés par des supports en plexiglas également. Cette cuve, dont la propriété appartient à l'équipe 3- INSERM, est conçue spécifiquement pour l'objectif de ce travail.

2.2.4 Estimation des rayonnements de fuite à travers les parois des applicateurs d'électrons

Afin d'évaluer la fuite à travers les côtés de l'applicateur, nous avons effectué des mesures avec une chambre d'ionisation équipé d'un capuchon d'équilibre électronique en plexiglas de 1cm équivalent eau, à 2 cm au bord de l'applicateur en fonction de la distance verticale comme c'est montré dans la

figure 2-1. Les mesures ont été effectuées pour les énergies 6, 12 et 18 MeV (21 MeV pour Siemens Primus), sur deux accélérateurs différents, Siemens Primus KP2 équipé par l'applicateur DEVA et Varian 2300 C/D équipé par l'applicateur de type varian moderne.

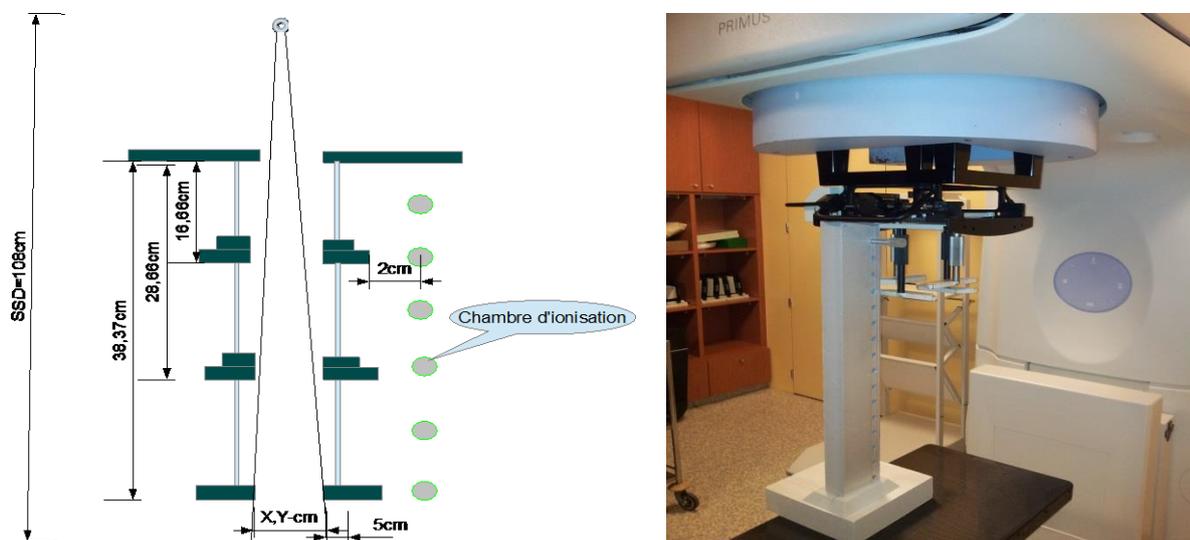


Figure 2-1: une photo prise durant l'expérience où l'on peut observer la tête d'irradiation, l'applicateur de type DEVA et la chambre d'ionisation.

2.2.5 Evaluation des doses à distance au niveau d'un plan frontal dans le patient en tête-pieds.

Afin d'évaluer la dose à distance en dehors de l'applicateur, nous avons réalisé des mesures aux profondeurs de 1 cm et 10 cm, dans la cuve à eau avec des dimensions 110 cm x 40 cm x 25 cm comme c'est montré dans la figure 2-2. Les mesures ont été faites en fonction de la distance à l'axe du faisceau, de 5 cm au bord du champ optique jusqu'à 70 cm de l'axe centrale du faisceau. Toutes les mesures ont été effectuées dans la direction tête-pieds. La distance surface peau (DSP) était 100 cm pour toutes les configurations de mesures. Les mesures ont été normalisées à la dose maximale sur l'axe du faisceau (D_{max}). Toutes les mesures des doses à distance dans ce travail ont été réalisées par l'utilisation des dosimètres TLD700.

Pour étudier la variation de la dose à distance en fonction de la taille de l'applicateur et de l'énergie du faisceau, les mesures ont été réalisées pour les tailles de l'applicateur : 6 cm x 6 cm (diamètre de 5 cm pour Oncor), 10 cm x 10 cm et 20 cm x 20 cm, pour les énergies 6 MeV, 9 MeV, 12 MeV et 18 MeV (14 MeV pour Oncor).

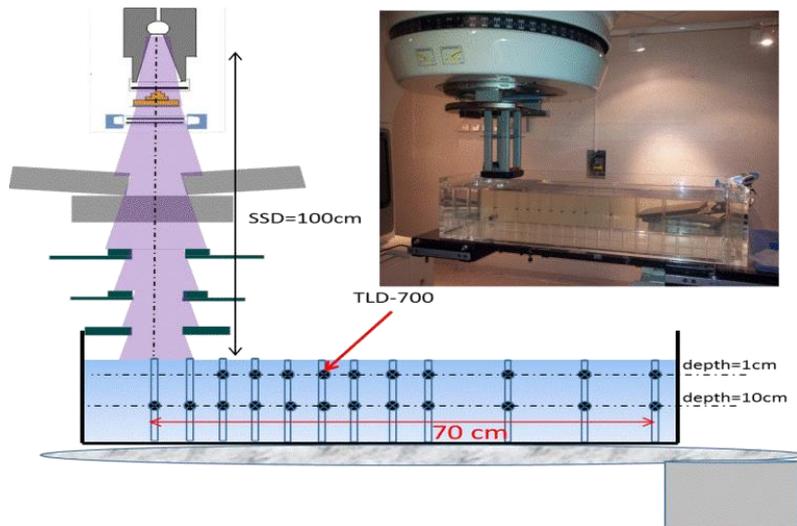


Figure 2-2: le montage des mesures de la dose à distance avec les dosimètres TLD-700.

2.2.6 Effet de la profondeur dans l'eau

La variation de la dose à distance en fonction de la profondeur dans l'eau a été étudié pour un applicateur 10 cm x 10 cm à la DSP = 100 cm, sur Siemens Oncor pour l'énergie 14 MeV, ainsi que sur Varian pour les énergies 9 MeV et 18 MeV. Pour l'accélérateur Varian, les profondeurs de mesures étaient 1 cm, 5 cm, 10 cm et 15 cm dans la cuve d'eau en fonction de la distance hors l'axe allant de l'axe centrale du faisceau jusqu'à 70 cm, dans la direction tête-pied, comme c'est montré dans la figure 2-3. Pour l'accélérateur Siemens Oncor, les mesures en fonction de la profondeur ont été effectuées pour les distances hors l'axe 17.5 cm, 25 cm and 35 cm de l'axe central du faisceau. Toutes les mesures ont été normalisées à la Dmax.

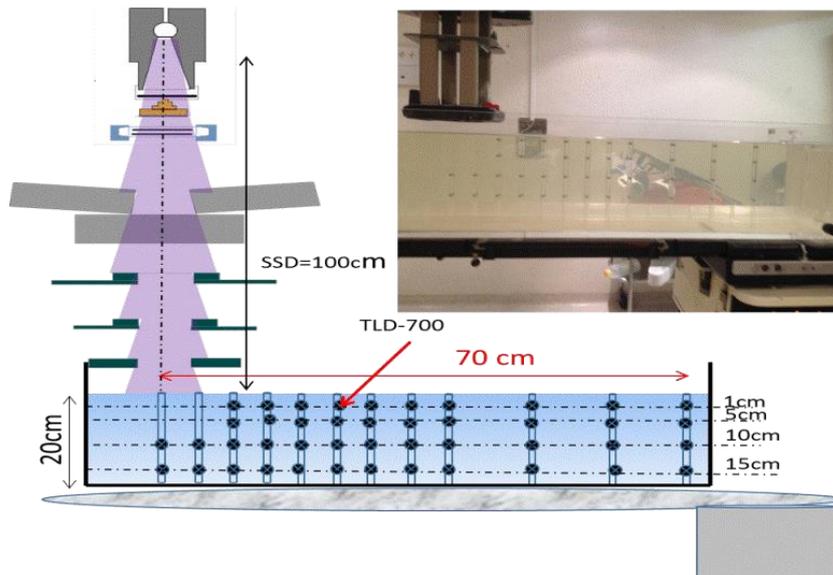


Figure 2-3: le montage des mesures de la dose à distance pour de différentes profondeurs avec les dosimètres TLD-700

2.2.7 Effet de la distance source – peau (DSP) sur la dose à distance

L'influence de la distance source-peau (DSP) sur la dose à distance a été étudiée pour deux valeurs de DSP de 100 cm et 108 cm sur l'accélérateur de Varian 2300C/D, pour trois énergies de 6 MeV, 12 MeV et 18 MeV, avec une taille du champ de 10 cm x 10 cm. Les mesures ont été effectuées dans une cuve à eau dans la direction tête-pied, à la profondeur de 1 cm dans l'eau.

2.2.8 Comparaison des mesures de TLDs avec les mesures de la chambre d'ionisation et des films EBT3

Afin de comparer les mesures faites par les TLDs avec les mesures effectuées par des films et une chambre d'ionisation, des mesures en utilisant des films de type EBT3 ont été réalisées sur Siemens Oncor, pour l'applicateur 10 cm x 10 cm, à la distance DSP= 100 cm dans la même cuve à eau. Dans un cas, le film EBT3 a été placé dans le sens vertical (parallèle au faisceau) et les mesures ont été effectuées à la distance 17.5 cm hors l'axe du faisceau en fonction de la profondeur allant de 0 cm à 15 cm, comme c'est montré avec la figure 2-4.a, pour l'énergie 14 MeV.

Dans un autre cas, le film a été placé dans le sens horizontal (vertical au faisceau) et les mesures ont été effectuées à la profondeur de 1 cm en fonction de la distance hors l'axe allant de 10 cm jusqu'à environ 55 cm de l'axe du faisceau, comme c'est montré dans la figure 2-4.b, pour l'énergie 12 MeV (les énergies pour cette étude ont été choisis arbitrairement). Le film a été fixé par un support de plexiglas, conçu spécifiquement pour cet objectif. Pour ces mesures, le nombre d'unité moniteur (UM) a été choisi pour obtenir la plus basse dose à distance plus que 15 cGy. Les mesures ont été normalisées à la Dmax.

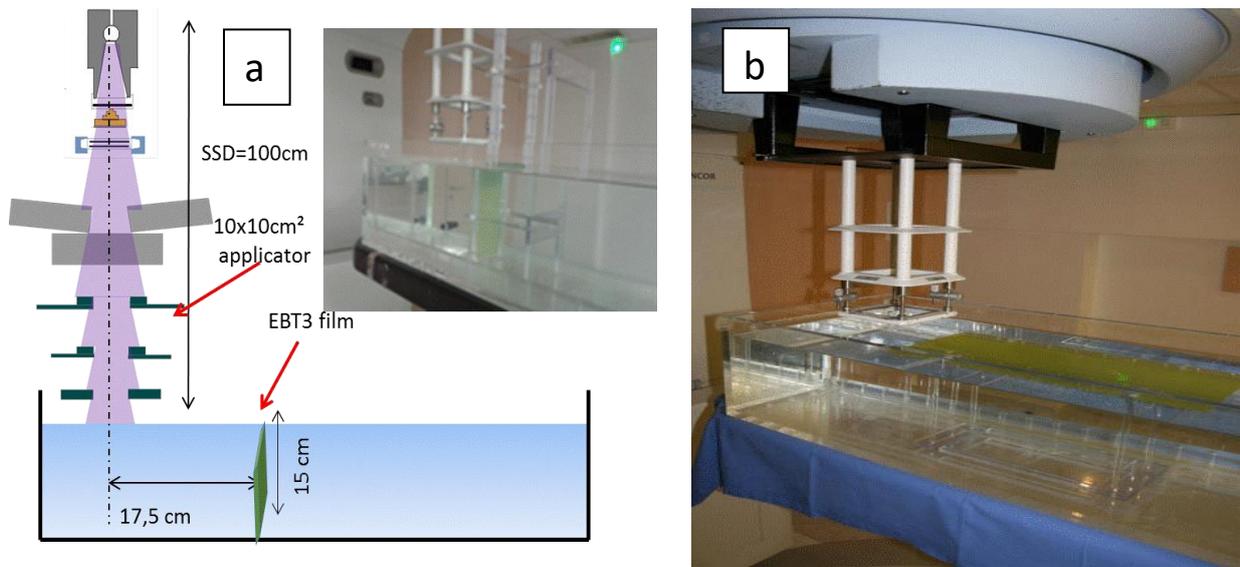


Figure 2-4: le montage des mesures de la dose à distance par des films EBT3 (a) en fonction de la profondeur (b) en fonction de la distance à l'axe du faisceau

2.3 Résultats

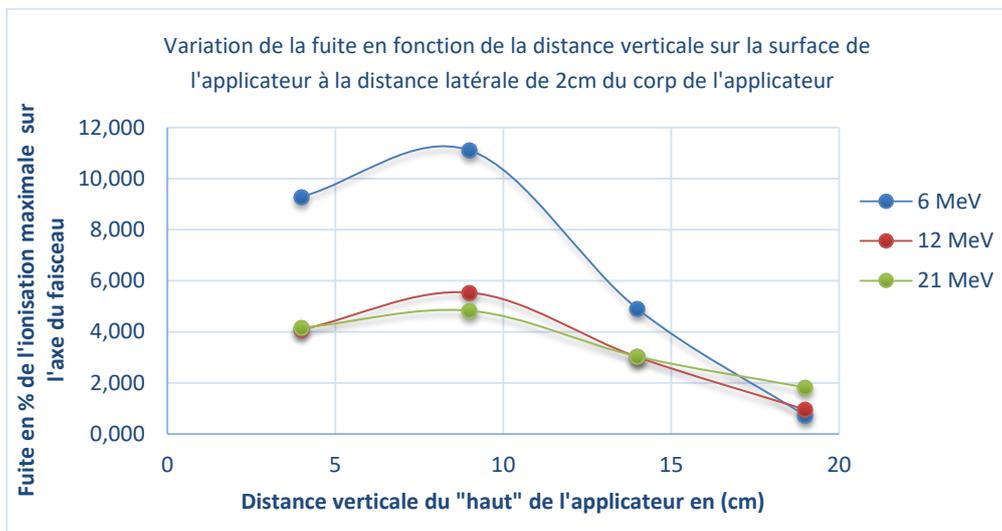
2.3.1 Estimation des rayonnements de fuite à travers les applicateurs d'électrons

La fuite maximale à la surface de l'applicateur DEVA (dans le côté situé dans le sens positif de l'axe y) était de 11.1% ,5.5% et 4.8% de l'ionisation maximale sur l'axe du faisceau, pour les énergies de 6 MeV, 12 MeV et 21 MeV respectivement (Figure 2-5.a). Pour l'applicateur de type VARIAN la fuite maximale était de 1%, 1.8% et 3.28% de l'ionisation maximale sur l'axe du faisceau, pour les énergies de 6 MeV, 12 MeV et 18 MeV respectivement (Figure 2-5.b)

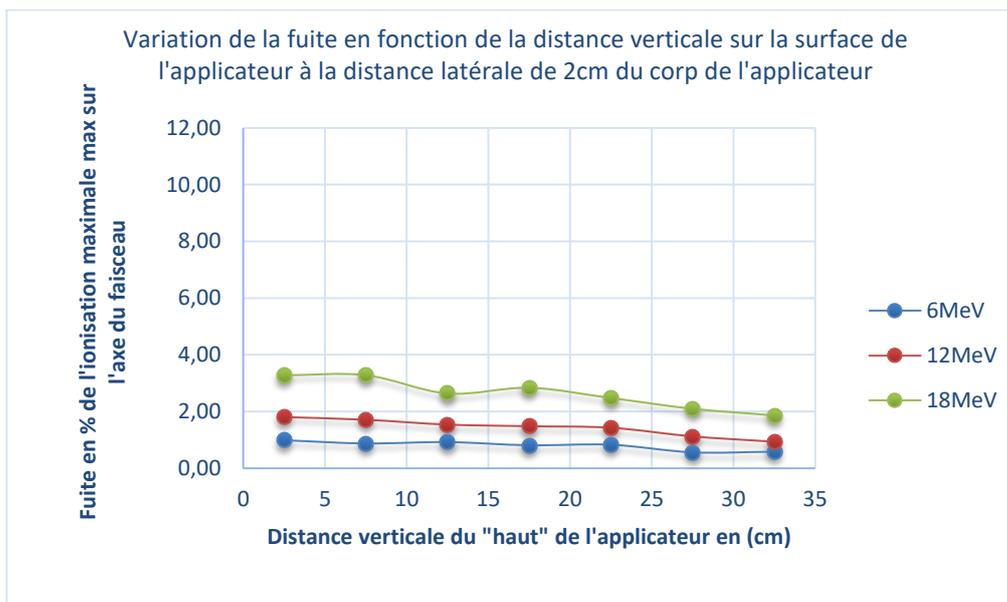
La fuite maximale pour l'applicateur Varian se présente au point le plus haut de la structure de l'applicateur et elle diminue en se déplaçant vers le point le plus bas. Cependant pour l'applicateur DEVA, nous constatons que la fuite maximale se localise à la distance verticale environ de 7.5 cm du haut de l'applicateur.

En ce qui concerne la dépendance de la fuite sur l'énergie du faisceau, pour l'applicateur Varian, la fuite augmente avec l'énergie. Cependant, pour l'applicateur DEVA la fuite maximale diminue lorsque l'énergie du faisceau augmente.

Pour le faisceau de 6 MeV, la fuite à travers de l'applicateur DEVA est dix fois plus importante que celle obtenue avec l'applicateur Varian.



(a)



(b)

Figure 2-5 : Variation de la fuite en fonction de la distance verticale sur la surface de l'applicateur (a) Siemens DEVA (b) de type VARIAN, à la distance latérale de 2cm du corps de l'applicateur.

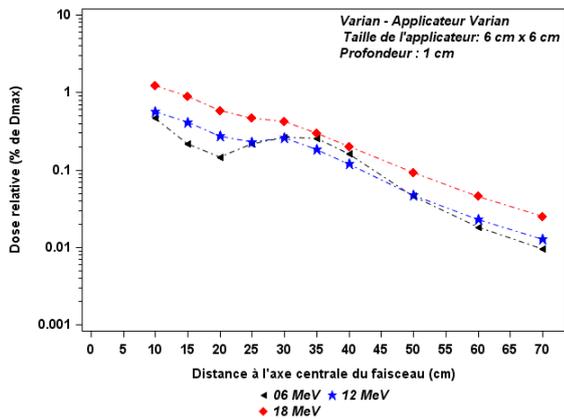
2.3.2 Evaluation des doses à distance au niveau d'un plan frontal dans le patient en tête-pieds.

2.3.2.1 La dose à distance en fonction de l'énergie et de la taille de l'applicateur pour les Applicateurs de Varian :

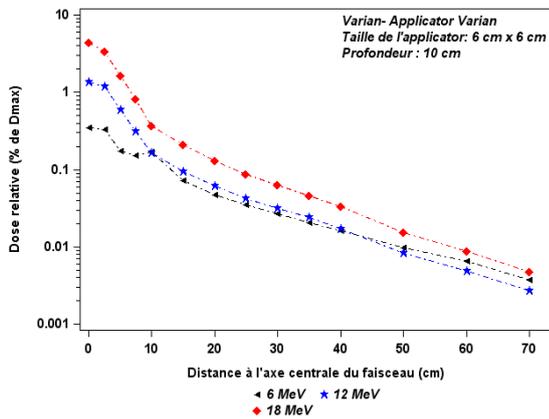
La figure 2-6 montre les profils de la dose à distance pour l'applicateur Varian en fonction de la distance hors l'axe aux profondeurs de 1 cm et de 10 cm pour des différentes tailles de l'applicateur. Nous constatons que pour l'applicateur de 10 cm x 10 cm, les doses à distance, à la profondeur de 1 cm, à 15 cm à l'axe du faisceau sont 0.3 %, 0.6%, 0.5% et 1.1% de Dmax pour les énergies 6 MeV, 9 MeV, 12 MeV et 18 MeV respectivement (figure 2-6.c). Ces doses augmentent lorsque la taille de l'applicateur augmente, pour l'énergie 12 MeV et les tailles d'applicateur de 6 cm x 6 cm, 10 cm x 10 cm et 20 cm x 20 cm à la distance de 15 cm de l'axe du faisceau (12 cm, 10 cm et 5 cm du bord du champ d'irradiation respectivement) les doses sont 0.4%, 0.6% et 1.1% de Dmax respectivement.

Pour les profils de la dose à distance mesurées à la profondeur de 10 cm, à partir de l'axe du faisceau, la dose diminue lentement en fonction de la distance jusqu'au bord du champ, puis, elle diminue rapidement pour former la pénombre, après cela, pour les distances hors applicateur, la dose diminue exponentiellement. Les grandeurs de doses à 15 cm de l'axe du faisceau, pour l'applicateur de 10 cm x 10 cm sont 0.07%, 0.14%, 0.12% et 0.33% de Dmax pour 6, 9, 12 et 18 MeV, respectivement (figure 2-6d).

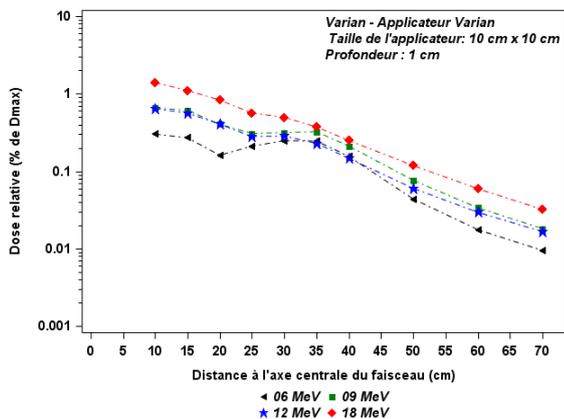
La figure 2-6 montre également que la dose à distance augmente avec l'énergie et la taille du champ d'irradiation pour les mesures aux profondeurs 1cm et 10 cm dans l'eau.



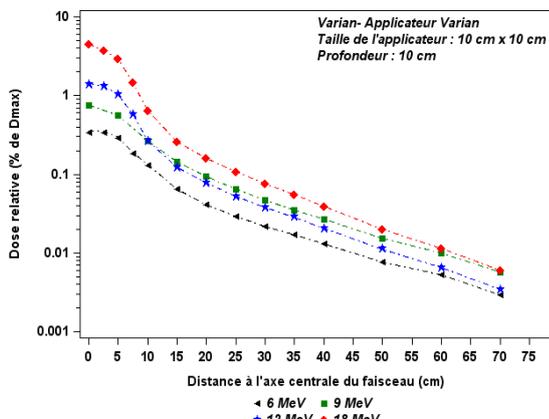
a



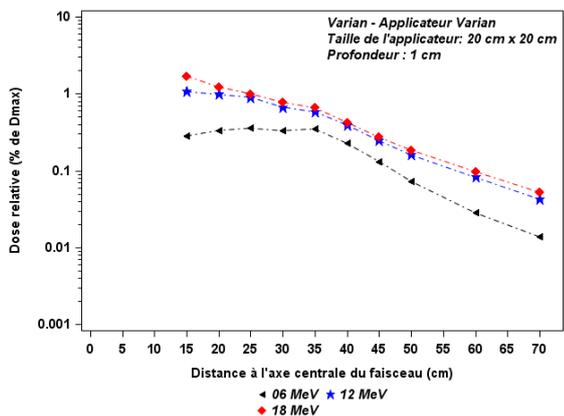
b



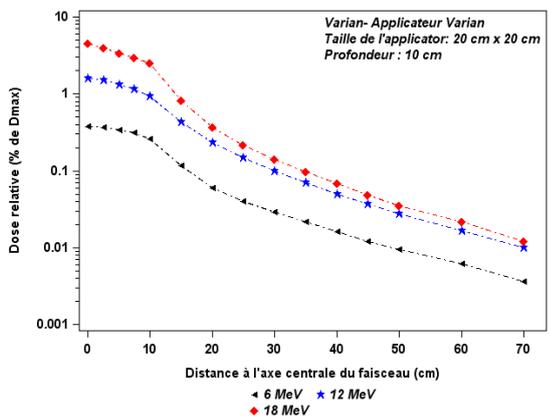
c



d



e



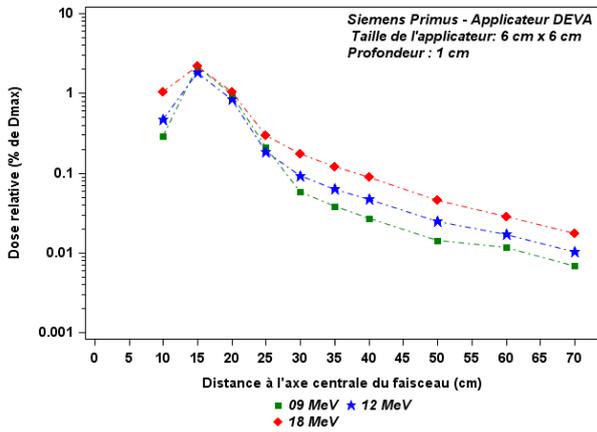
f

Figure 2-6 : Variations de la dose relative, en fonction de la distance à l'axe du faisceau, pour différentes énergies, sur l'applicateur Varian, les mesures ont été effectués pour (a-b) applicateur 6 cm x 6 cm à la profondeur 1 cm et 10 cm, pour (c-d) applicateur 10 cm x 10 cm à la profondeur 1 cm et 10 cm, pour (e-f) applicateur 20 cm x 20 cm à la profondeur 1 cm et 10 cm.

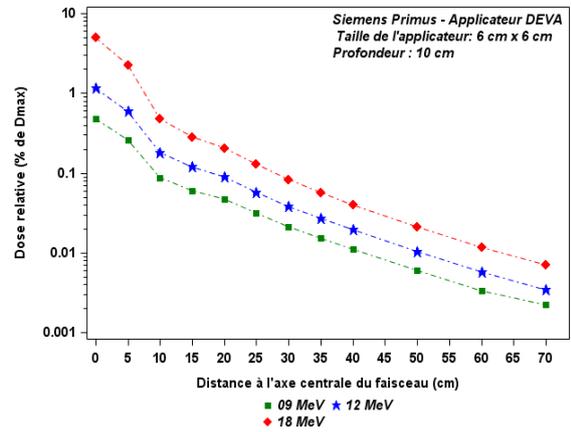
2.3.2.2 La dose à distance en fonction de l'énergie et de la taille de l'applicateur pour les Applicateurs de DEVA de Primus-Siemens :

La figure 2-7 montre les profils de la dose à distance pour l'applicateur DEVA adapté sur l'accélérateur Siemens Primus en fonction de la distance hors l'axe aux profondeurs de 1 cm et 10 cm. Nous observons que, lorsque la distance hors l'axe augmente, la dose à distance augmente jusqu'à une valeur maximale à la distance environ de 20 cm de l'axe du faisceau pour l'applicateur de 10 cm x 10 cm (figure 2-7c). Ces valeurs maximales deviennent plus importantes pour les plus basses énergies. Elles sont respectivement environ 2.3%, 1.1%, 0.9% and 1.3% de Dmax pour les énergies de 6MeV, 9MeV, 12MeV et 18 MeV. De plus, ces valeurs maximales deviennent plus importantes lorsque la taille de l'applicateur diminue où l'énergie du faisceau diminue. Pour l'énergie 9 MeV et les tailles de l'applicateur 6 cm x 6 cm, 10 cm x 10 cm et 20 cm x 20 cm, les doses sont environ 2.2%, 1.1% et 0.7% de Dmax respectivement. Cependant, pour l'applicateur 6 cm x 6 cm, le pic est similaire pour toutes les énergies comme c'est montré dans la figure 2-7.a. Les pics pour l'applicateur 20 cm x 20 cm n'ont pas été observés pour toutes les énergies.

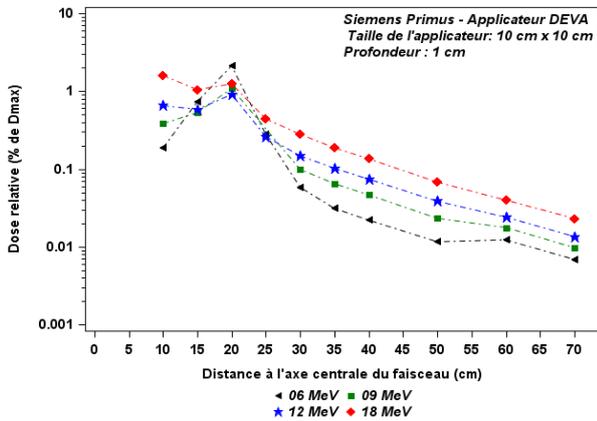
Les profils de la dose à distance à la profondeur de 10 cm dans l'eau sont très similaires à ceux sont obtenus sur l'accélérateur Varian. Ces doses sont environ 0.04%, 0.09%, 0.18% et 0.35% de Dmax, à la distance 15 cm de l'axe du faisceau, pour un applicateur de 10 cm x 10 cm et les énergies 6, 9, 12 et 18 MeV respectivement (figure 2-7d).



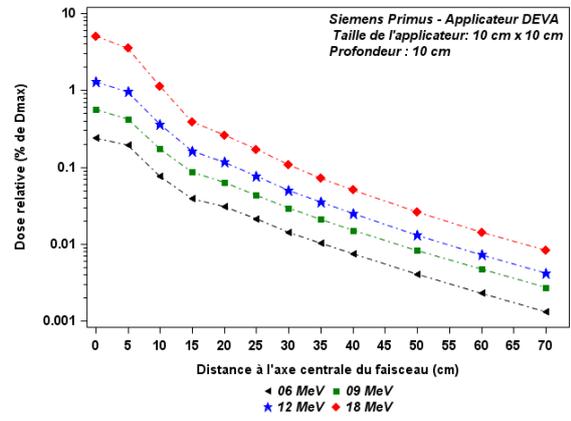
a



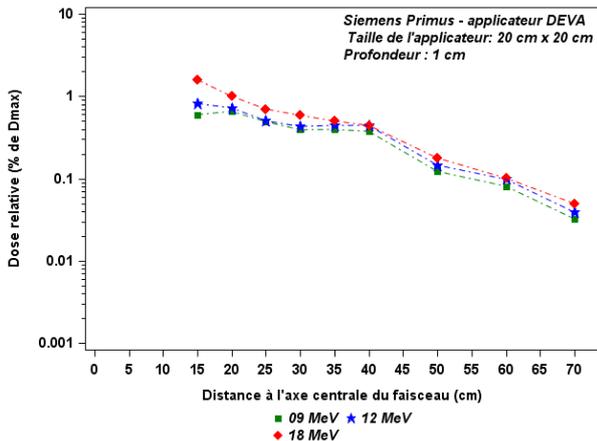
b



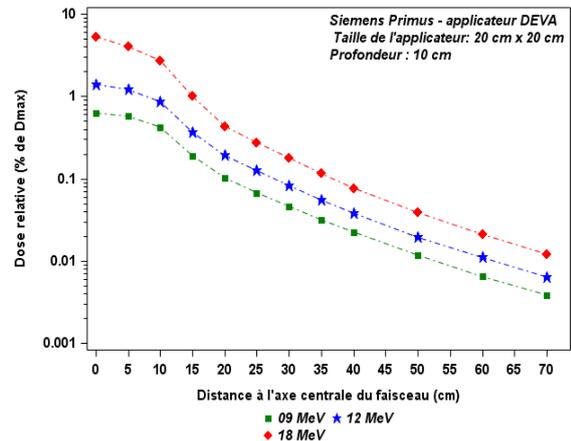
c



d



e



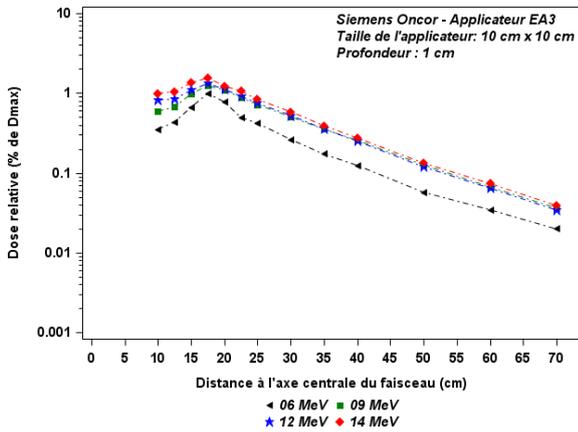
f

Figure 2-7 : Variations de la dose relative, en fonction de la distance à l'axe du faisceau, pour différentes énergies, sur l'applicateur Siemens DEVA, les mesures ont été effectués pour (a-b) applicateur 6 cm × 6 cm à la profondeur 1 cm et 10 cm, pour (c-d) applicateur 10 cm × 10 cm à la profondeur 1 cm et 10 cm, pour (e-f) applicateur 20 cm × 20 cm à la profondeur 1 cm et 10 cm.

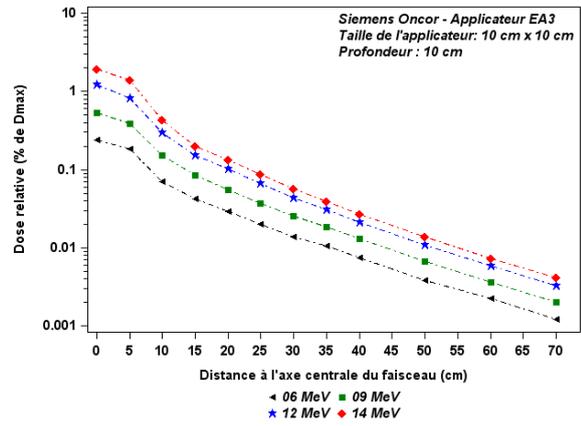
2.3.2.3 La dose à distance en fonction de l'énergie et de la taille de l'applicateur pour les Applicateurs EA3 d'ONCOR-SIEMENS :

La figure 2-8 montre les profils de la dose à distance pour l'applicateur Série EA3 adapté sur l'accélérateur Siemens Oncor en fonction de la distance hors l'axe aux profondeurs 1 cm et 10 cm, avec trois tailles de l'applicateur différentes (5 cm (diamètre), 10 cm x 10 cm et 20 cm x 20 cm) et quatre énergies différentes (6MeV, 9MeV, 12MeV et 14MeV). Nous trouvons que, lorsque la distance hors l'axe augmente, la dose à distance, à la profondeur de 1 cm dans l'eau, augmente jusqu'à une valeur maximale à la distance environ de 17.5 cm de l'axe du faisceau pour l'applicateur 10 cm x 10 cm. Ces valeurs maximales deviennent plus importantes quand l'énergie du faisceau augmente. Elles sont environ 0.8%, 1%, 1.4% and 1.6% de Dmax pour les énergies de 6MeV, 9MeV, 12MeV et 14MeV respectivement (figure 2-8.a). Pour une énergie donnée, ces valeurs maximales augmentent lorsque la taille de l'applicateur augmente, pour l'énergie 12 MeV et la tailles d'applicateur 5 cm (diamètre), 10 cm x 10 cm et 20 cm x 20 cm, les doses sont environ 0.7%, 1.4 % et 1.6% de Dmax respectivement (figure 2-8.c).

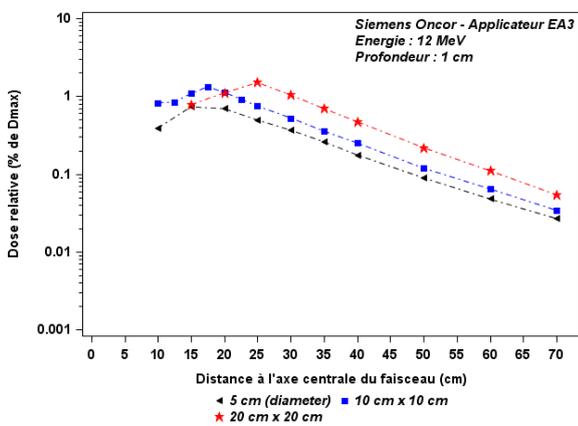
Les profils de la dose à distance à la profondeur de 10 cm dans l'eau sont très similaires à ceux sont obtenus sur les accélérateurs Varian et Primus. Ces doses sont environ 0.04%, 0.09%, 0.18% et 0.2% de Dmax, à la distance de 15 cm de l'axe du faisceau, pour un applicateur de 10 cm x 10 cm et les énergies 6 MeV, 9 MeV, 12 MeV et 14 MeV respectivement (figure 2-8.b).



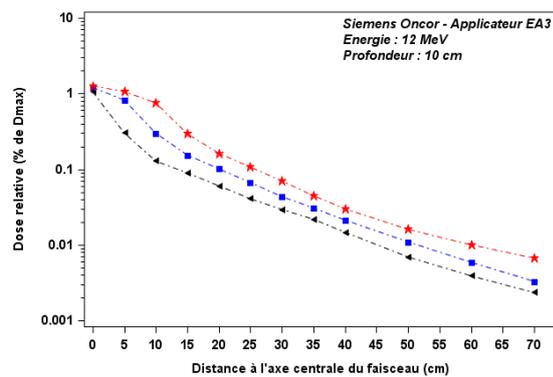
a



b



c



d

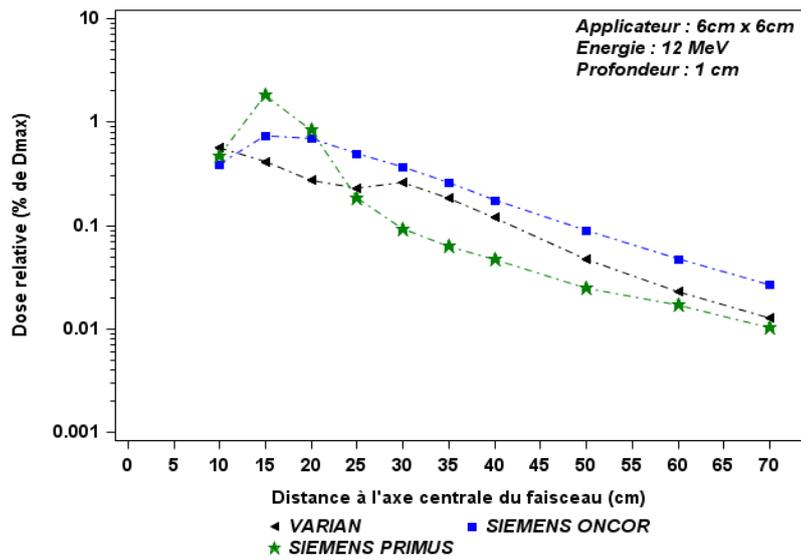
Figure 2-8: Variations de la dose relative, en fonction de la distance à l'axe du faisceau, sur l'applicateur Siemens EA3, les mesures ont été effectués pour (a-b) applicateur 10 cm × 10 cm à la profondeur 1 cm et 10 cm, pour différentes énergies, pour (c-d) l'énergie 12 MeV à la profondeur 1 cm et 10 cm, pour différentes tailles de l'applicateur.

2.3.2.4 L'influence de type de l'applicateur sur la dose à distance

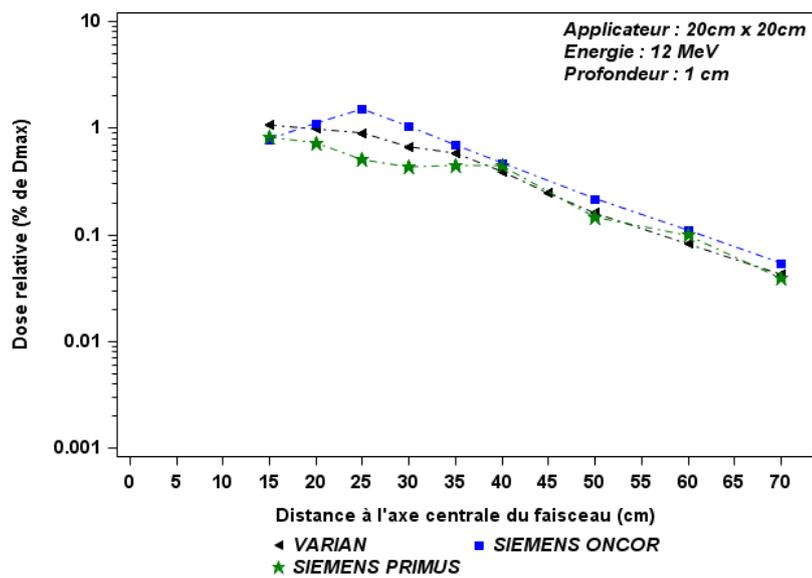
La figure 2-9 montre la comparaison des profils de dose à distance entre les applicateurs de trois accélérateurs étudiés. Pour la configuration de l'énergie de 12 MeV et de l'applicateur de 6 cm x 6 cm et à la profondeur de 1 cm dans l'eau, on trouve que la dose à distance pour l'applicateur DEVA est la plus importante pour les distances jusqu'à 20 cm de l'axe. Au-delà cette distance la dose provenant de l'applicateur Siemens Oncor devient la plus grande.

Cependant, pour la configuration de l'énergie 12 MeV et de l'applicateur 20 cm x 20 cm et à la profondeur de 1 cm dans l'eau, la dose à distance pour l'applicateur de type Siemens Oncor est

légèrement supérieure en comparant à celle provenant de deux autres applicateurs, pour toutes les distances de l'axe comme c'est montré dans la figure 2-9.b.



a

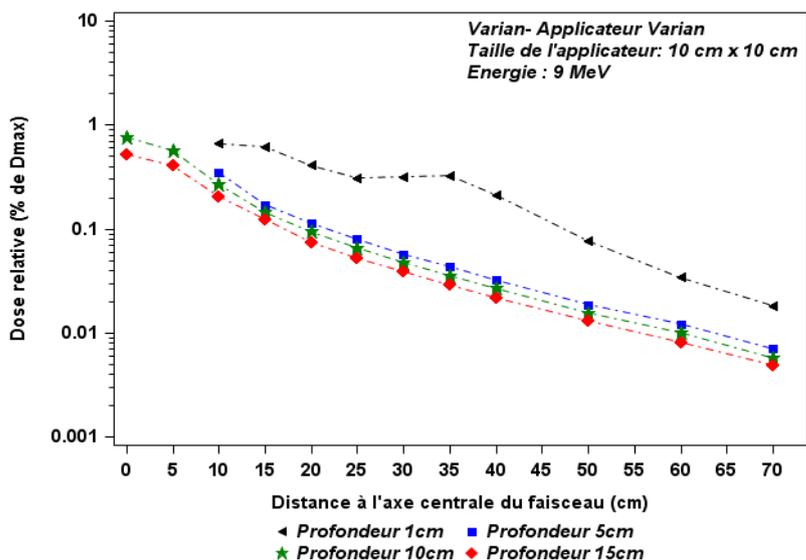


b

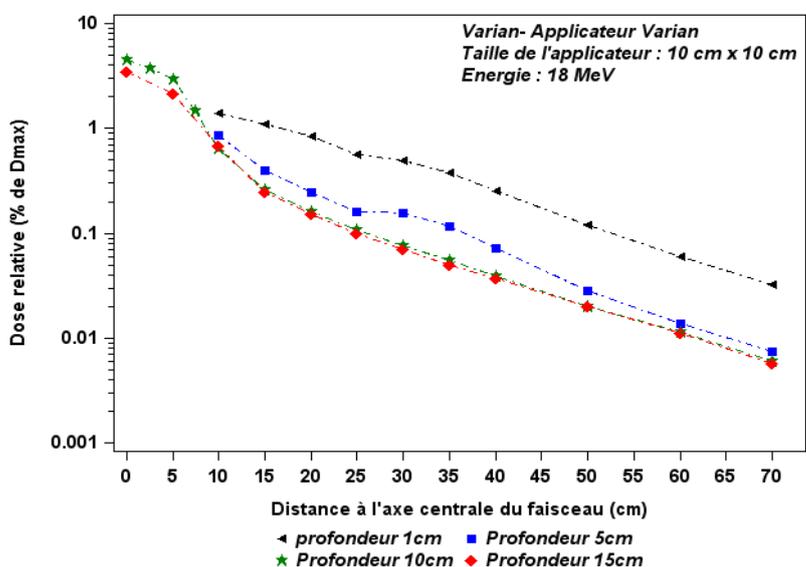
Figure 2-9 : Comparaison de dose relative hors champ d'irradiation entre les différents accélérateurs avec leurs applicateurs appropriés, (a) pour des petits applicateurs 6 cm x 6 cm et (b) pour grands applicateurs 20 cm x 20 cm.

2.3.2.5 Effet de la profondeur de mesure dans l'eau sur la dose à distance

La figure 2-10 montre la variation de la dose à distance, pour l'applicateur Varian 10cmx10cm, en fonction de la distance à l'axe du faisceau pour différentes profondeurs dans l'eau pour deux énergies 9 MeV et 18 MeV. Nous remarquons que les profils de la dose pour 9 MeV mesurés aux profondeurs 5 cm, 10cm et 15 cm diminuent de manière similaire avec la distance hors l'axe, alors que le profil de la dose à 1 cm en profondeur diminue plus lentement avec la distance hors l'axe du faisceau.



(a)



(b)

Figure 2-10 : Variations de la dose relative, en fonction de la distance à l'axe du faisceau, pour différentes profondeurs, sur l'applicateur 10 cm x 10 cm, les mesures ont été effectués pour (a) 9MeV et (b) 18 MeV.

La figure 2-11 montre la variation de la dose, pour l'applicateur EA3-ONCOR 10cmx10cm, en fonction de la profondeur dans l'eau pour les distances 17.5 cm, 25 cm et 35 cm de l'axe du faisceau pour l'énergie de 14 MeV. Nous constatons que la dose diminue rapidement en fonction de la profondeur jusqu'à environ 5 cm puis elle continue à diminuer très lentement.

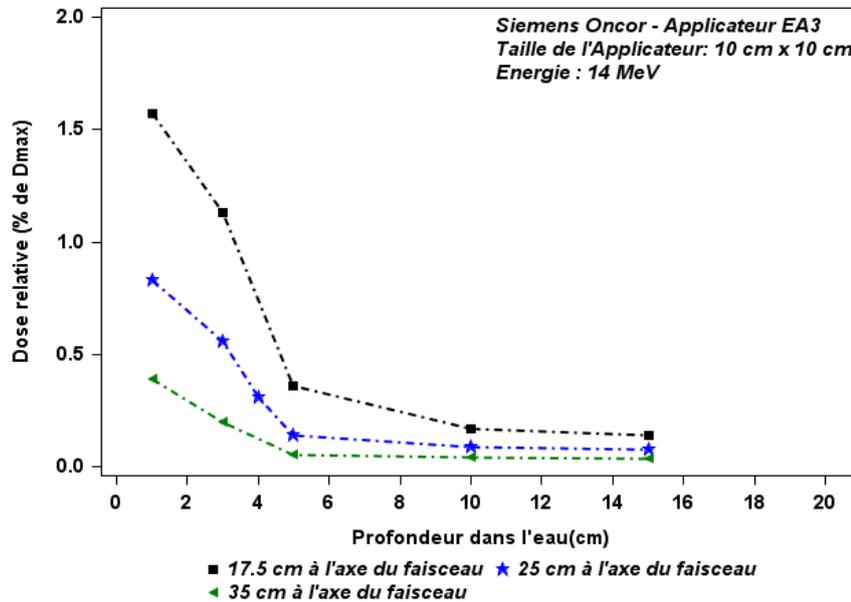


Figure 2-11 : Variation de la dose à distance, en fonction de la profondeur dans une cuve à eau, pour une taille de l'applicateur 10 cm × 10 cm, les mesures ont été effectuées avec TLD700 pour des distances 17.5 cm, 25 cm et 35 cm à l'axe du faisceau, pour l'énergie 14 MeV sur l'accélérateur Oncor.

Nous remarquons aussi que la variation du pouvoir de pénétration des électrons dans l'eau à l'extérieur de l'applicateur varie légèrement avec la distance hors l'axe, où la profondeur de pénétration des électrons peut varier entre 4-6 cm pour une variation de la distance hors l'axe entre 17.5-35 cm.

2.3.2.6 Effet de la distance source – peau (DSP) sur la dose à distance

Nous montrons dans cette section l'influence de la variation de la DSP sur la dose à distance. Selon les mesures présentées dans la figure 2-12, nous observons que l'influence de DSP est petite sur la dose à distance pour les distances hors champ d'irradiation allant de 10 cm à environ de 40 cm de l'axe du faisceau, qui peut être négligée. Cependant cette influence peut être significative pour les distances très proches au bord du champ d'irradiation, la dose augmente avec la DSP en raison de l'augmentation de l'espace entre l'applicateur et le patient (fantôme) ce qui peut engendrer plus des

électrons diffusés par l'air sortant du faisceau primaire. Une petite augmentation de la dose avec de la DSP est observée aussi pour les grandes distances de l'axe du faisceau >40cm.

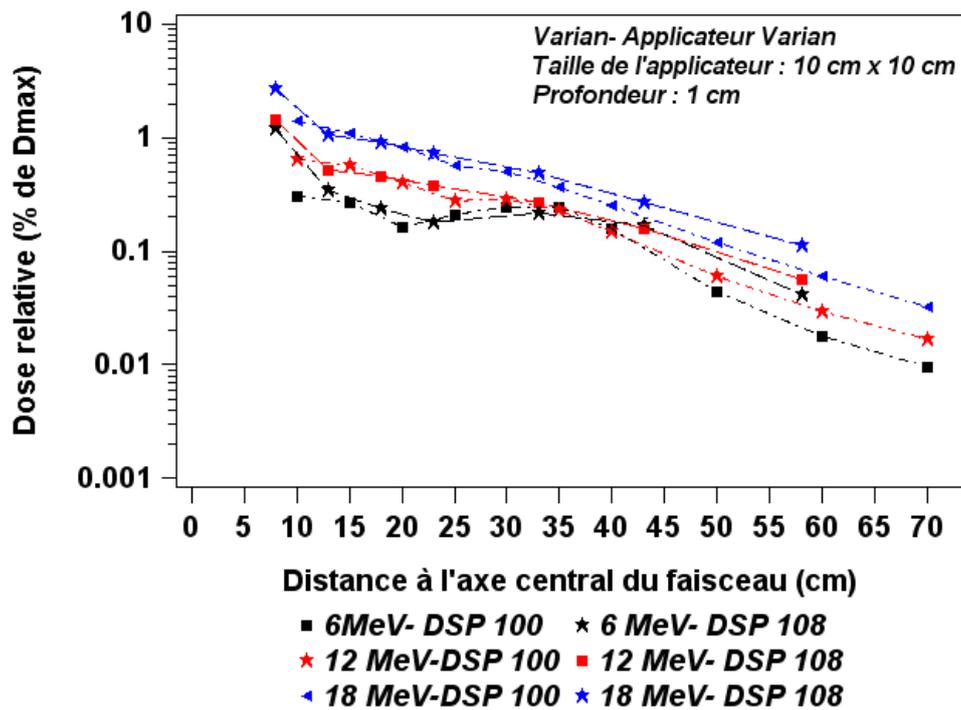
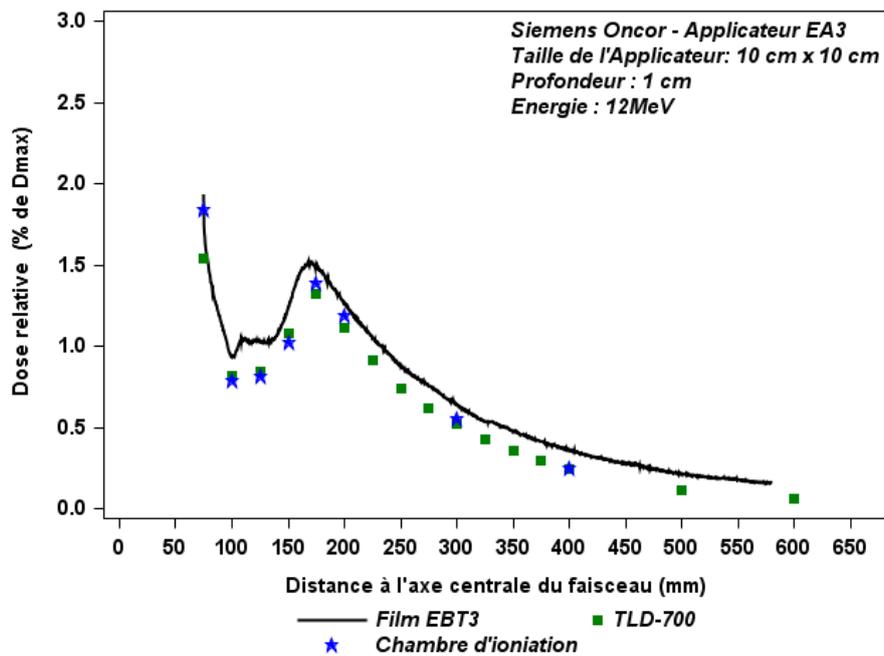


Figure 2-12 : Comparaison entre les doses à distance mesurées pour DSP=100cm et celles mesurées pour DSP=108cm, ces mesures ont été effectués sur l'accélérateur de Varian pour les énergies de 6, 12, 18 MeV et l'applicateur de 10 cm x 10 cm

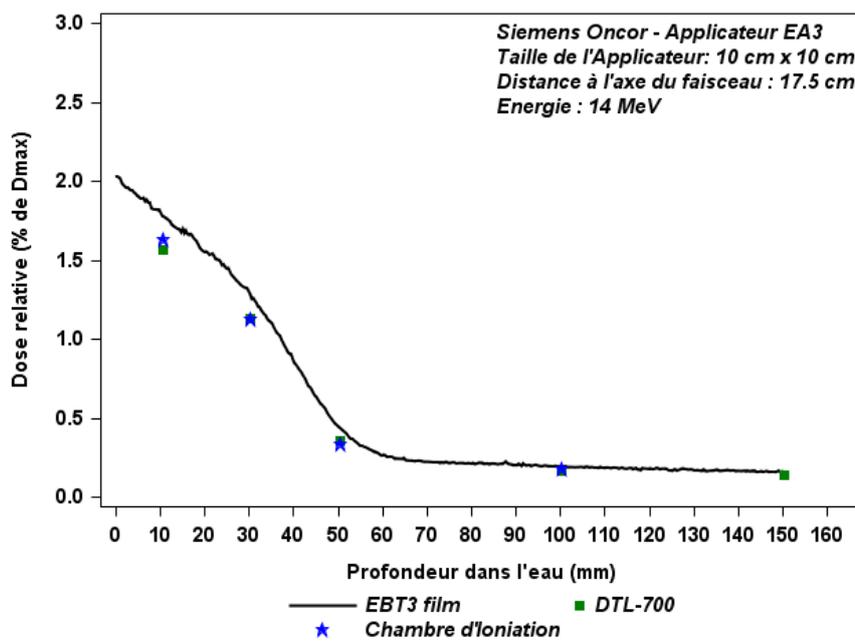
2.3.3 Comparaison des mesures de TLDs avec les mesures de la chambre d'ionisation et des films EBT3

La figure 2-13.a. montre une comparaison de mesures de TLDs avec les mesures effectuées par le film EBT3 et la chambre d'ionisation plate (NACP) à la profondeur de 1cm dans l'eau, en fonction de la distance hors l'axe. Nous observons un bon accord entre les mesures de TLD-700 et les mesures de la chambre d'ionisation, avec une différence moyenne de $\pm 5\%$. Cependant, les mesures de film ont montré une surestimation de la dose par rapport aux mesures avec de TLDs et la chambre d'ionisation par environ 0.1% de Dmax pour tous les points, comme c'est rapporté dans la table 2-2.

La comparaison des mesures de TLDs avec les mesures de la chambre d'ionisation et le film, en fonction de la profondeur, a été montrée dans la figure 2-13.b. La différence entre les mesures de TLDs et les mesures de la chambre d'ionisation peut atteindre à 9% pour une profondeur de 5 cm. Les mesures avec le film ont aussi surestimé la dose par environ 8%-13% pour les profondeurs superficielles, et par 26% à la profondeur de 5 cm, comme c'est rapporté dans la table 2-3.



a



b

Figure 2-13 : Comparaison entre les doses hors champ d'irradiation mesurées par les trois dosimètres, sur l'accélérateur Siemens Oncor, (a) les mesures ont été faites en fonction de la distance à l'axe du faisceau, à la profondeur de 1 cm pour l'énergie 12 MeV, (b) les mesures ont été faites en fonction de la profondeur, à la distance 17.5 cm à l'axe du faisceau pour l'énergie 14 MeV.

Table 2-2 : Comparaison entre les valeurs de doses à distance mesurées par trois différents dosimètres en pourcentage de Dmax, à la profondeur de 1 cm, pour l'accélérateur de Siemens Oncor avec l'énergie de 12 MeV.

La distance à l'axe du faisceau (cm)	La dose à distance (%Dmax)			La différence Relative entre TLD & IC	La différence Relative entre Film & IC
	TLD	Film	IC		
10	0.82	0.93	0.78	5%	17%
17.5	1.32	1.49	1.38	-3%	7%
30	0.52	0.64	0.54	-4%	17%
40	0.25	0.35	0.24	4%	37%

Table 2-3 : Comparaison entre les valeurs de doses à distance mesurées par trois différents dosimètres en pourcentage de Dmax, à la distance de 17.5 cm de l'axe du faisceau, pour l'accélérateur de Siemens Oncor avec l'énergie de 14 MeV.

La profondeur (cm)	La dose à distance (%Dmax)			La différence relative entre TLD & IC	La différence relative entre Film & IC
	TLD	Film	IC		
1	1.57	1.77	1.63	-4%	8%
3	1.13	1.28	1.12	1%	13%
5	0.36	0.43	0.33	9%	26%
10	0.17	0.19	0.18	-6%	6%

2.3.4 Comparaison des doses à distance des faisceaux d'électrons avec les doses à distance des faisceaux de photons

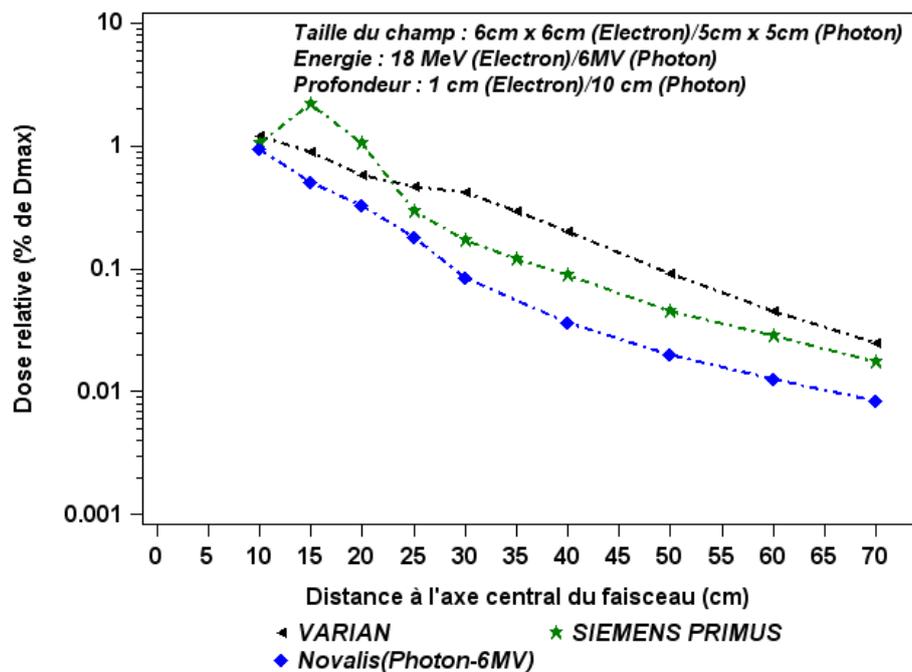
Dans cette section, nous présentons une comparaison quantitative entre la dose à distance pour les faisceaux d'électrons et la dose à distance due aux faisceaux de photons. Les doses à distance pour des faisceaux d'électrons sont mesurées avec l'énergie de 18 MeV, la taille de l'applicateur de 6 cm x 6 cm et aux profondeurs de 1 cm (figure 2-14.a) et de 10 cm (figure 2-14.b) dans l'eau sur les accélérateurs de Varian et de Siemens Primus. La dose à distance pour les faisceaux de photons est mesurée pour un faisceau de photons de 6MV, avec la taille du champ de 5 cm x 5 cm à la profondeur de 10 cm dans l'eau sur l'accélérateur NovalisTX (les mesures des faisceaux de photons sont des travaux de stage de Master2 de M. Alabdoaburas 2012).

Les doses à distance pour les faisceaux d'électrons sont normalisées à la dose correspondante à la profondeur maximale sur l'axe du faisceau, alors que pour le faisceau de photons, la dose à distance est normalisée à la dose correspondante à la profondeur de 10 cm sur l'axe du faisceau.

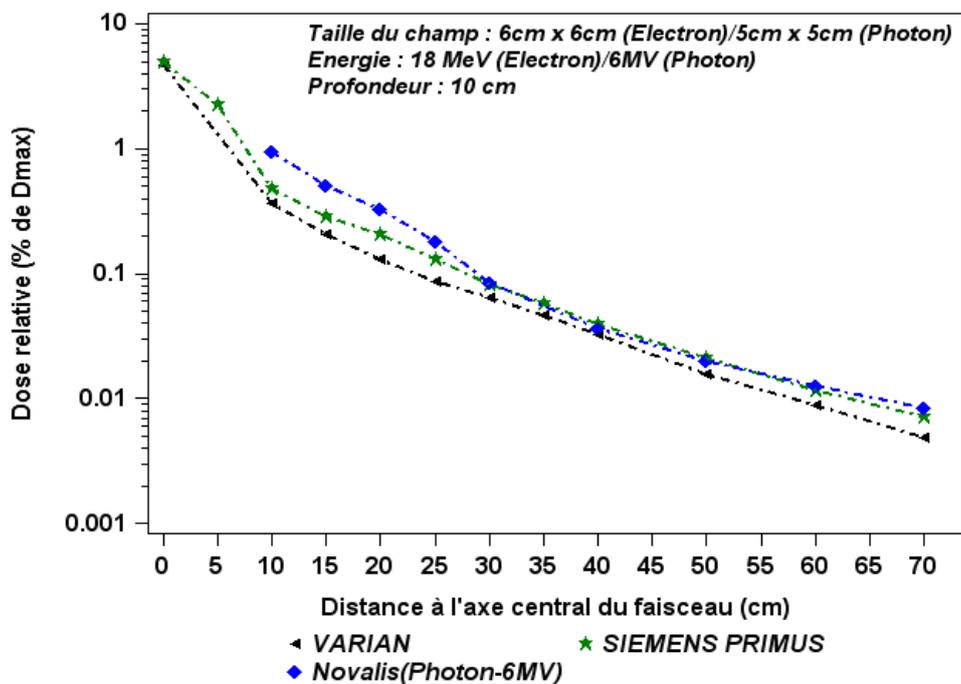
La figure 2-14.a montre que la dose à distance due aux faisceaux d'électrons à la profondeur de 1 cm est plus importante que celle pour le faisceau de photons, et cela est pour toutes les distances en dehors du champ d'irradiation. Ces doses, à la distance de 20 cm de l'axe du faisceau, sont de 0.3%, 0.6%, 1% de la Dmax (de la dose sur l'axe à la profondeur de 10 cm pour les photons) pour les faisceaux de photons de 6MV (Novalis), d'électrons de 18 MeV (Varian 2300 C/D) et d'électrons de 18 MeV (Siemens Primus).

Cependant, la dose à distance dans les faisceaux d'électrons mesurée à la profondeur de 10 cm dans l'eau (figure 2-14.b), est plus faible que la dose à distance due au faisceau de photons, surtout pour les distances proches au bord du champ, en raison de l'importance de la diffusion du patient dans cette zone pour les faisceaux de photons, ce qui est négligée pour les faisceaux d'électrons.

La variation de la dose à distance avec la taille du champ est plus significative dans les faisceaux de photons que celle pour les faisceaux d'électrons. Toutefois, les influences de l'énergie du faisceau et de la profondeur dans l'eau sur la dose à distance sont plus importantes dans les faisceaux d'électrons par rapport à celles dans les faisceaux de photons.



a



b

Figure 2-14: Comparaison entre la dose à distance due aux faisceaux d'électrons et la dose à distance due aux faisceaux de photons. Les mesures des doses à distance pour les faisceaux d'électrons ont été effectuées sur les accélérateurs de Varian et Siemens Primus avec l'énergie de 18 MeV, pour une taille de l'applicateur de 6 cm x 6 cm et les profondeurs de 1 cm (a) et 10 cm (b) dans l'eau. Les mesures de dose à distance pour le faisceau de photons ont été effectuées sur l'accélérateur de NovalisTX - 6MV, pour une taille du champ de 5 cm x 5 cm et la profondeur de 10 cm dans l'eau (StageM2 de M.Alabdoaburas2012)

2.3.5 Estimation de l'incertitude :

Les incertitudes sur les mesures effectuées par les dosimètres TLD peuvent provenir de plusieurs sources :

- 1- L'incertitude sur la répétabilité des mesures (incertitude de type A)
- 2- L'incertitude sur la lecture provenant de l'imperfection du remplissage des coupelles du tube de TLD par la poudre de LiF (incertitude de type B).
- 3- L'incertitude sur les facteurs correctifs du signal de TLD (incertitude de type B)

La première source de l'incertitude (type A) a été estimée par le test de la répétabilité sur trois dosimètres de référence sur l'axe du faisceau, il a été trouvé de 1% (pour $k=1$).

Afin d'estimer la deuxième source de l'incertitude, chaque tube de TLD contient cinq coupelles qui permettent d'avoir cinq lectures différentes par un point de mesure. Dans la situation idéale, les cinq coupelles doivent être remplies par la même quantité de poudre, mais en pratique, les quantités de poudre ne sont pas les mêmes dans toutes les coupelles qui peut générer une fluctuation entre les lectures des coupelles. De plus, la variation entre les lectures des coupelles peuvent être due aussi de l'hétérogénéité de l'irradiation au long du type de TLD. L'incertitude associée à cet effet a été estimée en moyenne de 0.7% (pour $k=1$).

La troisième partie de l'incertitude est due à l'incertitude sur l'estimation des facteurs de correction selon l'équation 2.1. En effet, tous les facteurs de corrections peuvent être négligés dans les conditions de ce travail, sauf que l'incertitude causée par le facteur de correction en énergie doit être pris en considération, car selon nombreuses publications bibliographiques, ils ont montré un impact important de ce facteur sur la réponse de TLD. Scarboro et al. 2011a ont montré que la réponse de TLD 100 peut varier jusqu'à 12% lorsque l'énergie des photons varie de 200 KeV à 2 MeV. De même, Nunn et al. 2008 ont trouvé une variation de 12% avec la réponse de TLD100 lorsque l'énergie des photons varie de 200KeV jusqu'à 1MeV.

Pour les faisceaux d'électrons, Holt, Edelstein, and Clark 1975 ont trouvé que la réponse de TLD700 peut varier jusqu'à 13% lorsque l'énergie des électrons varie entre 20MeV et 3MeV. (Mobit, Nahum, and Mayles 1996) avaient rapporté que l'incertitude sur la dose absolue pour un faisceau d'électron mesurée par TLD100 peut atteindre 10% et même plus, lorsqu'on prend en compte toutes les sources des incertitudes telles que le facteur de correction d'énergie, l'épaisseur de TLD et la profondeur d'irradiation.

En fin, l'incertitude maximale pour ces mesures, lorsqu'on prend en compte toutes ces sources d'incertitude, peut atteindre 14%. Pour les mesures dans le champ d'irradiation, l'incertitude peut atteindre 5% selon l'information fournie par le laboratoire EQUAL-ESTRO.

2.4 Discussion

Les doses à distance, pour des faisceaux d'électrons d'haute énergie, ont été évaluées pour trois différents applicateurs utilisés dans la routine clinique. Nous avons étudié l'influence de plusieurs paramètres sur la dose à distance, tels que la taille de l'applicateur, l'énergie du faisceau, la profondeur de mesure, et la distance hors l'axe du faisceau. La fuite à travers des parois de l'applicateur a été aussi évaluée au niveau de la structure de l'applicateur.

La dose mesurée à l'extérieur de l'applicateur à la profondeur de 1 cm dans l'eau présente un pic de dose pour les deux accélérateurs de Siemens. Ce pic de dose n'a pas été observé pour les mesures à la profondeur de 10 cm. Donc, nous pouvons supposer que ce pic provient principalement de la composante des électrons diffusés.

Pour l'accélérateur Siemens Primus, puisque ce pic de dose est plus grand lorsque l'énergie du faisceau et la taille de l'applicateur diminuent, on peut dire que ce pic de dose est issu des électrons s'échappant directement à travers des espaces vides dans la structure de l'applicateur au lieu qu'ils se diffusent par les diaphragmes, parce que la distribution latérale des électrons provenant des diffuseurs augmente lorsque l'énergie du faisceau diminue.

Pour l'accélérateur Siemens Oncor, le pic de dose augmente avec l'énergie du faisceau et la taille de l'applicateur. En observant le diaphragme le plus haut de l'applicateur EA3, fabriqué en aluminium avec une épaisseur 0.66 cm, une partie des électrons primaires peuvent le traverser. Cela peut expliquer l'augmentation de la dose avec l'énergie. La zone entre le pic et le bord du champ d'irradiation est mieux couverte par les autres diaphragmes, c'est pour cela on trouve que la dose diminue dans cette zone.

L'allure du profil mesuré avec le film à 17.5 cm de l'axe du faisceau en fonction de la profondeur montre que la composante des électrons diffusés est beaucoup plus grande que la composante de photon de bremsstrahlung pour les profondeurs superficielles (figure 2-11 et figure 2-13.b). Ces électrons ont relativement un grand parcours de pénétration, et peuvent arriver à la profondeur de 5 cm. Celui-ci peut être comparable au parcours pratique R_p du faisceau de 14 MeV dans le champ d'irradiation comme rapporté dans la table 2-1. Au-delà de cette profondeur, la dose diminue très lentement, présentant la composante de photon de bremsstrahlung. La dépendance du parcours de la pénétration des électrons hors l'applicateur sur la distance hors l'axe est marginale, cela veut dire que l'énergie de ces électrons ne varie que légèrement avec la distance à l'axe du faisceau.

Par contre, on peut constater que la diminution de la dose en fonction de la profondeur devient moins significative lorsqu'on s'éloigne de l'axe du faisceau, cela peut être causé par l'augmentation de l'angle d'obliquité des électrons incidents avec la distance hors l'applicateur. Pour le Varian, le pic de dose n'a pas été observé pour les énergies plus que 6 MeV, en accord avec Chow and Grigorov (2006). La

variation de la dose en fonction de la profondeur (Figure 2-10.b) montre qu'une partie des électrons peuvent atteindre jusqu'à la profondeur de 5 cm dans l'eau. D'où, la profondeur de pénétration des électrons diffusés à l'extérieur de l'applicateur peut être un demi du parcours pratique R_p du faisceau dans le champ d'irradiation. C'est pour cela on peut dire que les électrons diffusés à l'extérieur de l'applicateur proviennent principalement des diaphragmes au lieu s'échappant à travers les espaces vides dans la structure de l'applicateur, comme Lax and Brahme (1980) avaient rapporté que l'énergie moyenne des électrons diffusés des diaphragmes pour un faisceau d'électrons peut avoir une énergie moyenne d'environ 40% de l'énergie des électrons incidents.

Une étude expérimentale précédente avait rapporté qu'à une distance de 10 cm du bord du champ d'irradiation, la dose à distance peut atteindre à 5% de D_{max} pour un applicateur de type EA200 adapté sur l'accélérateur Siemens Primus (Yeboah *et al* 2010). Nos mesures pour l'applicateur DEVA-PRIMUS donnent une dose maximale environs 2.3%, ce désaccord entre nos résultats et leurs mesures faites sur le même accélérateur Siemens Primus est à cause du type de l'applicateur utilisé.

Une récente étude menée par Cardenas *et al* (2016) a évalué la dose à distance sur des machines de Varian modernes et Elekta. Leurs résultats sur deux machines Varian sont en accord avec nos résultats. Leurs résultats sur Elekta ont montré des doses plus importantes aux distances entre 20-30 cm d l'axe du faisceau par rapport aux accélérateurs Varian.

Iktueren *et al* (2012) ont trouvé que la dose à distance pour un accélérateur Siemens Oncor peut être entre 1.7% et 4.1% de D_{max} à la profondeur de 1 cm, elle augmente avec l'énergie du faisceau et la taille de l'applicateur. Toutefois les auteurs n'ont pas précisé le type de l'applicateur utilisé, c'est pour cela toute comparaison entre nos mesures et leurs résultats sera difficile.

Chow and Grigorov (2006) ont évalué la dose hors l'applicateur pour une machine Varian 21EX linac. Ils ont observé un pic de dose à la profondeur de 1 cm, pour un faisceau d'électrons de 4 MeV, à 12 cm à l'axe du faisceau pour un applicateur 10 cm x 10 cm. La valeur de ce pic de dose était 1.5% de D_{max} .

Une étude récente avec Monte Carlo a été rapportée par (Shimozato *et al.* 2013). Ils ont calculé la distribution de la fluence et la distribution de la dose hors l'applicateur Varian, Clinac 2100CD. Ils ont trouvé que la dose hors champ d'irradiation était 1% de D_{max} pour l'énergie de 16 MeV. Cela est en accord avec nos résultats sur le Varian 2300C/D.

Les doses à distance à la profondeur de 10 cm dans l'eau pour un faisceau d'électrons est significative, et peut être comparable, dans quelques circonstances, aux valeurs rapportées pour les faisceaux de photons. Environ 55% de cette dose provient de l'applicateur. Les profils de dose, à la profondeur de 10 cm sont similaires dans tous les types des machines pour une taille de l'applicateur et une énergie de faisceau données.

Les doses diminuent exponentiellement avec la distance hors l'axe et augmentent avec l'énergie, ce qui peut être compréhensible par les caractéristiques des rayonnements de freinage produits en heurtant un faisceau d'électrons sur une cible. Nos mesures des doses causées par les rayonnement de freinage dans le champ d'irradiation sont en accord avec celles rapportées par (Zhu, Das, and Bjärngard 2001).

Dans la figure 2-6.d on peut observer que les doses à l'extérieur de l'applicateur à la profondeur de 10 cm pour l'énergie de 9 MeV sont plus importantes que celles pour l'énergie de 12 MeV pour l'applicateur Varian 10 cm x 10 cm, au contraire aux doses dans le champ d'irradiation. Cela peut être expliqué du fait de la quantité du volume irradié dans la matière de l'applicateur. Car ce volume irradié, pour la même taille de l'applicateur, augmente lorsque l'ouverture des mâchoires augmente. Comme c'est montré dans la table 2.1, pour un applicateur 10 cm x 10 cm, l'ouverture des mâchoires est 14 cm x 14 cm et 20 cm x 20 cm, pour 12 MeV et 9 MeV respectivement. Puisque la dose à distance à la profondeur de 10 cm est issue essentiellement de l'applicateur, qui représente environ 55% de la dose totale de bremsstrahlung hors l'applicateur (Alabdoaburas et al. 2015), cette influence est plus significative en dehors de l'applicateur que à l'intérieur de l'applicateur, où, la dose de bremsstrahlung est principalement issue des plaques diffuseurs.

Les estimations des incertitudes de ces mesures sont compliquées et présentent un défi, à cause du manque des informations sur le spectre des radiations et la dose faible délivrée dans cette zone. Toutefois, Shimozato et al. (2013) ont rapporté que le spectre des rayonnements de freinage en dehors de l'applicateur ont une valeur maximale autour 250 KeV, 350 KeV, 500 KeV 750 KeV et 1 MeV pour les faisceaux d'électrons 4 MeV, 6 MeV, 9 MeV, 12 MeV et 16 MeV, respectivement. Cependant, nous avons essayé d'estimer l'incertitude maximale sur l'ensemble des mesures à l'aide des informations existantes dans les littératures bibliographiques. Nous avons aussi utilisé trois différents dosimètres afin de comparer leurs réponses. Le dosimètre EBT3 surestime la dose par 7% en comparant aux autres dosimètres à la distance où se trouve la dose maximale. Cette surestimation augmente avec la distance hors l'axe qui peut atteindre à 37% pour les plus faibles doses. Mais elle reste petite en terme absolu.

Dans la figure 2-13.a les mesures avec le film EBT3 montre que le film surestime aussi la dose par 8% en comparant à la mesure de la chambre d'ionisation à la profondeur 1 cm, cette surestimation augmente avec la profondeur jusqu'à 26% à la profondeur 5 cm, où les électrons de très faible énergie sont présents.

La différence entre les mesures de la chambre d'ionisation et les mesures avec des autres dosimètres est environ $\pm 6\%$ à la profondeur de 10 cm, où seulement les rayonnements de freinage peuvent être présents.

Mobit, Nahum, et Mayles (1996) avaient rapporté que l'incertitude sur la dose absolue pour un faisceau d'électron mesurée par TLD100 peut atteindre 10% et même plus, lorsqu'on prend en compte toutes les sources des incertitudes telles que le facteur de correction d'énergie, l'épaisseur de DTL et la profondeur d'irradiation.

Su et al. (2007) ont trouvé que la dépendance de la réponse des films EBT sur l'énergie du faisceau d'électrons était $\pm 4\%$ pour les faisceaux d'électrons 6-20 MeV. Toutefois, la dépendance de la réponse du film EBT sur l'énergie du faisceau et la dose devient plus significative lorsque l'ensemble de l'énergie et la quantité de dose sont plus petites. Cela peut expliquer l'augmentation de la différence entre le film et les deux autres dosimètres avec la distance hors l'axe ainsi que avec la profondeur.

2.5 Conclusion

Cette étude expérimentale analyse la dose à distance pour des faisceaux d'électrons d'haute énergie utilisés en radiothérapie externe, pour trois différents types d'applicateur. Cela a montré que la dose dépend de l'énergie du faisceau, la taille et le type de l'applicateur, la distance hors l'axe du faisceau et la profondeur dans l'eau. En générale, la dose à distance d'un faisceau d'électron augmente avec l'énergie et la taille de l'applicateur et diminue avec la distance hors l'axe et la profondeur dans l'eau. Pour les accélérateurs de Siemens, une dose maximale à 12-15cm au bord du champ d'irradiation a été trouvée. Au contraire le Siemens Oncor, pour Siemens Primus cette dose maximale devient plus marquée lorsque l'énergie du faisceau et la taille de l'applicateur diminuent.

L'estimation de la dose à distance pour des faisceaux d'électron est importante en raison de la possibilité de l'endommagement des organes sensibles tels que l'œil et la thyroïde si la dose maximale a eu lieu.

Ces résultats peuvent être intéressants car à ce jour la dose à distance avec les faisceaux d'électrons n'est pas prise en compte par le système de planification de traitement.

Chapitre 3

3 Chapitre 3 – 3D-Modélisation de la fluence énergétique des rayonnements de freinage (Bremsstrahlung) issue de la tête de l'accélérateur pour des faisceaux d'électrons cliniques

3.1 Introduction

Contrairement aux doses correspondantes à l'intérieur du champ d'irradiation, où les doses peuvent être calculées avec une précision et une rapidité en utilisant les systèmes de planification de traitement (TPS) utilisés en routine clinique, les calculs de dose à distance pour les faisceaux d'électrons posent des grandes difficultés en raison de complexité de phénomènes physiques ayant lieu entre la source et la surface du patient.

La dose à distance due aux faisceaux d'électrons se compose à deux composantes principales: les rayonnements de freinage et les électrons diffusés, mais dans le chapitre présent, l'étude portera uniquement sur les rayonnements de freinage.

La composante des rayonnements de freinage dans les faisceaux d'électrons devient plus importante quand des diffuseurs sont utilisés à la place du champ magnétique (mode scanner) pour élargir et égaliser le faisceau d'électrons.

Les rayonnements de freinage secondaires peuvent être générés dans les différentes structures de la tête de l'accélérateur, telles que les plaques diffuseurs, la chambre d'ionisation, les mâchoires, et l'applicateur d'électrons avec son insert de cerrobend (Zhu et al 2001).

Les rayonnements de freinage produits dans le champ d'irradiation pour un faisceau d'électrons proviennent essentiellement des diffuseurs (environ 70%- 85%) et le reste provient du système de collimation. Cependant, ces photons secondaires en dehors du champ d'irradiation sont issus principalement du système de collimation, tels que les mâchoires et l'applicateur d'électrons avec le cerrobend attaché.

Des études récentes ont indiqué la possibilité d'utiliser les faisceaux d'électrons sans des diffuseurs pour la radiothérapie conformationnelle par modulation d'énergie d'électrons (Eldib et al 2014, Connell et al 2012). Ils ont trouvé une diminution significative de la composante des photons secondaires dans le champ d'irradiation en enlevant les diffuseurs de la trajectoire du faisceau d'électrons de haute énergie. Cette réduction était plus faible pour les basses énergies.

Le phénomène lié à la présence des diffuseurs, présenté dans le paragraphe précédent, ne concerne pas les photons secondaires en dehors du champ d'irradiation qui sont essentiellement produits dans le système de collimation.

Zhu et al, 2001 ont proposé un modèle analytique simple pour calculer la distribution de la dose de rayonnement de freinage pour des faisceaux d'électrons. Ils ont considéré qu'une seule source virtuelle se trouve à proximité des diffuseurs (sa position par rapport aux diffuseurs dépendait de l'énergie du faisceau). Leur modèle était capable de calculer la dose provenant de cette composante dans le champ d'irradiation.

En pratique clinique, la forme des dispositifs de limitation du champ d'irradiation (blocs de cerrobend) est adaptée à la forme et la location de la tumeur, qui génère une distribution de la fluence énergétique des rayonnements de freinage conformationnelle dans le patient. En outre, les diaphragmes de l'applicateur sont positionnés à différentes positions par rapport au patient, de sorte que chaque diaphragme peut représenter une source des photons secondaires différente de celles des sources de rayonnement de freinage générés dans les autres diaphragmes. Par conséquent, lorsque la composante des photons secondaires est dominante, un modèle multi-sources pourrait être plus pertinent pour calculer la distribution de la fluence énergétique des rayonnements de freinage issue du système de collimation.

L'objectif de ce chapitre est de développer un modèle multi-source pour l'évaluation de la distribution de la dose de rayonnement de freinage issue de la tête de l'accélérateur et les applicateurs associés dans tous les points dans le patient, dans et en dehors du champ d'irradiation pour des faisceaux d'électrons.

3.2 Matériels et méthodes

3.2.1 Mesure de la composante des rayonnements de freinage de dans les faisceaux d'électrons

Nous avons commencé par la collection des données expérimentales, pour les énergies de 6, 9, 12 et 18 MeV sur l'accélérateur VARIAN 2300C/D (Varian Medical Systems, Palo Alto, CA) et pour 6, 9, 12 et 14 MeV sur l'accélérateur de Siemens Oncor. Pour l'accélérateur Varian, les diaphragmes utilisés pour délimiter le faisceau d'électrons sont l'applicateur de type Varian et l'insert de cerrobend « standard ». Pour le Siemens Oncor, l'applicateur de type Siemens série EA3 est utilisé sans l'insert. Comme c'est montré dans la figure 3-1, toutes les mesures ont été réalisées dans une cuve à eau de 110 cm x 40 cm x 25 cm à la profondeur de 10 cm dans l'eau, pour la DSP = 100 cm. Nous avons considéré que, à la profondeur de 10 cm, seulement les rayonnements de freinage peuvent contribuer à la dose. Les mesures ont été faites pour des distances hors l'axe allant de l'axe du faisceau jusqu'à 70 cm de l'axe du faisceau. Les dosimètres utilisés sont les TLD-700 (Harshaw Chemical Company, Solon, OH, USA). Plus des détails sur les conditions de mesures peuvent être trouvés dans le chapitre 2 (section 2.2.5).

Pour des objectives de modélisation, nous avons décomposé la dose des rayonnements de freinage secondaires en trois composantes principales. Elles sont liées (i) aux diffuseurs, (ii) aux mâchoires et (iii) aux diaphragmes. Nous avons négligé la composante des photons produite dans le patient (fantôme). Par conséquent, la dose totale mesurée peut être écrite comme le suivant :

$$D_{ph}^{tot} = D_{ph}^{diff} + D_{ph}^{mâch} + D_{ph}^{diaph} \quad (3.1)$$

où

D_{ph}^{tot} : la dose des rayonnements de freinage totale.

D_{ph}^{diff} : la dose due aux rayonnements de freinage provenant des diffuseurs.

$D_{ph}^{mâch}$: la dose due aux rayonnements de freinage provenant des mâchoires.

D_{ph}^{diaph} : la dose due aux rayonnements de freinage provenant des diaphragmes.

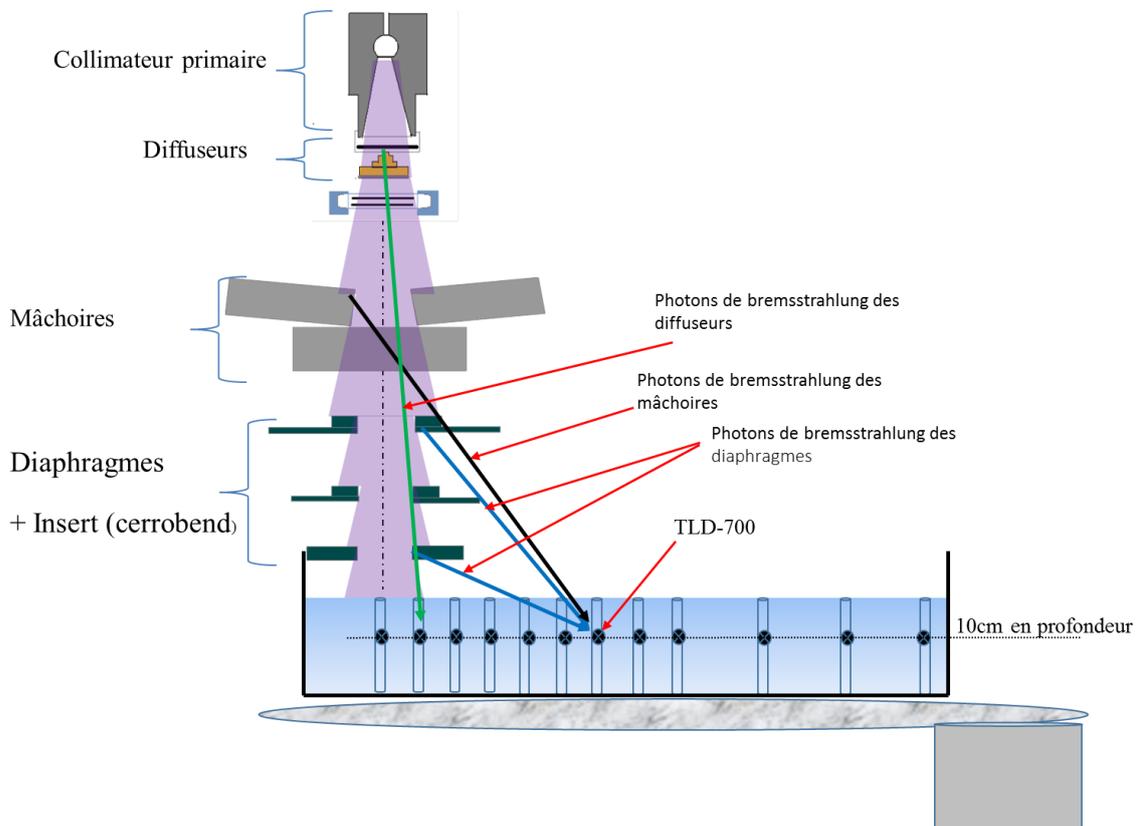


Figure 3-1: Montage expérimental pour mesurer la dose à distance causée par les rayonnements de freinage issue de différentes parties de la tête de l'accélérateur.

Nous avons séparé expérimentalement les trois composantes des rayonnements de freinage, afin de quantifier chaque composante. Des mesures, à l'extérieur de l'applicateur, ont été effectuées en fonction de la distance de l'axe du faisceau avec l'applicateur et sans l'applicateur. Les mesures sans l'applicateur représentent seulement les doses issues des mâchoires en considérant la composante des photons des diffuseurs est très petite ou même négligeable en dehors du champ d'irradiation.

$$D_{ph}^{tot}(\text{mesurée sur l'axe central du faisceau}) = D_{ph}^{diff} + D_{ph}^{mach} + D_X^{diaph}$$

$$D_{ph}^{tot}(\text{mesurée à l'extérieur du champ d'irradiation avec l'applicateur}) = \cancel{D_{ph}^{diff}} + D_{ph}^{mach} + D_X^{diaph}$$

$$D_{ph}^{tot}(\text{mesurée à l'extérieur du champ d'irradiation sans l'applicateur}) = \cancel{D_{ph}^{diff}} + D_{ph}^{mach} + \cancel{D_X^{diaph}}$$

Afin de quantifier la composante des plaques diffuseurs sur l'axe du faisceau, nous avons soustrait les doses calculées issues du système de collimation (mâchoires et applicateur) des doses totales mesurées à 10 cm en profondeur.

$$D_{ph}^{diff}(\text{mesurée sur l'axe central du faisceau}) = D_{ph}^{tot} - (D_{ph}^{mach} + D_X^{diaph})_{\text{calculée sur l'axe du faisceau}}$$

3.2.2 Modélisation de la composante des rayonnements de freinage secondaires : Modèle de multi sources épaisses

Notre modélisation s'appuie sur le théorème de multi diffusion qui a été introduite par (Schiff 1946) pour décrire la distribution angulaire de rayonnement de freinage pour une cible épaisse. Ce théorème a été utilisé avec succès pour étudier la distribution angulaire de la fluence énergétique des rayonnement de freinage dans les accélérateurs linéaires médicaux (Ferdinande et al. 1971; Findlay 1989; Nordell and Brahme 1984; Bruno B. Sorcini, Hyödynmaa, and Brahme 1997; R. Svensson and Brahme 1996; B. B. Sorcini, Hyödynmaa, and Brahme 1996)

Selon les principes du théorème de multi diffusion, nous avons subdivisé chaque source épaisse en un ensemble de couches (sources) minces. Nous avons considéré qu'un faisceau d'électrons étroit avec une énergie cinétique (E_{0e}), atteint une cible d'une épaisseur (t), divisée en (n) cibles minces (couches) d'une épaisseur (Δd). Pendant que les électrons passent à travers chaque couche, le nombre, l'énergie et la direction des électrons vont changer. Une partie de l'énergie cinétique des électrons sera transformée en énergie radiative, qui est appelé des rayonnements de freinage "photons de bremsstrahlung". Considérant une ($i^{\text{ème}}$) couche située en profondeur $d_i = i \times \Delta d$ de la surface de la cible, la fluence énergétique $\psi_i(\theta)$ par unité de l'angle solide des photons produits dans cette couche et émis par la direction (θ) est bien approximée par l'équation suivante:

$$\frac{d\psi_{ph}(\theta)}{d\Omega} = C \sum_{i=1}^n \Phi_{0e} T_i(E_{0e}, d_i) E(d_i) \varepsilon_{rad} \Delta d_i F_i(\theta) \eta_i(\mu, t) \quad (3.2)$$

où :

$\frac{d\psi_{ph}(\theta)}{d\Omega}$: La fluence énergétique par l'unité de l'angle solide des photons produits dans la ($i^{\text{ème}}$)

couche et émis par la direction (θ)

C : constante

Φ_{0e} : la fluence des électrons incidents (électron/cm²)

$T_i(E_{0e}, d_i)$: le coefficient de transmission d'électrons.

$E(d_i)$: l'énergie d'électrons à la profondeur d_i (MeV).

Δd_i : l'épaisseur massique de la couche (i) (g/cm²).

ϵ_{rad} : le pouvoir d'arrêt radiatif massique par unité de l'énergie (cm²/g)

$F_i(\theta)$: la distribution angulaire des rayonnements de freinage

$\eta_i(\mu, t)$: le facteur d'atténuation des photons ; μ : le coefficient d'atténuation (1/cm), t : l'épaisseur de l'atténuateur (cm).

L'équation 3.2, qui est fondée sur le théorème de multi diffusion sera adaptée pour chacune de trois composantes principales des rayonnements de freinage secondaires.

3.2.2.1 La dose des rayonnements de freinage secondaires issue des diaphragmes

La dose générée par des rayonnements de freinage secondaires D_{ph}^{diaph} provenant de toutes les cibles élémentaires (voxels) $P_j^k(\xi, R, L)$ des diaphragmes et arrivant au point P (φ, r, z) dans le fantôme (cuve à eau) est donnée par l'équation suivante:

$$D_x^{diaph}(\varphi, r, z) = C_{diaph} \sum_k \sum_j \sum_{i=1}^n FC_j^k(R, L) \psi_{j,i}^k(\varphi, r, z; \xi, R, L) \quad (3.3)$$

où :

C_{diaph} : le paramètre d'ajustement entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées.

i : l'indice de la couche (cible mince).

j : l'indice du voxel (source ou cible épaisse).

k : l'indice du diaphragme.

$\psi_{j,i}^k(\varphi, r, z; \xi, R, L)$: la fluence énergétique des rayonnements de freinage secondaires émis de la couche (i) dans le voxel (j) situé au diaphragme (k)

$FC_j^k(R, L)$: le facteur de collimation

Dans l'équation-3.3, nous analyserons deux termes, l'un ($\psi_{j,i}^k$) représentant les paramètres physiques des électrons incidents et des rayonnements de freinage émis et l'autre (FC_j^k) représentant les paramètres géométriques des différents diaphragmes de l'applicateur.

3.2.2.1.1 La distribution angulaire de la fluence énergétique des rayonnements de freinage émis d'une couche mince

Afin de calculer la distribution angulaire de la fluence énergétique des rayonnements de freinage $\psi_{j,i}^k$, nous avons considéré un faisceau étroit des électrons, avec la direction la plus probable des électrons incidents θ_p , atteignant une cible élémentaire (voxel) $P_j^k(\xi, R, L)$ dans le diaphragme k situé distant de (L) de la surface du fantôme (figure 3-2).

Le voxel $P_j^k(\xi, R, L)$ représente une cible multi-couches. La distribution angulaire de la fluence énergétique des rayonnements de freinage produits dans la (i^{ème}) couche émis dans la direction (θ) et atteignant le point d'intérêt $P(\varphi, r, z)$ à l'intérieur du fantôme d'eau peut être donnée à partir de l'équation (3.2) comme la suite:

$$\psi_{j,i}^k(\varphi, r, z; \xi, R, L) = \Phi_{0e} T_{j,i}^k(E_{0e}, d_i) E_{j,i}^k(d_i) \varepsilon_{rad} \Delta d_{j,i}^k F_{j,i}^k(\theta, \overline{\theta_p}) \eta_{j,i}^k(\mu, t) g(z) \quad (3.4)$$

Les différents termes de l'équation-3.4 sont analysés dans les sections suivantes.

1. Coefficient de transmission des électrons dans la (i^{ème}) couche

Le nombre des électrons relatif arrivant à i^{ème} couche du voxel j dans le diaphragme k varie en fonction de sa profondeur. Nous avons calculé le coefficient de transmission d'électron $T_{j,i}^k(E_{0e}, d_i)$ par l'utilisation de la formule donnée par (Tabata and Ito 1975) :

$$T_{j,i}^k(E_e, d_i) = \frac{1 + \exp(-S_0)}{1 + \exp[(S_0 + 2)(d_i/R_{ex}) - S_0]} \quad (3.5)$$

où

S_0 : un paramètre dépend du nombre atomique et de la masse atomique de la matière de la cible.

R_{ex} : le parcours pratique (extrapolé) qui est défini comme l'intersection entre la tangente au point le plus haut de la partie descendante de la courbe de la transmission et l'axe.

ces paramètres ont été calculés selon le travail de (Tabata and Ito 1975)

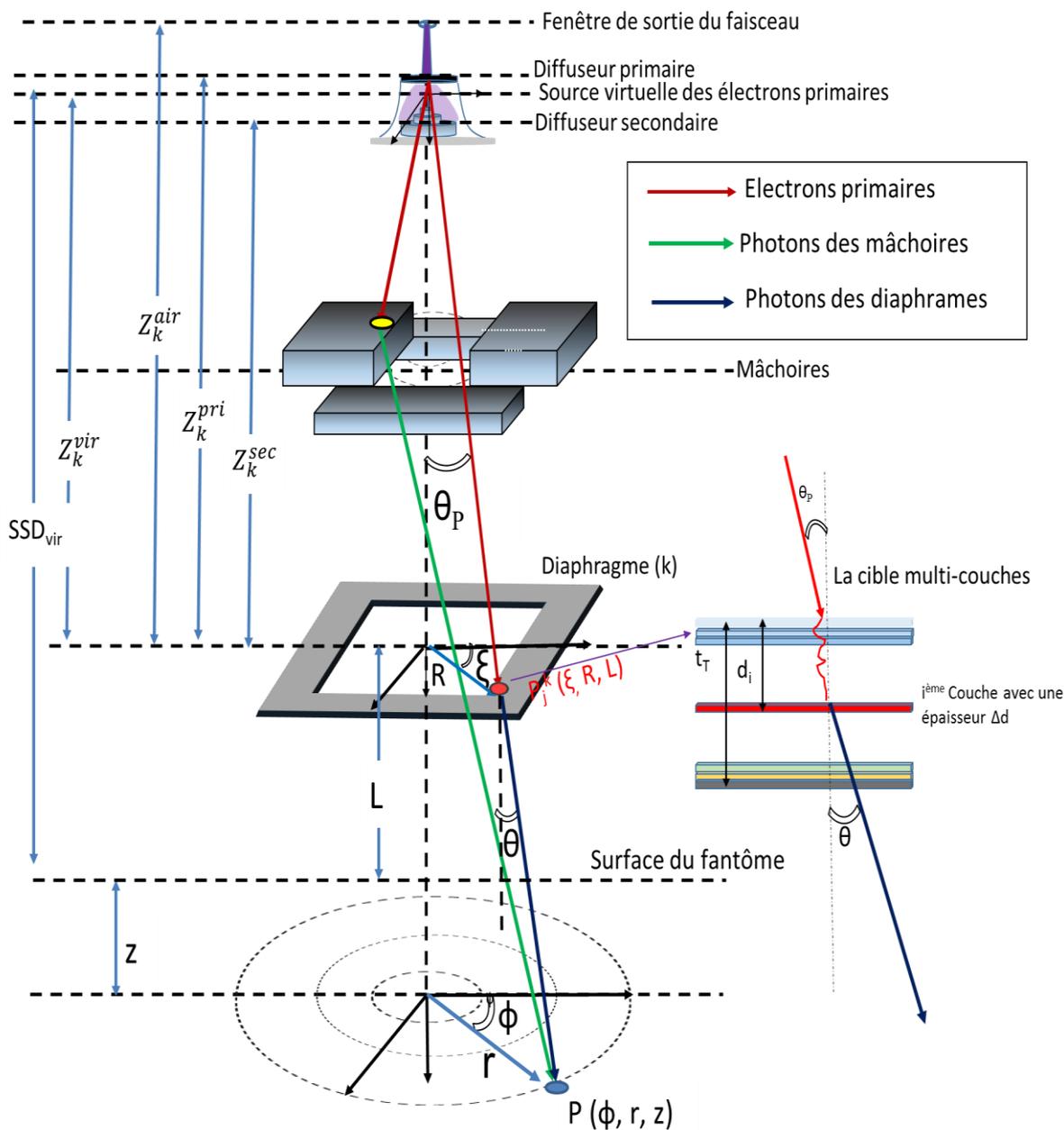


Figure 3-2 : Représentation schématique du système de coordonnées utilisé pour décrire les paramètres géométriques du modèle, et les trajectoires des photonfreinage et des électrons primaires.

2. L'énergie moyenne des électrons dans la (i^{ème}) couche

Lorsqu'un faisceau d'électron traverse une cible, il perd une partie de son énergie. Donc, l'énergie cinétique moyenne de ce faisceau d'électron dans la (i^{ème}) couche à la profondeur de (d_i) peut être estimée par la formula donnée par (Nordell and Brahme 1984)

$$E_{j,i}^k(d_i) = \bar{E}_{0e} - \frac{S_{tot}}{\rho \epsilon_{rad}} [1 - \exp(-d_i \epsilon_{rad})] \quad (3.6)$$

où :

\bar{E}_{0e} : l'énergie moyenne des électrons incidents sur la surface du diaphragme (MeV)

$\frac{S_{tot}}{\rho}$: le pouvoir d'arrêt massique total à la surface du diaphragme (MeV.cm²/g)

$\epsilon_{rad} = \frac{S_{rad}}{\rho \bar{E}_{0e}}$: le pouvoir d'arrêt radiatif spécifique (cm²/g).

d_i : la distance (la profondeur) entre la surface du diaphragme k et la couche i (g/cm²)

3. L'épaisseur de la cible-couche mince (i^{ème} couche)

L'épaisseur de la couche, doit être d'une part, $\ll X_0$ (longueur de radiation de la matière de la cible) pour qu'elle soit considérée comme une cible mince, et d'autre part elle doit être suffisamment épaisse pour remplir les conditions de théorème de multi-diffusion des électrons. En respectant les deux conditions précédentes, nous avons choisi l'épaisseur environs égale à $10^{-3}X_0$ (Ferdinande et al. 1971; Findlay 1989). la longueur de radiation X_0 a été calculée selon la formula fournie par ("ICRU, R. D. (1984). Electron Beams with Energies between 1 and 50 MeV. ICRU Report, 35.," n.d.) :

$$X_0 \left(\frac{g}{cm^2} \right) = \frac{1432.8 A}{Z(Z+1)(11.319 - \ln Z)} \quad (3.7)$$

où A est la masse atomique et Z le nombre atomique.

Pour la matière composée, le nombre atomique effectif a été calculé selon la formulation suivante :

$$\bar{Z} = \frac{\sum n_{el} A_{el} Z_{el}}{\sum n_{el} A_{el}} \quad (3.8)$$

Où

n_{el} : la masse fractionnée de l'élément (el).

A_{el} : la masse atomique de l'élément (el).

Z_{el} : le nombre atomique de l'élément (el).

4. La distribution angulaire des rayonnements de freinage

La distribution angulaire des rayonnements de freinage émis de la i^{ème} couche peut être décrite totalement par une distribution gaussienne.

$$F_{j,i}^k(\overline{\theta}_P, \theta) = \frac{\exp[-(\theta - \overline{\theta}_P)^2 / \overline{\theta^2}(d_i)]}{\pi \overline{\theta^2}(d_i)} \quad (3.9)$$

où :

4.1 L'angle d'émission des photons (θ):

C'est l'angle entre l'incidence vertical des électrons sur la surface du diaphragme et la direction des photons émis de la $i^{\text{ème}}$ couche. Elle peut être décrite par les coordonnées du voxel $P_j^k(\xi, R, L)$ dans le diaphragme et les coordonnées du point d'intérêt $P(\varphi, r, z)$ dans le fantôme (cuve à eau) selon la relation suivante (figure 3-2):

$$\theta = \arctan \left[\frac{1}{L+z} \sqrt{r^2 + R^2 - 2rR \cos(\xi - \varphi)} \right] \quad (3.10)$$

4.2 L'angle d'incidence des électrons (θ_P):

C'est la direction la plus probable du faisceau d'électrons étroit arrivant au voxel $P_j^k(\xi, R, L)$, exprimée selon (Brahme *et al* 1981 and ICRU1984) comme suivant:

$$\overline{\theta}_P = R \times \frac{\overline{R\theta}_{in}}{R_{in}^2} \quad (3.11)$$

Où :

$\overline{R\theta}_{in}$: est la valeur moyenne décrivant l'inclination la plus probable des électrons hors l'axe sur le diaphragme au niveau K. donnée par l'équation suivante (ICRU1984):

$$\overline{R\theta}_{in} = Z_k^{pri} \overline{\theta_{pri}^2} + Z_k^{sec} \overline{\theta_{sec}^2} + \frac{1}{2} Z_k^{air} \overline{\theta_{air}^2} \quad (3.12)$$

$\overline{R_{in}^2}$: la moyenne de carré de l'élargissement latérale des électrons arrivant au diaphragme K, donnée par l'équation suivante :

$$\overline{R_{in}^2} = (Z_k^{pri})^2 \overline{\theta_{pri}^2} + (Z_k^{sec})^2 \overline{\theta_{sec}^2} + \frac{1}{3} (Z_k^{air})^2 \overline{\theta_{air}^2} \quad (3.13)$$

Où :

Z_k^{pri} , Z_k^{sec} et Z_k^{air} sont les distances entre la diaphragme K et le diffuseur primaire, le diffuseur secondaire et la fenêtre de sortie dans la tête de l'accélérateur respectivement.

$\overline{\theta_{pri}^2}$, $\overline{\theta_{sec}^2}$ et $\overline{\theta_{air}^2}$ sont les variances angulaires des électrons diffusés dans la plaque diffuseur primaire, la plaque secondaire et l'air, respectivement.

4.3 La variance angulaire totale des rayonnements de freinage :

La variance angulaire totale des rayonnements de freinage émis de la $i^{\text{ème}}$ couche, à la profondeur d_i $\overline{\theta}_t^2(d_i)$ est définie comme la somme de trois composantes : la variance angulaire intrinsèque des photons ($\overline{\theta}_{BS}^2(d_i)$), la variance angulaire des électrons diffusés ($\overline{\theta}_e^2(d_i)$) et la variance angulaire des électrons incidents ($\overline{\theta}_{in}^2$). Ces composantes ont été calculés selon les formalismes fournis par (Nordell and Brahme 1984; Roger Svensson and Brahme 1996).

$$\overline{\theta}_t^2(d_i) = \overline{\theta}_{BS}^2(d_i) + \overline{\theta}_e^2(d_i) + \overline{\theta}_{in}^2 \quad (3.14)$$

$$\overline{\theta}_{BS}^2(d_i) = \left(k \frac{m_e c^2}{E(d_i)} \ln \frac{E(d_i)}{m_e c^2} \right)^2 \quad (3.15)$$

$$\overline{\theta}_{in}^2 = \overline{\theta}_{pri}^2 + \overline{\theta}_{sec}^2 + \overline{\theta}_{air}^2 \quad (3.16)$$

$$\overline{\theta}_e^2(d_i) = k_e \left(\frac{T_0}{\rho} \right) d_i \rho (1 + \varepsilon d_i \rho) \quad (3.17)$$

Où

k : un constant est égale à 0.26 radian.

$m_e c^2$: la masse au repos d'électron est égale à 0.511 MeV

$\frac{T_0}{\rho}$: le pouvoir de diffusion massique ($\text{radian}^2 \cdot \text{cm}^2 / \text{g}$).

ρ : la densité massique de la matière de la cible élémentaire (voxel) (g/cm^3)

$E(d_i)$: l'énergie des électrons à la couche (i) (MeV)

d_i : la profondeur de la couche i dans la cible élémentaire (voxel) (cm)

$\varepsilon = \frac{S_{tot}}{\rho E_{0e}}$: le pouvoir d'arrêt spécifique totale (cm^2 / g)

k_e : le facteur modifiant ($k_e = \frac{[1-(1.33/B)]}{1.27} \approx 0.683$ pour $B = 10$ (Brahme et al 1981)).

4.4. Le calcul du pouvoir de diffusion :

Les valeurs du pouvoir de diffusion ont été calculées par deux différentes méthodes :

- 4- la première méthode : est initialement proposée par (Huizenga and Storchi 1989) et réutilisée dans le travail de (Kainz et al. 2005), qui considère que le pouvoir de diffusion dépend de l'épaisseur de la matière traversée par les électrons selon les formules suivantes :

$$\frac{T}{\rho}(d_i) = \frac{\chi_c^2 \times B}{\rho d_i} \quad (3.18)$$

où : B et χ_c sont des paramètres calculés selon les formalismes mentionnés dans le travail de (Kainz et al. 2005).

- 5- La deuxième méthode : est d'utiliser les valeurs du pouvoir de diffusion tabulées dans le rapport de l'ICRU1984 en interpolant ces valeurs en fonction de l'énergie. La variation du pouvoir de diffusion en fonction de l'énergie a obéi de la relation suivante :

$$\frac{T}{\rho} = a E^b \quad (3.19)$$

Les valeurs rapportées par ICRU1984 surestiment les valeurs du pouvoir de diffusion (Li and Rogers 1995), donc nous avons introduit des facteurs de correction (f_r) qui dépend de l'énergie du faisceau d'électrons et du nombre atomique de la matière concernée. Ces facteurs peuvent varier linéairement avec l'énergie selon la relation suivante :

$$f_r = a_r E + b_r \quad (3.20)$$

Les valeurs des paramètres a_r et b_r ont été adaptées pour avoir une meilleure estimation de la distribution angulaire des rayonnements de freinage émis par les diffuseurs.

Dans les résultats présentés dans ce travail le pouvoir de diffusion a été calculé selon la deuxième méthode.

Pour la matière du diaphragme composée de plusieurs éléments, le pouvoir de diffusion a été calculé selon la relation suivante :

$$\frac{T}{\rho} = \sum_{el} m_{el} \left(\frac{T}{\rho} \right)_{el} \quad (3.21)$$

où m_{el} et $\left(\frac{T}{\rho} \right)_{el}$ sont la masse fractionnée et le pouvoir de diffusion de chaque élément (el).

5. Le facteur d'atténuation des photons

Au cours du passage des photons provenant de la $i^{\text{ème}}$ couche, où ils se sont produits, jusqu'au point d'intérêt dans le fantôme d'eau, ils seront atténués par plusieurs atténuateurs, (i) toutes les couches

(n-i) du voxel-cible se situant au-delà de la $i^{\text{ème}}$ couche dans le diaphragme (k) représentant une épaisseur $(t_{diaph}^k - i \times \Delta d)$, en plus, tous les diaphragmes se situant au-delà du diaphragme (k) traversés par les photons, représentant une épaisseur $(\sum_k t_{diaph}^{k+1})$ et (ii) l'épaisseur d'eau traversée z_{eau} de la surface du fantôme au point de calcul $P(\varphi, r, z)$.

Donc, l'atténuation totale des photons peut être donnée par :

$$\eta_i(\mu, t) = \exp\left[(-\mu_{diaph}(\sum_k t_{diaph}^k - i \times \Delta d) - \mu_{eau} \times z_{eau})/\cos \theta\right] \quad (3.22)$$

t_{diaph}^k étant l'épaisseur du diaphragme k.

Le coefficient d'atténuation de photon (μ) d'un matériau avec un nombre atomique (Z) dépend fortement de l'énergie des photons. Comme c'est connu, l'énergie des photons émis à partir d'une cible mince peut prendre n'importe quelle valeur allant de zéro à la valeur maximale de l'énergie du faisceau d'électrons incident (E_{max}). Mais, l'intensité des photons est constante pour n'importe quelle énergie dans l'intervalle $[0, E_{max}]$. Par conséquent, en considérant que $E(d_i)$ est l'énergie des électrons arrivant à la $i^{\text{ème}}$ couche, l'énergie des photons émis est distribuée sur l'intervalle $[0, E(d_i)]$. On peut diviser cette intervalle en $(E(d_i)/2\Delta E)$ intervalles élémentaires avec une largeur $2\Delta E$, $l = [1 - (E(d_i)/2\Delta E)]$ comme c'est montré dans la figure 3.3.

Donc, on peut dire que l'énergie des photons dans l'intervalle élémentaire (l) est $E^l \pm \Delta E$, le coefficient d'atténuation correspondant est $\mu^l \pm \Delta\mu$.

Par conséquent, l'atténuation totale des photons émis de la $i^{\text{ème}}$ couche peut être donnée par la formule finale suivante pour tous les intervalles élémentaires d'énergie :

$$\eta_i(\mu, t) = \sum_l \exp\left[(-\mu_{diaph}^l(\sum_k t_{diaph}^k - i \times \Delta d) - \mu_{eau}^l \times z_{eau})/\cos \theta\right] \quad (3.23)$$

Cependant, afin de diminuer le temps du calcul, une approximation acceptable pour ce travail a été prise en compte : nous avons choisi la valeur du coefficient d'atténuation (μ) des photons émis de la couche (i) qui est égale à celle correspondante à un tiers de la valeur d'énergie des électrons $E(d_i)$ arrivant à la couche (i).

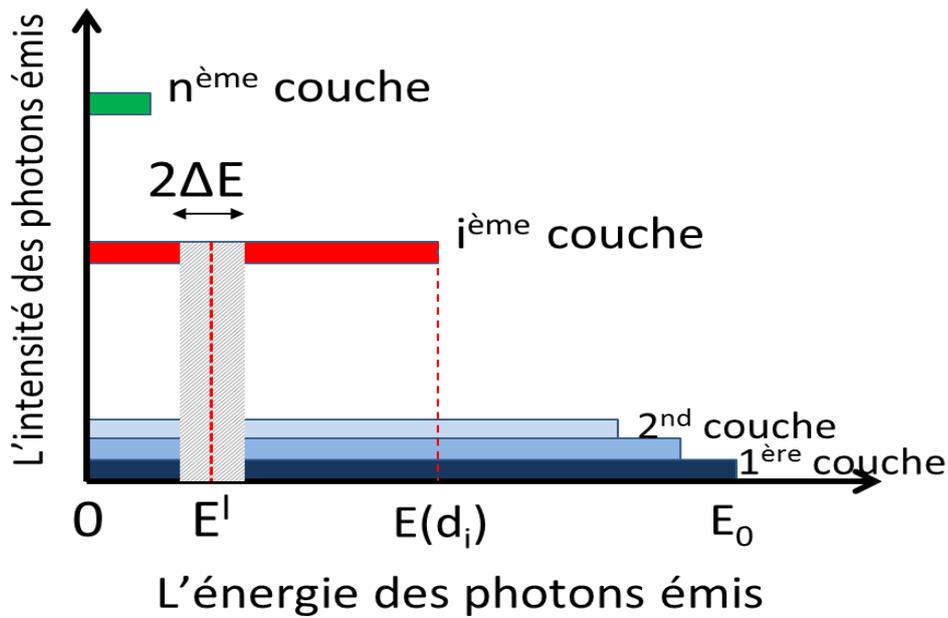


Figure 3-3: le spectre des photons émettant de chaque cible mince dans une cible épaisse et sa segmentation.

Après avoir analysé, la fluence énergétique ($\psi_{j,i}^k$) incluant les différents paramètres physiques des électrons incidents et des rayonnements de freinage émis, nous allons aborder dans la section suivante les paramètres géométriques des différents diaphragmes de l'applicateur.

3.2.2.1.2 Le facteur de collimation de l'ensemble des diaphragmes (FC)

Les diaphragmes sont placés aux différents niveaux par rapport à la surface du fantôme ainsi que par rapport à la source virtuelle des électrons primaire. Les caractéristiques géométriques de chaque diaphragme produisent des profils de dose des rayonnements de freinage différents d'un diaphragme à l'autre. Pour prendre en compte les contributions de tous les diaphragmes, il faut quantifier avec précision la contribution de chaque diaphragme. Pour faire cela, nous avons introduit un autre facteur nommé « Facteur de Collimation (FC) » de l'ensemble des diaphragmes.

Ce facteur FC prendra en compte les caractéristiques spécifiques des différentes sources élémentaires des rayonnements de freinage.

La décomposition de chaque diaphragme en plusieurs sources élémentaires peut être réalisée en considérant que chaque source est représentée par un voxel, comme a été présenté plus haut. Dans ce cas, nous pourrions considérer que le voxel a une forme cylindrique avec un diamètre qui est plus grand que la distance du déplacement latérale maximale (LD) des électrons diffusés à l'intérieur de la

matière de l'applicateur, et avec une épaisseur égale à la profondeur à laquelle l'énergie des électrons diminue jusqu'à environ 0.5 MeV.

Le déplacement latérale maximale (LD) pourrait être déterminé selon (Lax and Brahme 1980), et être approximativement égal à la distance de pleine diffusion (FD) des électrons dans la matière.

Donc, il pourrait être calculé par :

$$LD \approx FD = \left(\frac{T}{\rho} + \frac{S_{tot}}{E_p \times \rho} \right)^{-1} \rho^{-1} \quad (3.24)$$

Cependant, dans le cadre de ce travail, afin de simplifier la méthodologie de simulation sans dégrader sa qualité, nous avons considéré que chaque côté du diaphragme peut être représenté par une seule source « virtuelle » de photon de bremsstrahlung. Nous avons aussi considéré que son intensité est proportionnelle à l'intensité des rayonnements de freinage produits dans le « voxel-source » situé au centre du diaphragme multiplié par la surface du diaphragme irradiée par les électrons primaires comme c'est montré dans la figure 3.4. « Toutefois, cette approximation ne doit pas être appliquée à l'insert de cerrobend du diaphragme inférieur, car cet insert est d'une part très proche à la surface du patient et d'autre peut avoir n'importe quelle forme qui provoque des variations dans la distribution de rayonnement de freinage ».

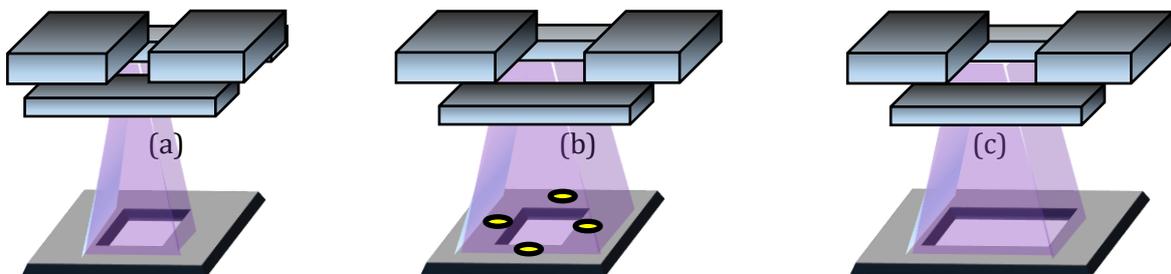


Figure 3-4 : un schéma montrant la variation de la surface irradiée dans l'applicateur avec la variation de l'applicateur et les mâchoires (a,b) la même taille de l'applicateur pour différentes ouvertures des mâchoires (b,c) la même ouverture des mâchoires pour différentes tailles de l'applicateur.

Le facteur de collimation FC tient en compte la surface de chaque diaphragme irradiée par les électrons primaires. Cette surface dépend, d'une part, de la distance entre le diaphragme et la source virtuelle des électrons primaires, et d'autre part, des ouvertures de l'applicateur et des mâchoires.

Le facteur de collimation du côté j du diaphragme k est donné par :

$$FC_j^k(R, L) = \frac{S_j^k(A)}{\sum_k \sum_j S_j^k(10)} \times \left(\frac{L_{ref}}{L_k} \right)^2 \quad (3.25)$$

$$S_j^k(A) = \frac{1}{4} \left(\frac{Z_k^{vir}}{Z_{k-1}^{vir}} \times A_{k-1} \right)^2 - \frac{1}{4} A_k^2 \quad (3.26)$$

$$A \approx 2R$$

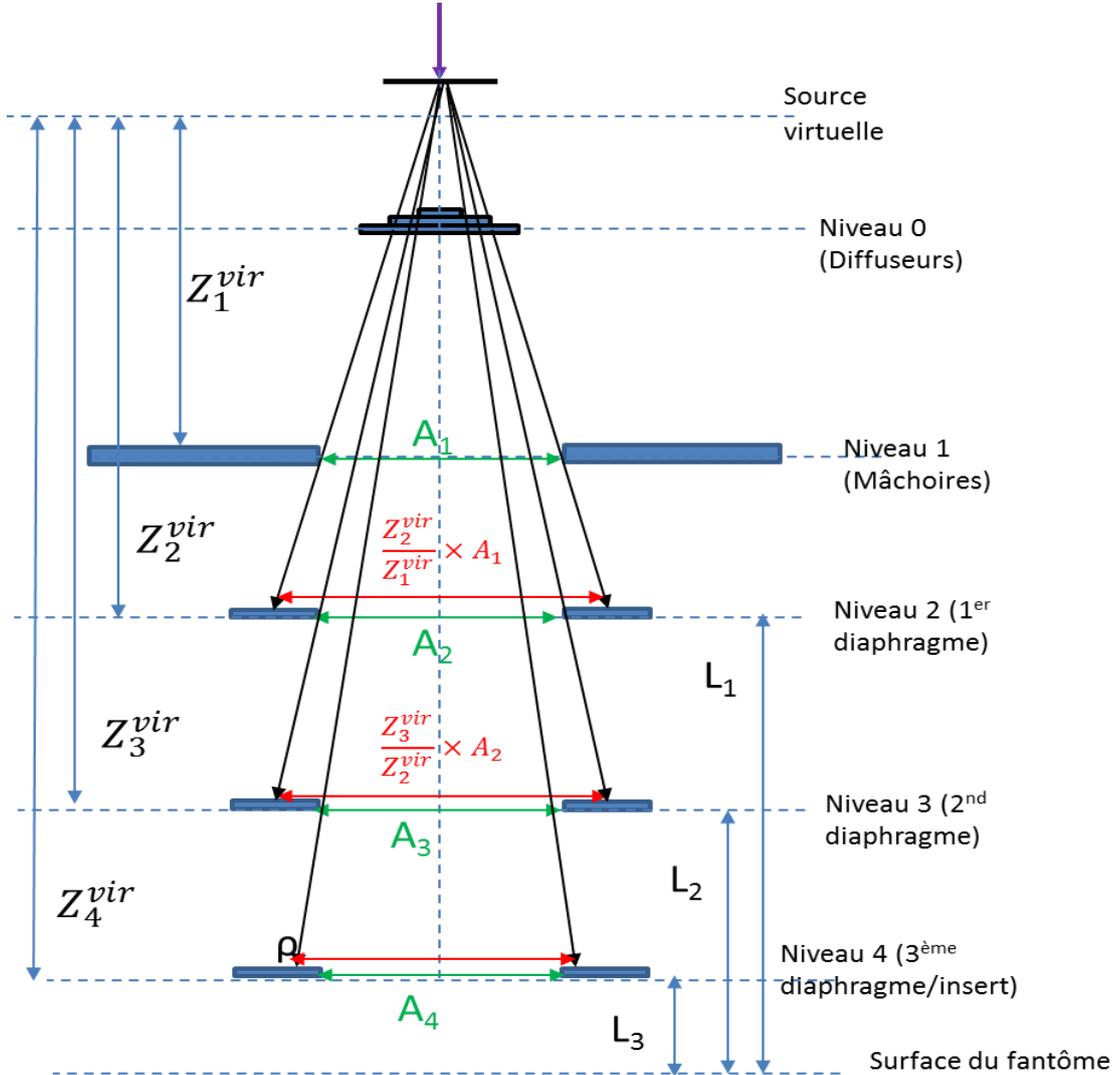


Figure 3-5: Représentation schématique décrivant les différents paramètres du facteur de collimation (FC) dans l'équation 3.5

où: $S_j^k(A)$ est la surface d'un côté j du diaphragme K irradiée directement par les électrons provenant de la source virtuelle. Il représente la différence entre la surface du champ d'irradiation au niveau du diaphragme k $\left(\frac{Z_k^{vir}}{Z_{k-1}^{vir}} \times A_{k-1} \right)^2$ et l'ouverture intérieure de ce diaphragme (A_k^2) divisé par 4.

A_{k-1}^2 : L'ouverture du diaphragme précédent du diaphragme k.

L_{ref} : la distance entre le diaphragme de référence (le diaphragme le plus haut a été choisi dans ce travail ($L_{ref} = L_1$) et la surface du fantôme.

L_k : la distance entre le diaphragme k et la surface du fantôme

$\sum_k \sum_j S_j^k(10)$: la surface irradiée totale dans l'applicateur (tous les diaphragmes) pour un applicateur 10 cm x 10 cm.

Z_k^{vir} : la distance vertical entre la source virtuelle des électrons primaires et le diaphragme k au niveau L_k , elle est donnée par l'équation de (ICRU1984):

$$Z_k^{vir} = \frac{R}{\tan \theta_P} \quad (3.27)$$

Afin de montrer expérimentalement l'influence du facteur de collimation sur la dose à distance, des mesures ont été effectuées d'une part avec deux différentes tailles de l'applicateur pour une ouverture des mâchoires donnée et d'autre part avec deux différentes ouvertures de mâchoires pour une taille de l'applicateur donnée.

Après avoir modélisé la composante de la dose générée par les rayonnements de bremsstrahlung D_{ph}^{diaph} provenant de toutes les cibles élémentaires (voxels) $P_j^k(\xi, R, L)$ des diaphragme et arrivant au point P (φ, r, z) dans le fantôme (cuve à eau) en se basant sur le théorème de multi diffusion, nous allons dans les deux sections suivantes modéliser les composantes de la dose générées par les mâchoires et les diffuseurs en appliquant la même méthodologie.

3.2.2.2 La dose des rayonnements de freinage issus des mâchoires

Afin de calculer les profils des rayonnements de freinage produits dans les mâchoires, nous avons appliqué le même modèle utilisé pour les diaphragmes.

$$D_{ph}^{mâch}(\varphi, r, z, A) = C_{mâch} \sum_j \sum_{i=1}^n \Phi_{0e} T_i^j(E_e, d_i) E^j(d_i) \varepsilon_{rad} \Delta d_i^j F_i^j(\theta, \overline{\theta_P}) \eta_i^j(\mu, t) g(z) \quad (3.28)$$

3.2.2.3 La dose des rayonnements de freinage issus des plaques diffuseurs

Les diffuseurs ont été considérés comme doubles sources des rayonnements de freinage. Donc, la dose des rayonnements de freinage issus des diffuseurs D_{ph}^{diff} représente la somme de la dose des rayonnements de freinage dus au diffuseur primaire D_{ph}^{pri} et la dose des rayonnements de freinage dus au diffuseur secondaire D_{ph}^{sec} . Le même modèle de multi-diffusion a été utilisé pour calculer séparément les distributions des rayonnements de freinage dus aux diffuseurs primaire et secondaire.

$$D_{ph}^{diff} = D_{ph}^{pri} + D_{ph}^{sec} = C_{diff} \left(\psi^{pri}(\varphi, r, z, A) + \psi^{sec}(\varphi, r, z, A) \right) \quad (3.29)$$

3.2.2.4 Calcul du rendement en profondeur des rayonnements de freinage :

La variation de la dose des rayonnements de freinage en fonction de la profondeur dans l'eau est due d'une part, à l'augmentation de l'atténuation des photons avec la profondeur dans l'eau et d'autre part à l'augmentation de la distance entre les sources des rayonnements de freinage et le point d'intérêt.

Pour la première, elle est incluse dans le terme de l'atténuation des photons $\eta_i(\mu, t)$ dans l'équation (3.23).

Concernant l'augmentation des distances en profondeur nous avons considéré deux types de sources génératrices des rayonnements de freinage.

Le premier correspond aux sources des plaques diffuseurs qui se comportent comme des sources ponctuelles virtuelles des rayonnements de freinage et la variation des distances est fonction de la loi de l'inverse carré de la distance $g(z) = \left(\frac{SSD_{vir,pho+z}}{SSD_{vir,pho+10}} \right)^2$.

Le deuxième correspond aux sources des mâchoires et des diaphragmes qui sont relativement larges et proches du fantôme, et la variation des distances peut être fonction de $g(z) = \left(\frac{L_k+z}{L_k+10} \right)$

3.3 Résultats

3.3.1 Séparation expérimentale des composantes des rayonnements de freinage des mâchoires et de l'applicateur :

La figure 3.6 montre les profils de dose mesurés à distance de l'axe du faisceau, à la profondeur de 10 cm dans l'eau, avec un applicateur 10 cm x 10 cm et sans applicateur sur l'accélérateur Varian 2300 C/D et pour une ouverture des mâchoires 14 cm x 14 cm. Les données présentées concernent deux énergies des faisceaux d'électrons de 12 MeV et 18 MeV.

Les valeurs de dose des profils sont normalisées par rapport à la valeur de dose à la profondeur de la dose maximale (Dmax) sur l'axe du faisceau.

Nous observons que toutes les valeurs de dose avec et sans applicateur sont supérieures pour l'énergie de 18 MeV à celles de 12 MeV.

Pour les distances de l'axe du faisceau supérieures à 15 cm, l'ensemble des mesures avec l'applicateur sont supérieures à celles sans applicateur et cela pour les deux énergies.

Les doses mesurées en dehors du champ d'irradiation avec l'applicateur représentent l'ensemble des composantes des doses provenant des mâchoires et de l'applicateur (diaphragmes), en négligeant la composante de dose provenant des diffuseurs.

Les doses mesurées en dehors du champ d'irradiation sans l'applicateur ne représentent que la composante des mâchoires.

En utilisant l'équation 3.1 dans la section 3.2.1 de la partie des matériels et des méthodes, nous remarquons que la contribution de la dose due aux rayonnements de freinage produits au niveau de l'applicateur à la dose totale des rayonnements de freinage est inférieure à 7% dans le champ d'irradiation. Cependant, en dehors du champ d'irradiation, cette contribution arrive à 55%. Alors que, au bord du champ d'irradiation, la dose totale des rayonnements de freinage sans applicateur est plus grande que celle avec l'applicateur.

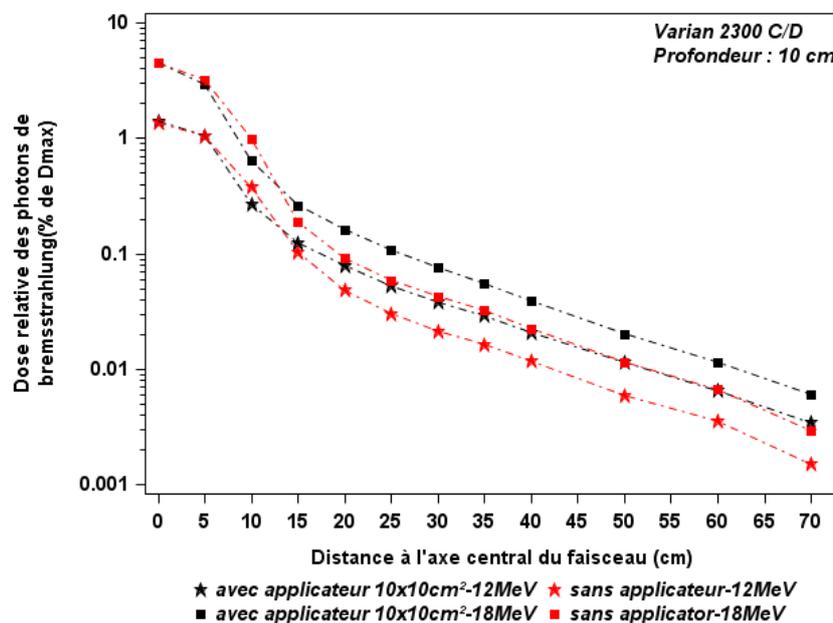


Figure 3-6 : Les profils des doses en fonction de la distance à l'axe du faisceau. Les mesures ont été effectuées à la profondeur de 10 cm dans l'eau pour l'ouverture des mâchoires 14 cm x 14 cm, avec et sans l'applicateur, sur l'accélérateur Varian.

3.3.2 Validation expérimentale du facteur de collimation

Pour valider nos hypothèses développées dans la section (3.2.2.1.2) concernant le facteur de collimation prenant en compte les diaphragmes et les mâchoires, nous avons réalisé les expérimentations suivantes.

Nous avons supposé que l'intensité de la source virtuelle représentant un côté d'un diaphragme donné est proportionnelle à la surface du diaphragme irradiée par le faisceau des électrons primaires.

Pour cela nous étudié expérimentalement deux configurations :

- (a) Pour un Linac VARIAN 2300C/D avec un applicateur de 10 cm x 10 cm et l'énergie de 18 MeV, nous avons mesuré des profils de dose à une profondeur de 10 cm pour deux ouvertures des mâchoires de 14 cm x 14 cm et 22 cm x 22 cm.
- (b) Pour le même Linac avec une ouverture des mâchoires de 22 cm x 22 cm et l'énergie de 18 MeV, nous avons mesuré des profils de dose à une profondeur de 10 cm pour deux applicateurs de taille de 10 cm x 10 cm et 20 cm x 20 cm.

Les résultats obtenus à partir de ces deux expérimentations, présentés dans la figure 3-7 montre la variabilité de la dose à distance à la profondeur de 10 cm en fonction des ouvertures du système de collimation (mâchoires et diaphragmes).

Nous constatons que :

Pour une taille donnée de l'applicateur, la dose augmente lorsque l'ouverture des mâchoires augmente et cela pour toutes les distances de l'axe du faisceau (figure 3-7.a). Cependant pour une ouverture donnée des mâchoires, la dose augmente lorsque la taille de l'applicateur diminue (figure 3-7.b).

Les résultats obtenus pour les deux configurations expérimentales, valident notre hypothèse formulée précédemment car :

- Pour un applicateur de taille donnée, l'augmentation de la taille des mâchoires génère une surface irradiée plus grande et par conséquent devait générer une dose des photons de freinage provenant des diaphragmes plus grande, comme cela est constaté dans nos résultats de la figure 3-7.a,
- Pour des mâchoires de taille donnée, la diminution de la taille de l'applicateur génère une surface irradiée plus grande et par conséquent devait générer une dose de photons de freinage provenant des diaphragmes plus grande, comme cela est constaté dans nos résultats de la figure 3-7.b

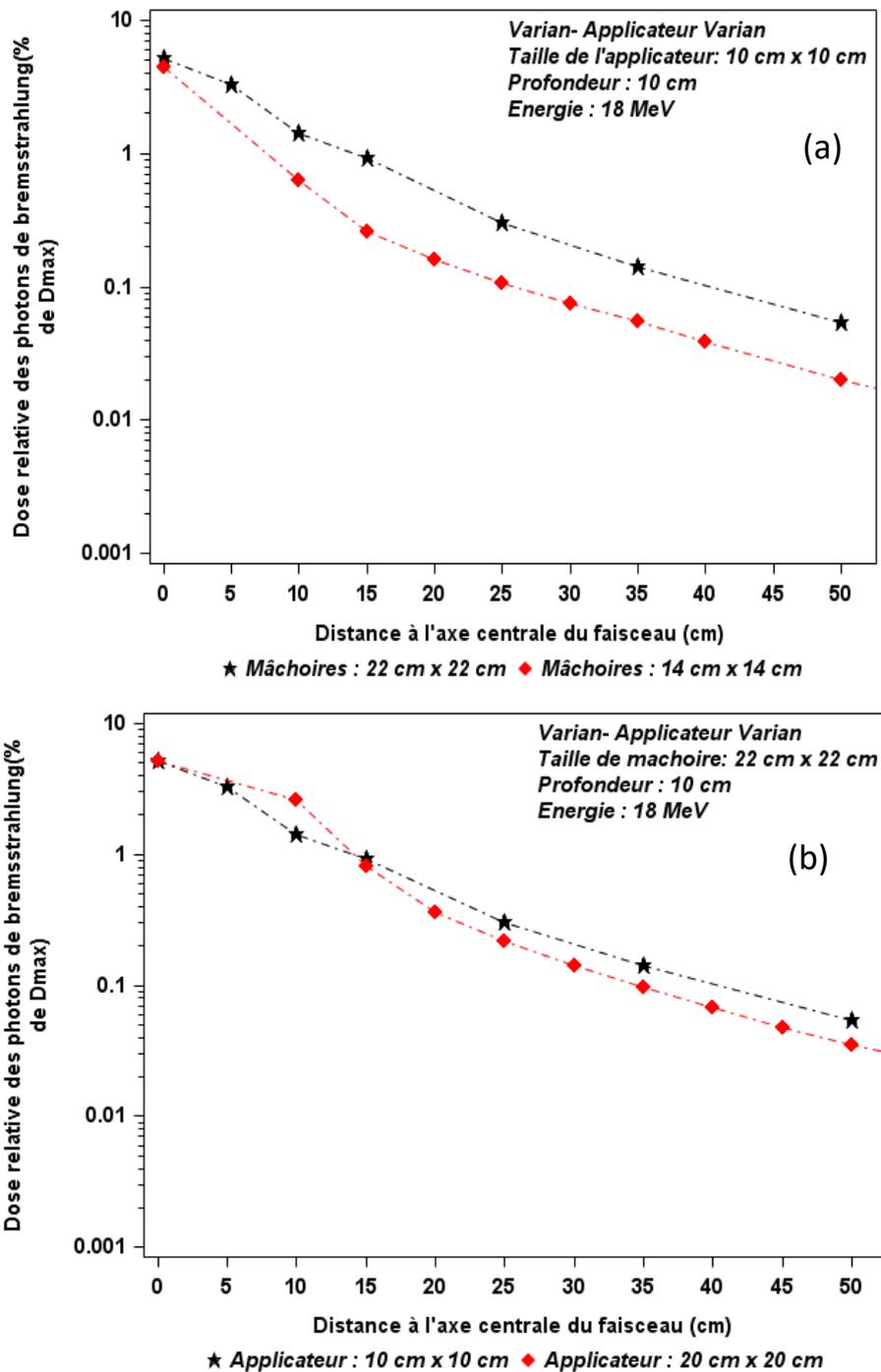


Figure 3-7 : Les profils des doses en fonction de la distance à l'axe du faisceau. Les mesures ont été effectuées à la profondeur de 10 cm dans l'eau. (a) pour deux différentes ouvertures des mâchoires avec la même ouverture de l'appicateur, (b) pour deux différentes ouvertures de l'appicateur avec la même ouverture des mâchoires sur l'accélérateur Varian 2300C/D.

3.3.3 Simulation des profils des rayonnements de freinage hors l'axe du faisceau :

Dans cette section nous présentons les résultats de simulation de la dose totale des photons de freinage correspondant aux trois composantes comme cela est présenté précédemment dans la section (3.2.2).

Pour l'ensemble des simulations réalisées pour les profils de dose hors l'axe du faisceau (§3.3.3) et les profils de dose en profondeur (§3.3.4), trois paramètres d'ajustement entre les valeurs calculées (en % de Dmax) et les valeurs mesurées (en % de Dmax) ont été estimés (voir l'équation 3.3 (§ 3.2.2.1), l'équation 3.28 (§3.2.2.2) et l'équation 3.29 (§3.2.2.3)). Ces valeurs, pour les différentes énergies d'électrons étudiées et pour les deux accélérateurs, sont présentées dans la table 3-1.

Table 3-1 : les valeurs des paramètres du modèle pour différentes énergies sur deux accélérateurs Varian et Oncor, lorsque la dose est présentée en pourcentage de la dose maximale sur l'axe du faisceau.

Energie(MeV)	Linac Varian (2300C/D)				Linac Siemens (Oncor)			
	6	9	12	18	6	9	12	14
C _{diaph}	0.78	0.65	0.30	0.30	0.60	0.55	0.50	0.50
C _{mâch}	0.26	0.22	0.10	0.10	0.12	0.11	0.10	0.10
C _{diff}	2.62	1.50	1.47	2.00	2.00	1.00	1.14	1.60

Les doses des rayonnements de freinage en fonction de la distance à l'axe du faisceau mesurées et calculées sont présentées à la suite pour différentes énergies du faisceau d'électrons et différentes tailles de l'applicateur pour deux accélérateurs.

L'accélérateur VARIAN 2300C/D.

La figure 3-8 montre une comparaison entre les profils des doses des rayonnements de freinage calculés et mesurés sur le Varian 2300C/D pour les énergies 6 MeV, 12 MeV et 18 MeV pour différents tailles de l'applicateur.

Les valeurs mesurées et les valeurs calculées sont prises à la profondeur de 10 cm, dans la direction tête – pied, en fonction de la distance hors l'axe de 0 cm jusqu'à 70 cm à l'axe du faisceau. La figure 3-8.a, la figure 3-8.b et la figure 3-8.c comparent les profils mesurés avec les profils calculés pour les tailles des applicateurs 6 cm x 6 cm, 10 cm x 10 cm et 20 cm x 20 cm respectivement.

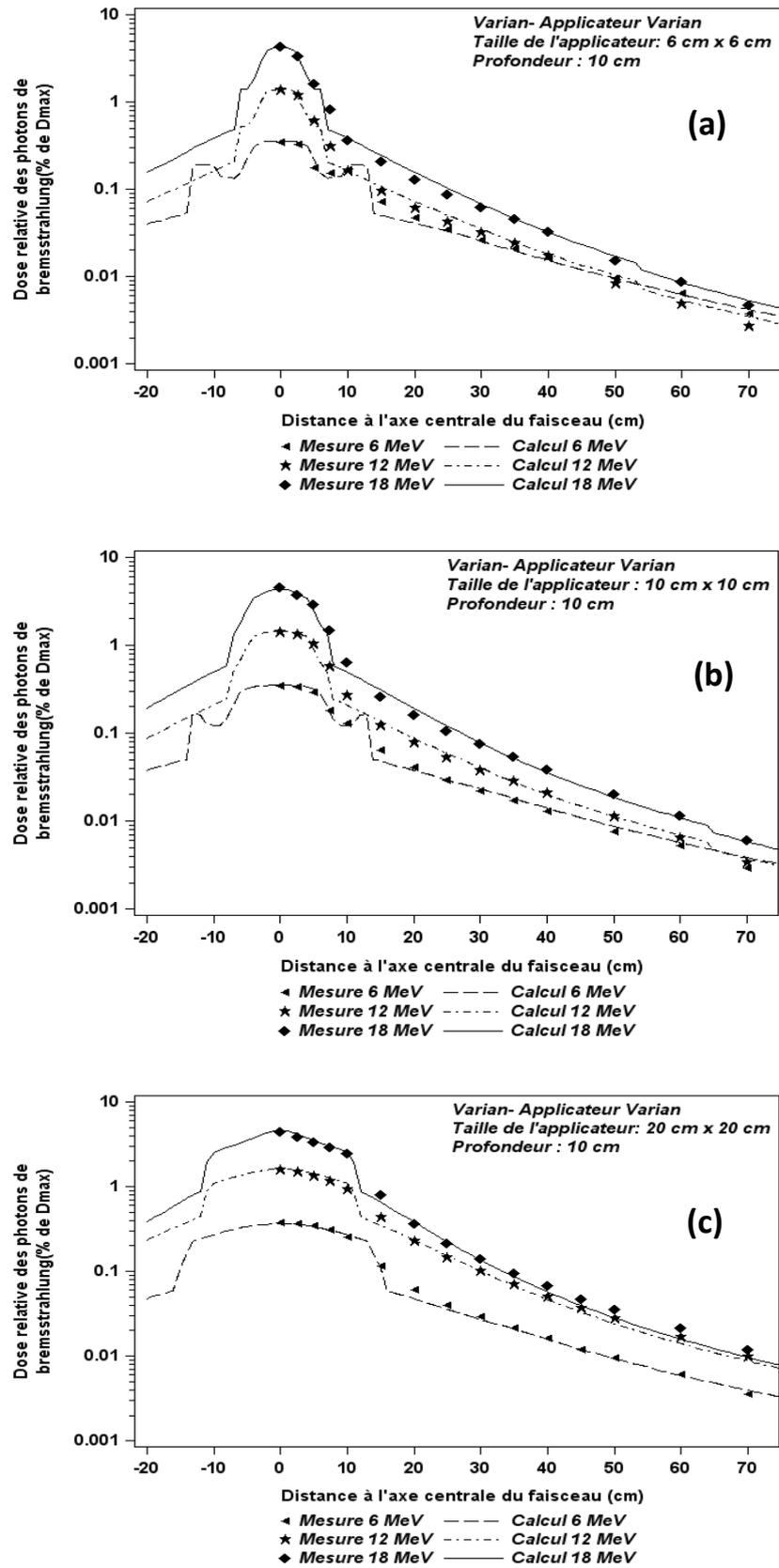


Figure 3-8 : La variation en fonction de la distance de l'axe du faisceau des doses mesurées et calculées à la profondeur de 10 cm, pour trois énergies de 6, 12, et 18 MeV sur l'accélérateur Varian 2300 C/D, avec un applicateur associé (a) de 6 x 6 cm², (b) de 10 x 10 cm² et (c) de 20 x 20 cm².

Afin d'évaluer l'influence de la profondeur sur la performance de notre modélisation, une série de mesures et de calculs des profils de dose hors l'axe du faisceau ont été réalisés pour les profondeurs de 5cm, 10cm et 15 cm avec l'énergie d'électrons de 9 MeV et l'applicateur de 10 cm x 10 cm.

La figure 3-9 décrit la comparaison entre les profils de doses mesurées et calculées aux différentes profondeurs dans l'eau. Les calculs montrent que l'influence de la profondeur sur les profils de la dose en dehors du champ d'irradiation est moins importante que dans le champ d'irradiation, comme c'est le cas aussi pour les mesures.

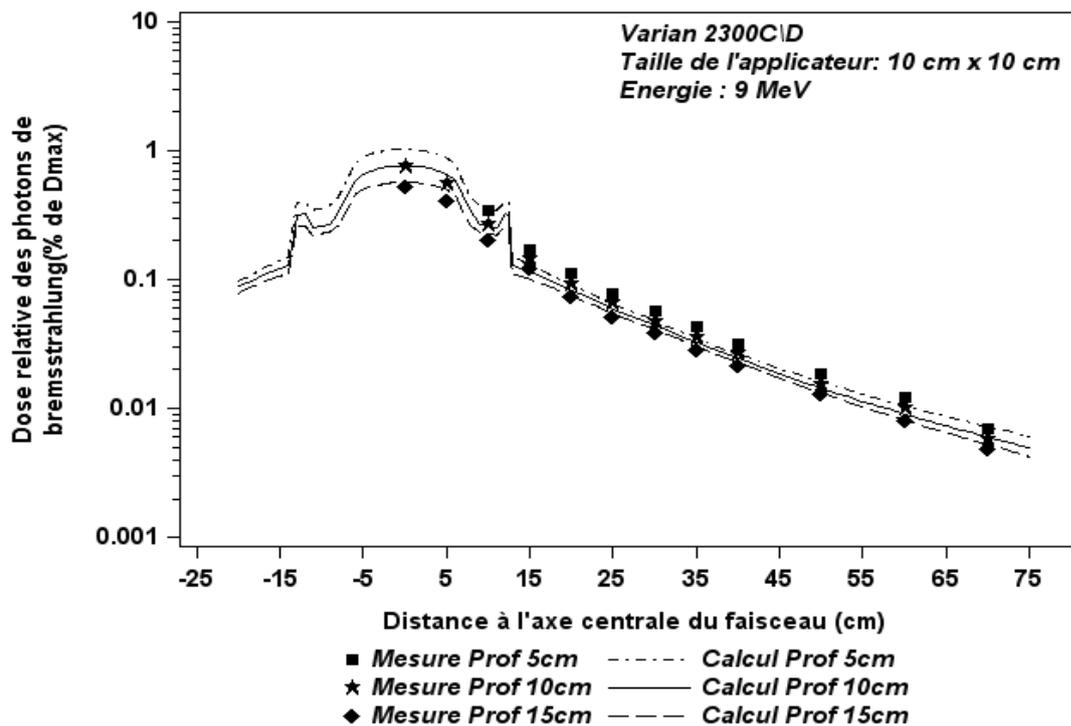


Figure 3-9 : Comparaison entre les mesures et les calculs des profils des doses des rayonnements de freinage pour des différentes profondeurs dans l'eau en fonction de la distance à l'axe du faisceau pour l'énergie 9 MeV sur le linac Varian2300C/D

Dans la figure (3-10) nous présentons les résultats de modélisation de différentes composantes de la dose due aux rayonnements de freinage en fonction de la distance à l'axe du faisceau, à la profondeur de 10 cm dans l'eau, pour un applicateur 10 cm x 10 cm sur l'accélérateur de Varian opéré avec les énergies de 6MeV, 9MeV, 12MeV et 18MeV. Nous pouvons voir, dans cette figure, les profils de dose des rayonnements de freinage générés dans les diffuseurs, les mâchoires, le diaphragme1 (supérieur), le diaphragme2 (au milieu), le diaphragme3 (l'insert de cerrobend). Nous observons que la contribution relative de chaque composante dépend de l'énergie du faisceau, de la distance de l'axe du faisceau et de la taille de l'applicateur (voir l'annexe).

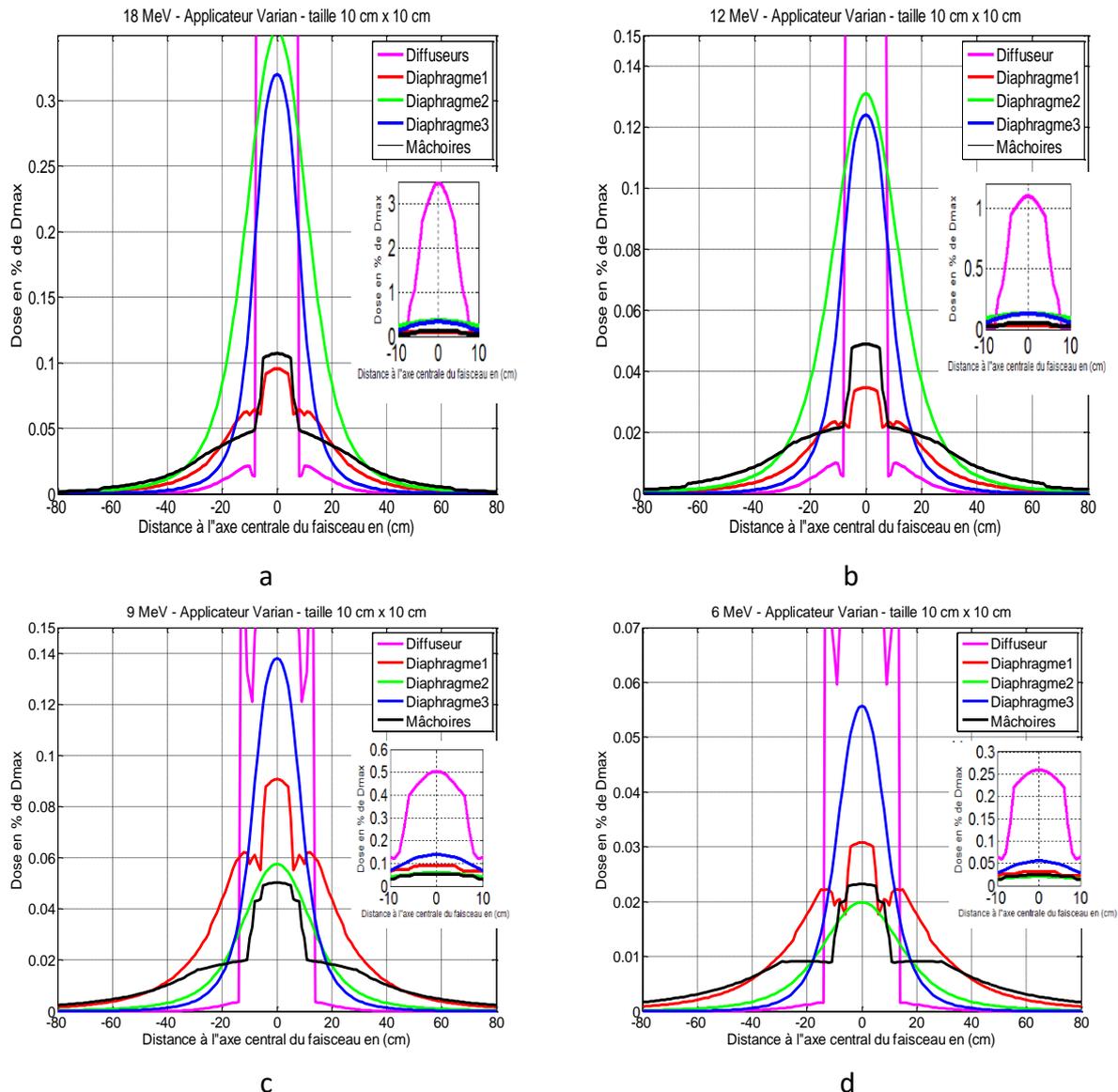


Figure 3-10 : Les profils de différentes composantes de la dose des rayonnement de freinage séparés en fonction de la distance de l'axe du faisceau, à la profondeur de 10 cm dans l'eau, pour un applicateur de 10 cm x 10 cm, sur le linac Varian 2300C/D pour les énergies (a) 18 MeV, (b) 12 MeV, (c) 9 MeV et (d) 6 MeV. Les figures sont limitées en hauteur pour permettre une visibilité meilleure des profils des composante provenant du système de collimation, mais, des figures réduites ont été ajoutées à gauche pour montrer l'hauteur intégral des profils dus aux diffuseurs.

Pour l'énergie de 18 MeV, applicateur de 10 cm x 10 cm et à la profondeur de 10 cm, les doses provenant des diffuseurs, des mâchoires, du diaphragme1, du diaphragme2 et du diaphragme3 (Insert) sont respectivement 3.5%,0.1%,0.1%,0.35% et 0.32% de Dmax sur l'axe du faisceau, ces valeurs sont respectivement 0.01%,0.04%,0.04%,0.08% et 0.03% de Dmax à la distance de 20 cm de l'axe du faisceau (voir la figure 3-10a).

Pour l'énergie de 9 MeV, applicateur de 10 cm x 10 cm et à la profondeur de 10 cm, les doses provenant des diffuseurs, des mâchoires, du diaphragme1, du diaphragme2 et du diaphragme3 (Insert) sont respectivement 0.5%,0.05%,0.09%,0.06% et 0.14% de Dmax sur l'axe du faisceau, ces valeurs sont respectivement 0.002%,0.018%,0.043%,0.018% et 0.014% de Dmax à la distance de 20 cm de l'axe du faisceau (voir la figure 3-10c).

Dans le champ d'irradiation, la contribution des diffuseurs est dominante pour les quatre énergies, qui sont respectivement de 80%, 76%, 67% et 60% de la dose totale des rayonnements de freinage sur l'axe du faisceau pour les énergies 18 MeV, 12 MeV, 9 MeV et 6 MeV comme c'est montré dans la figure 3-11. Cependant en dehors du champ d'irradiation cette contribution devient très petite qui sont respectivement de 5%, 5.6%, 2.3% et 2.7% de la dose totale des rayonnements de freinage à la distance de 20 cm de l'axe du faisceau pour les énergies 18 MeV, 12 MeV, 9 MeV et 6 MeV (voir la figure 3-11). Nous constatons aussi que, dans le champ où aux distance en dehors du champ qui sont proches du bord du champ, les contributions des deux diaphragme1 et diaphragme2 sont les plus importantes en les comparant à celles provenant du diaphragme3 et des mâchoires, et cela est pour les plus hautes énergies 18 MeV et 12 MeV. Alors que les contributions provenant des diaphragme1 et diaphragme3 deviennent les plus importantes pour les plus petites énergies 6MeV et 9 MeV.

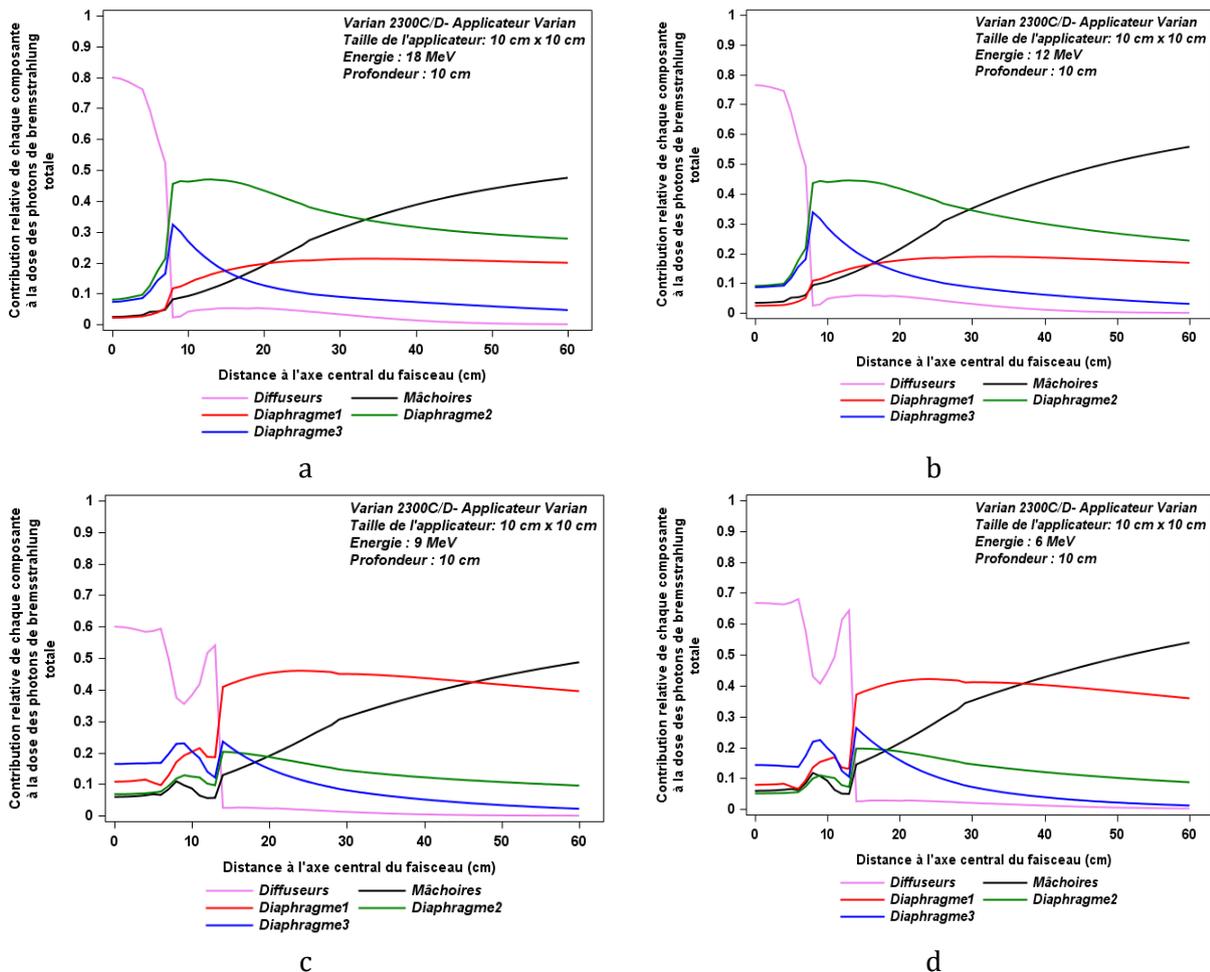


Figure 3-11 : La contribution relative de chaque composante de rayonnement de freinage par rapport à la dose totale des rayonnement de freinage en fonction de la distance de l'axe du faisceau, à la profondeur de 10 cm dans l'eau, pour un applicateur de 10 cm x 10 cm, sur le linac Varian 2300C/D pour les énergies (a) 18 MeV, (b) 12 MeV, (c) 9 MeV et (d) 6 MeV.

L'accélérateur ONCOR-SIEMENS

La figure 3-12 expose une comparaison entre les profils calculés et ceux mesurés, à la profondeur de 10 cm dans la direction tête-pied en fonction de la distance hors l'axe allant de 0 à 70 cm.

Pour optimiser le temps d'expérimentations dans un environnement hospitalier sans affecter la qualité de la validation des simulations pour l'accélérateur ONCOR-SIEMENS, nous avons réalisé deux séries des mesures.

Une série des mesures et des calculs ont été réalisés pour les énergies 6MeV, 9MeV et 14 MeV pour un applicateur 10 cm x 10 cm comme c'est montré dans la figure 3-12.a,

Une autre série des mesures et les calculs ont été réalisés pour l'énergie de 12 MeV, pour les tailles des applicateurs 5 cm (diamètre), 10 cm x 10 cm et 20 cm x 20 cm, comme c'est montré dans la figure 3-12.b.

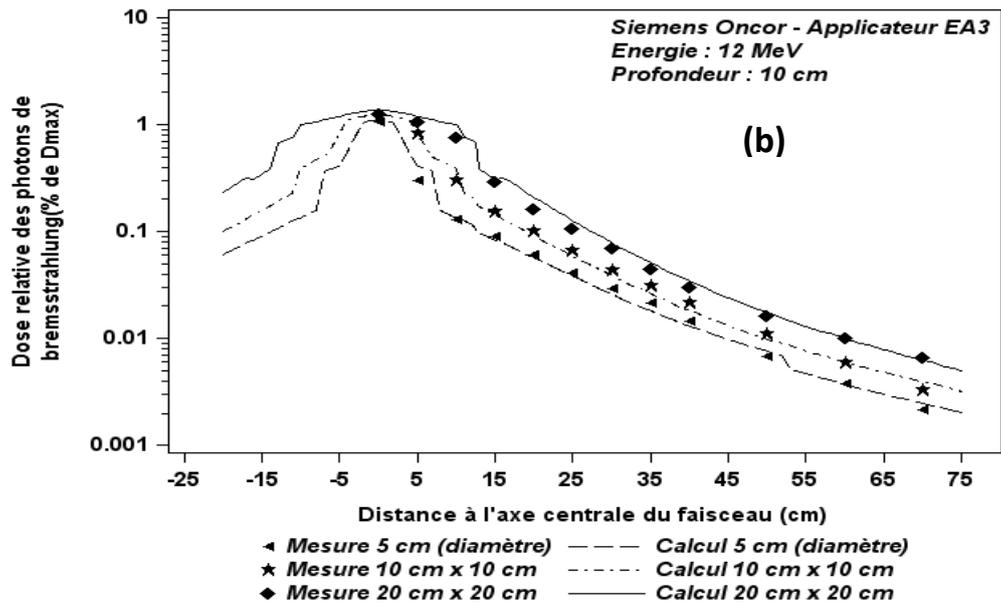
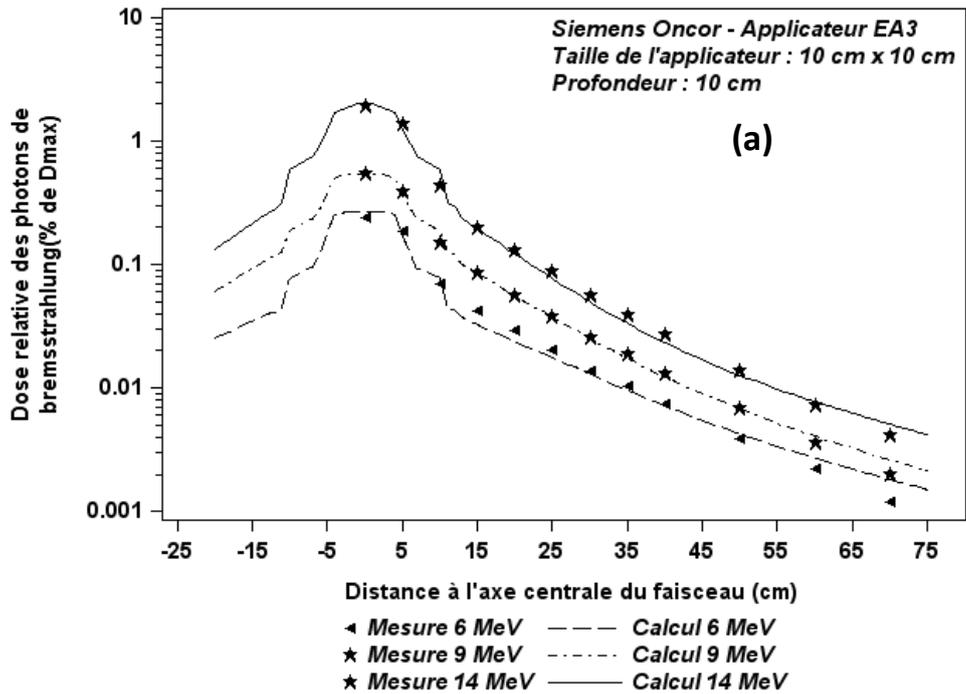


Figure 3-12 : la variation des doses mesurées et calculées en fonction de la distance hors l'axe du faisceau, à la profondeur 10 cm, sur Siemens Oncor, (a) pour différentes énergies et 10 x 10 cm² applicateur (b) pour différentes tailles de l'applicateur et l'énergie du faisceau de 12 MeV.

3.3.4 Le rendement en profondeur des rayonnements de freinage

Dans cette section nous présentons les résultats de simulation de la dose totale des rayonnements de freinage correspondant aux trois composantes comme cela a été présenté précédemment dans la section (3.2.2.4)

Nos calculs du rendement en profondeur sur l'axe du faisceau, pour les profondeurs au-delà de la zone d'équilibre électronique, présentent un bon accord avec les mesures rapportées par Zhu *et al* 2001 pour toutes les énergies comme cela est montré dans la figure 3-13.

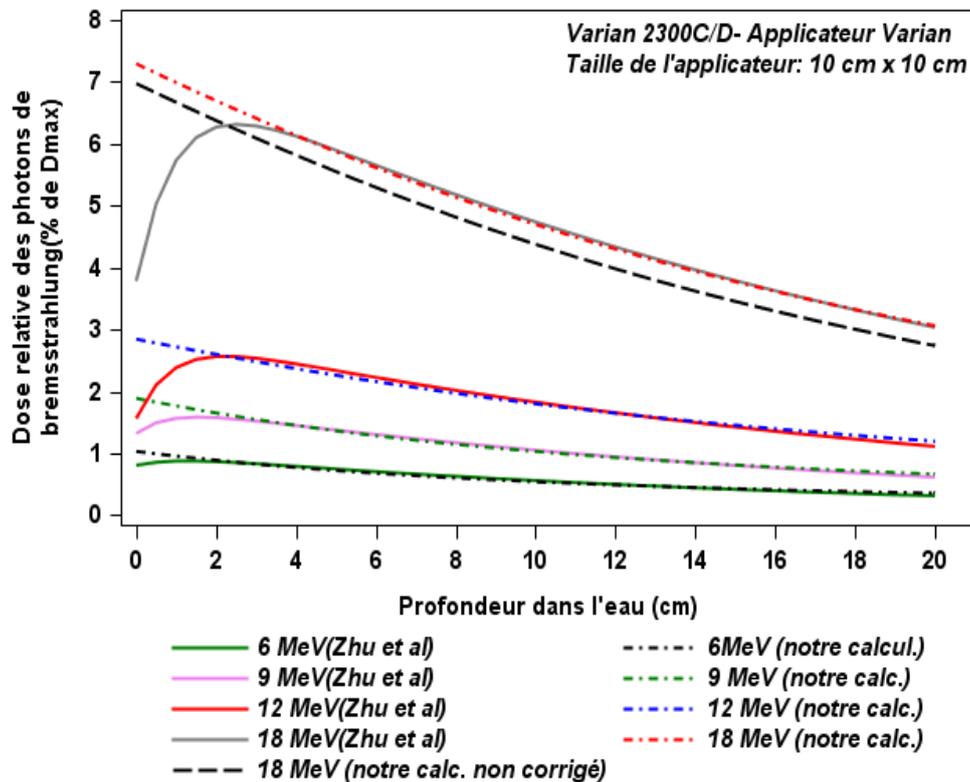


Figure 3-13 : calcul du rendement en profondeur de la dose des rayonnements de freinage (en % de Dmax) sur l'axe du faisceau et la comparaison avec les mesures rapportées par (Zhu et al 2001).

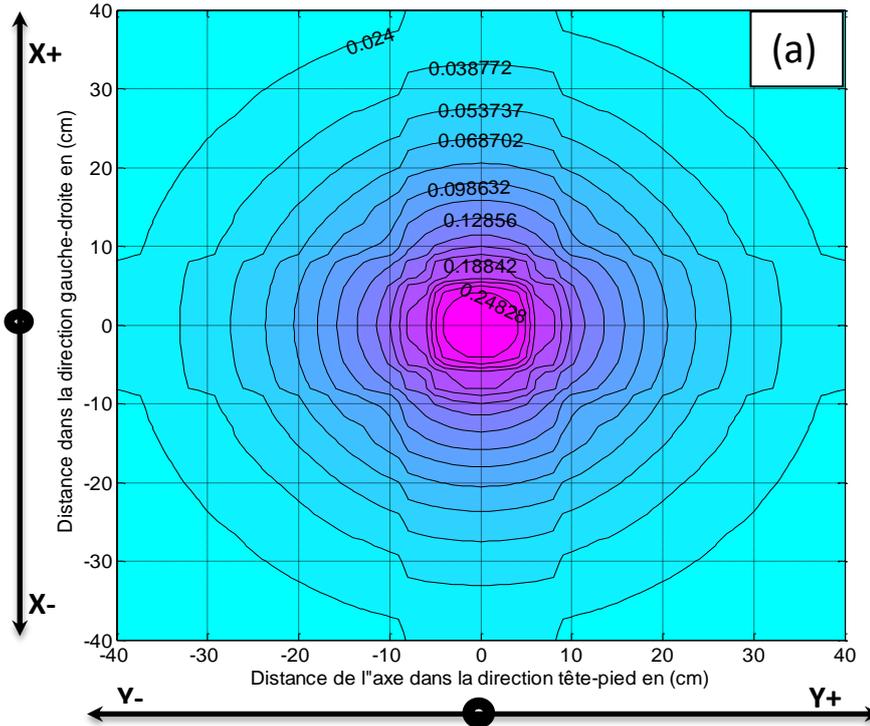
3.3.5 Distribution des doses en 2D et 3D à partir des profils de dose simulés

3.3.5.1 *Distribution de dose 2D dans un plan frontal perpendiculaire à l'axe du faisceau d'électrons.*

Les figures 3-14.a,b montrent les distributions des isodoses pour les rayonnements de freinage dus au système de collimation (sans les diffuseurs) pour les énergies 9 MeV et 18 MeV respectivement dans un plan (X,Y,Z=10) perpendiculaire à l'axe central du faisceau à la profondeur de 10 cm dans l'eau. Les valeurs de ces distributions de dose sont normalisées par rapport à la dose Dmax. Sur les deux axes X et Y nous observons un élargissement des isodoses quasi-circulaires, provenant de l'influence des mâchoires.

Dans la partie centrale des isodoses autour de l'axe du faisceau nous observons des isodoses de forme rectangulaire montrant l'influence des diaphragmes de l'applicateur.

Les isodoses des photons de bremsstrahlung (% de Dmax) provenant des mâchoire et des diaphragmes en fonction de la distance à l'axe du faisceau à la profondeur de 10 cm dans l'eau pour un faisceau d'électrons 9 MeV et un applicateur 10 x 10 cm² sur linac Varian 2300C/D



Les isodoses des photons de bremsstrahlung (% de Dmax) provenant des mâchoire et des diaphragmes en fonction de la distance à l'axe du faisceau à la profondeur de 10 cm dans l'eau pour un faisceau d'électrons 18 MeV et un applicateur 10 x 10 cm² sur linac Varian 2300C/D

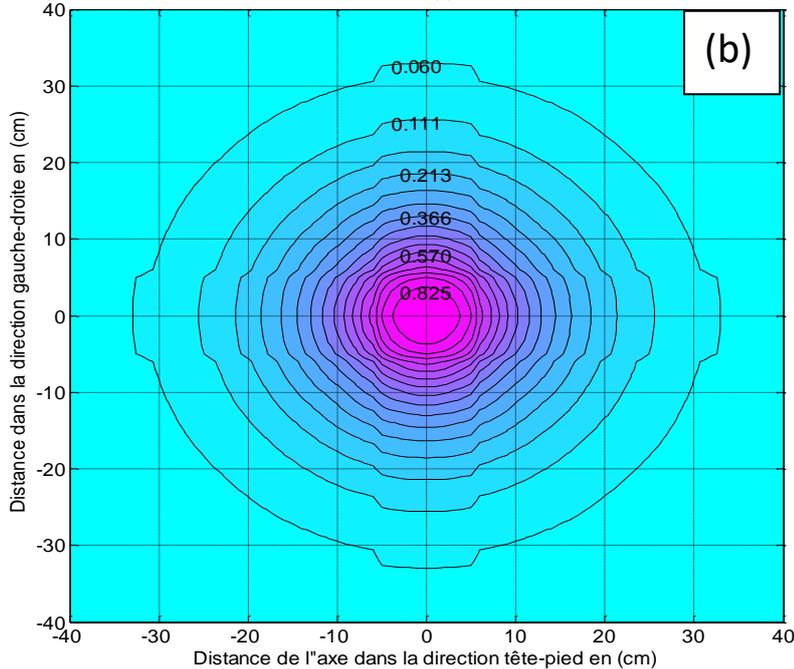


Figure 3-14 : isodoses de bremsstrahlung (% de Dmax) issus des mâchoires et l'applicateur dans le plan X,Y à la profondeur de 10 cm dans l'eau pour l'applicateur 10 cm x 10 cm sur Varian et pour les énergies (a) 18 MeV et (b) 9 MeV.

3.3.5.2 Distribution de dose 2D dans un plan sagittal contenant l'axe du faisceau d'électrons.

Dans cette section, nous montrons les résultats des isodoses des rayonnement de freinage provenant des trois composantes (les diffuseurs, les mâchoires et les diaphragmes) pour un applicateur 10 cm x 10 cm sur le linac 2300 C/D pour deux énergie 18 MeV (figures 3-15.a,b) et 9 MeV (figures 3-15.c,d). les isodoses sont prises dans un plan (X=0,Y,Z) parallèle à l'axe du faisceau. Dans ces figures nous remarquons que les isodoses à l'intérieur du champ d'irradiation sont pointu vers l'avant, ce pointu devient plus important lorsque l'énergie est plus élevée (figures 3-15.a,c). Alors que les isodoses à l'extérieurs des champs d'irradiation (pour des distances plus grandes que 15 cm de l'axe du faisceau) sont presque des lignes parallèles diminuent légèrement avec la profondeur, cette diminution est moins importante pour les énergies plus élevées (pour 18 MeV elle est très petite) comme cela est remarqué dans les figures 3-15.b,d.

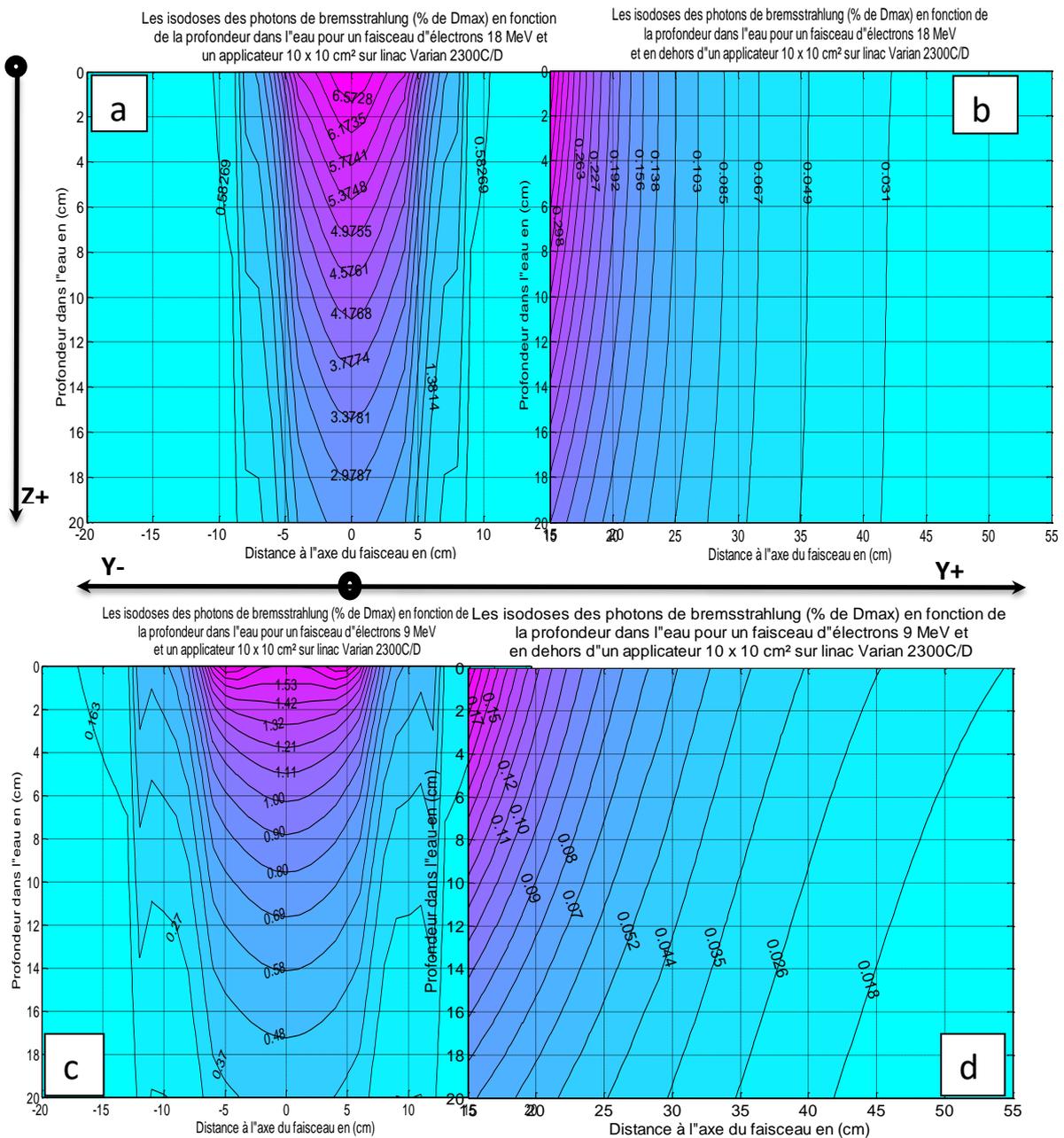
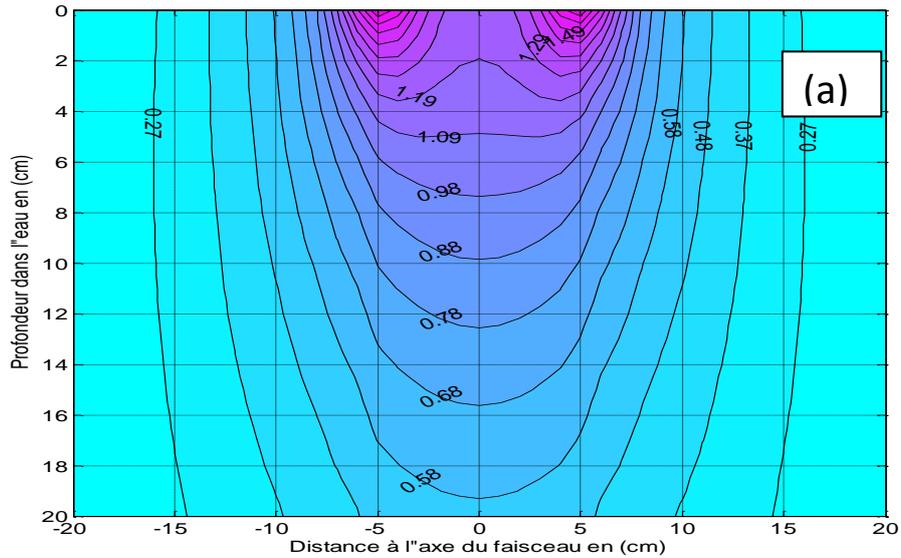


Figure 3-15 : les isodoses des rayonnement de freinage (% de Dmax) en fonction de la profondeur dans l'eau dans le plan (sagittale) Y,Z contenant l'axe du faisceau, dans et en dehors d'un applicateur de 10 cm x 10 cm, sur un linac Varian 2300C/D pour (a-b) 18 MeV et (c-d) 9 MeV.

La figure 3-16 montre les isodoses des rayonnements de freinage provenant des mâchoires et des diaphragmes pour les énergies 18 MeV (figure 3-16.a) et 9 MeV (figure 3-16.b). Nous observons des points chauds à la surface du fantôme d'eau, situés aux côtés extrêmes du champ d'irradiation, cela est dû de l'effet de l'insert de cerrobend qui est très proche de la surface du fantôme.

Les isodoses des photons de bremsstrahlung (% de Dmax)provenant des mâchoire et des diaphragmes en fonction de la profondeur dans l'eau pour un faisceau d'électrons 18 MeV et un applicateur 10 x 10 cm² sur linac Varian 2300C/D



Les isodoses des photons de bremsstrahlung (% de Dmax)provenant des mâchoire et des diaphragmes en fonction de la profondeur dans l'eau pour un faisceau d'électrons 9 MeV et un applicateur 10 x 10 cm² sur linac Varian 2300C/D

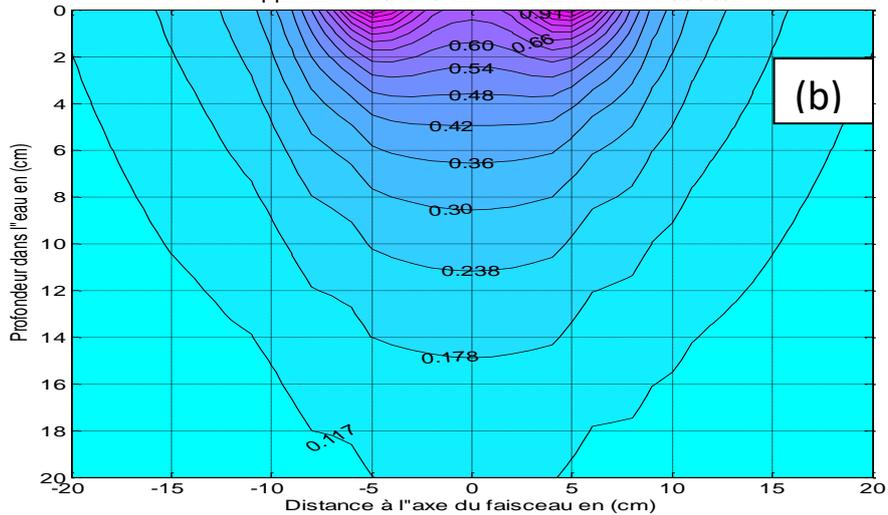


Figure 3-16 : les isodoses des rayonnement de freinage (% de Dmax) en fonction de la profondeur dans l'eau dans le plan Y,Z contenant l'axe du faisceau pour un applicateur de 10 cm x 10 cm sur un linac Varian 2300C/D pour (a) 18 MeV et (b) 9 MeV

3.3.5.3 Distribution de dose 3D dans une cuve à eau

Dans cette section, nous présentons les calculs de dose des rayonnements de freinage totale en trois dimensions dans une cuve à eau avec des dimensions 100 cm x 60 cm x 24 cm. Pour ces calculs, nous avons choisi la taille du voxel est égale à 1 cm x 1 cm x 1 cm.

Dans la figure 3-17 nous observons les isodoses en 3D pour l'énergie 18 MeV et un applicateur de 10 cm x 10 cm sur la surface frontale et supérieure du fantôme d'eau (figure 3-17.a) et sur la surface frontale et inférieure du fantôme d'eau (figure 3-17.b). Dans la figure 3-18, nous observons les isodoses en 3D pour l'énergie 9 MeV dans la surface frontale supérieure et la surface sagittale au côté du fantôme d'eau. Tous ces calculs ont été réalisés sur l'accélérateur Varian 2300C/D.

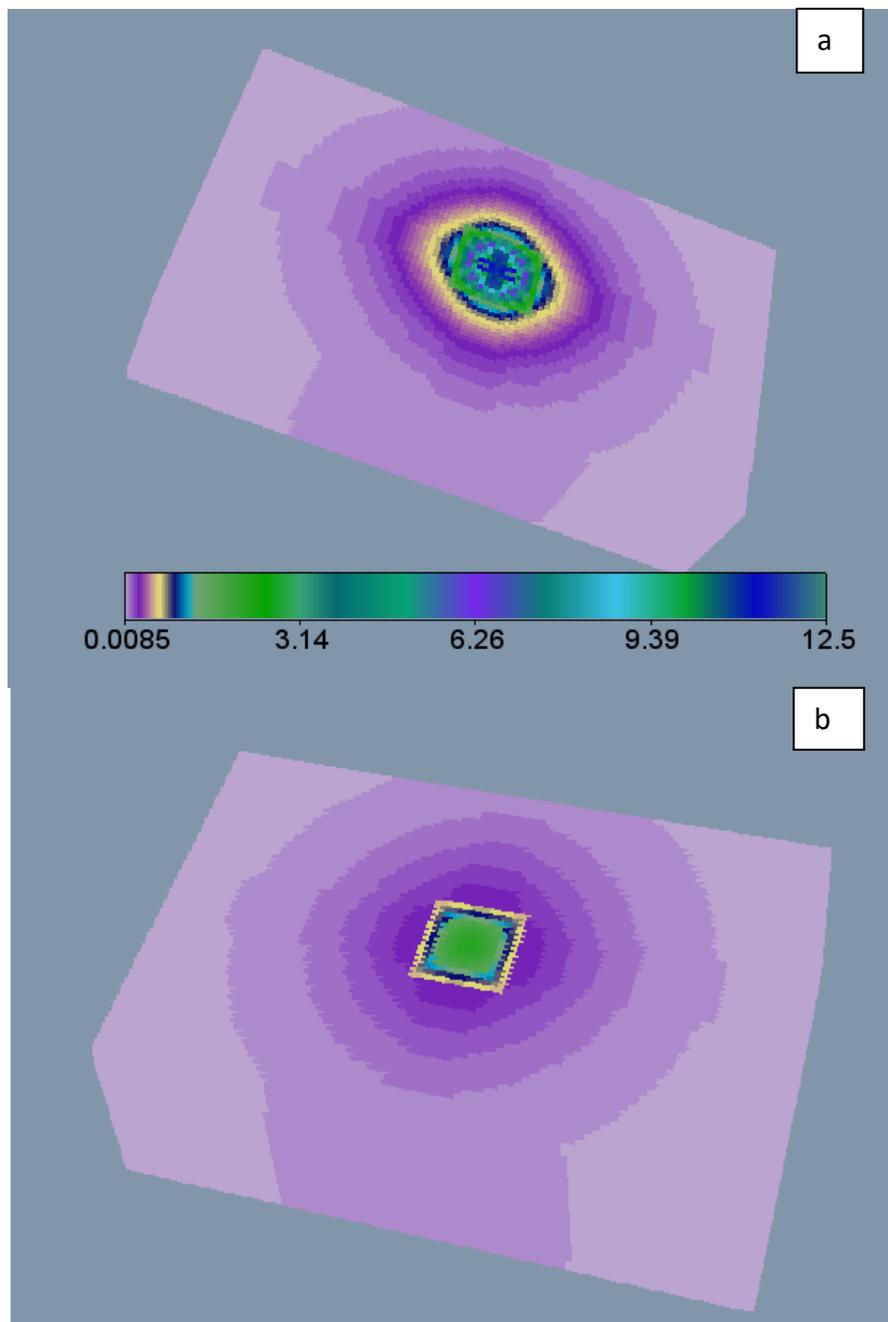


Figure 3-17 : Calcul en trois dimensions de la distribution de la dose des rayonnements de freinage (en % de Dmax) pour un faisceau d'électrons 18 MeV sur linac Varian 2300 C/D pour une taille de l'applicateur 10 cm x 10 cm, les calculs ont été effectués dans une cuve à eau de 100 cm x 60 cm x 24 cm (a) le côté de la cuve supérieure (b) le côté de la cuve inférieure.

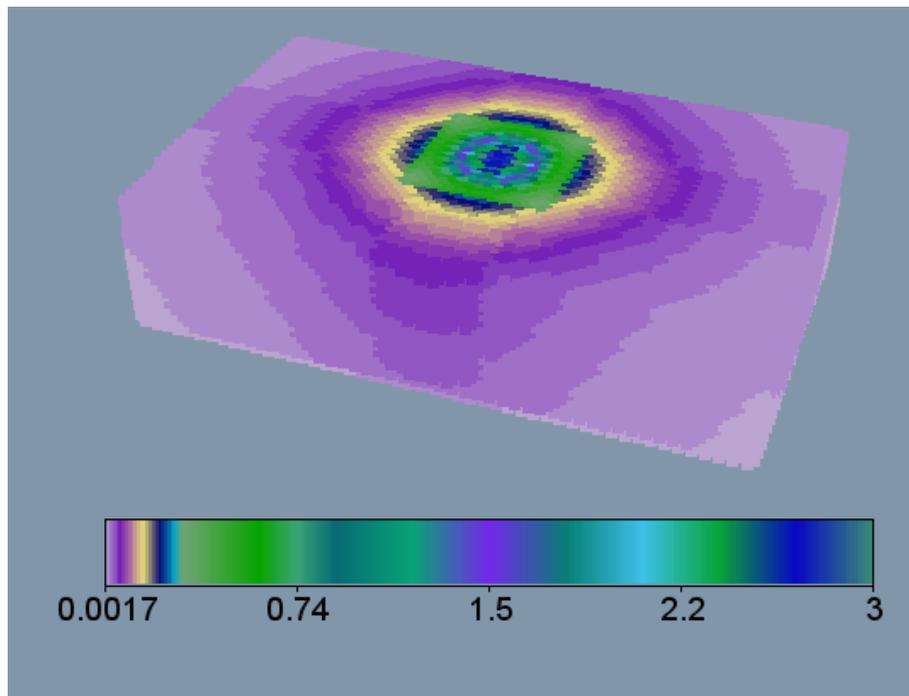


Figure 3-18 : Calcul en trois dimensions de la distribution de la dose des rayonnements de freinage (en % de D_{max}) pour un faisceau d'électrons 9 MeV sur linac Varian 2300 C/D pour une taille de l'applicateur 10 cm x 10 cm, les calculs ont été effectués dans une cuve à eau de 100 cm x 60 cm x 24 cm (les côtés supérieure et latérale de la cuve)

3.4 Discussion

Nous avons présenté un modèle pour calculer la distribution des rayonnements de freinage en trois dimensions dans les faisceaux d'électrons utilisés en radiothérapie externe. Ce modèle est composé de deux étapes :

Dans un premier temps, nous avons utilisé un modèle multi-couches, qui s'appuie sur le théorème multi-diffusion afin de calculer la distribution angulaire de la fluence énergétique des rayonnements de freinage pour chaque source dans la tête de l'accélérateur.

Dans un deuxième temps, nous avons introduit un modèle multi-source afin de prendre en compte précisément toutes les contributions des sources des rayonnements de freinage.

Pour valider notre modèle, nous avons appliqué notre modèle sur deux types d'accélérateurs Varian 2300 C/D et Siemens Oncor.

Les mesures du profil de dose à la profondeur de 10 cm avec l'applicateur et sans applicateur (dans le champ et au bord du champ) présentées dans la figure 3-5 sont en accord avec les résultats rapportés par (Battum, Zee, and Huizenga 2003).

Les profils des isodoses des rayonnement de freinage calculés dans le champ d'irradiation montre un sommet vers l'avant comme c'est indiqué dans les figures 3-15.a,c, ce sommet est plus pointu pour les énergies plus élevées (la figure 3-14.a pour l'énergie 18 MeV et la figure 3-14.c pour l'énergie 9MeV), cela est en accord avec les mesures expérimentales rapportés par (Zhu, Das, and Bjärngard 2001). Cela peut s'expliquer par le fait que les photons produits par les électrons, qui ont des énergies plus faibles, sortent avec des angles plus grandes. Car la distribution angulaire des rayonnements de freinage provient principalement de la distribution angulaire des électrons qui les produisent, où, cette dernière augmente lorsque l'énergie des électrons diminue.

Dans les figures 3-15.b,d, on peut constater que les profils des isodoses en dehors du champ d'irradiation sont des lignes parallèles inclinées légèrement vers l'axe du faisceau. L'inclinaison augmente pour les distances plus proches du bord du champ d'irradiation. Cette inclinaison augmente aussi lorsque l'énergie du faisceau diminue, cela vaut dire que la dépendance de la profondeur des doses en dehors du champ devient plus accentuée lorsque l'énergie diminue, du fait que le spectre des photons est plus doux, et par conséquent, le coefficient d'atténuation des photons est plus grand.

Les distributions des rayonnement de freinage en dehors du champ d'irradiation pour les faisceaux d'électrons sont similaires aux distributions des doses à distance causées par les faisceaux de photons(Kry et al. 2007; Benadjaoud et al. 2012). Sauf que pour la dépendance de la profondeur, on constate que, dans les faisceaux de photons, pour les points proches au bord du champ d'irradiation, la dose augmente lorsque la profondeur dans l'eau augmente, car la composante de la diffusion du patient augmente et qui est significative dans cette zone. Par contre, cette composante est négligée pour les faisceaux d'électrons.

Les isodoses des rayonnements de freinage provenant du système de collimation démontrent des sommets des doses au bord du champ d'irradiation (la figure 3-16) pour les profondeurs superficielles. Celui vient des profils des photons causés par l'insert de cerrobend qui est très proche à la surface du fantôme.

Dans ce travail, nous n'avons pas pris en considération les photons de freinage produits dans le fantôme (patient), car l'objectif principale de ce travail est de calculer la dose à distance en dehors des limites du système de collimation, cette composante reste très faible voire négligée dans cette zone. Cependant, pour les zones situant à l'intérieur du champ d'irradiation, sa prise en considération est logique pour améliorer la précision du calcul, car, elle représente entre 3% et 10% des photons de freinage totales pour les faisceaux d'électrons de 6MeV et 20MeV respectivement. En tout cas, cette composante a été bien abordée par (B. B. Sorcini, Hyödynmaa, and Brahme 1996) en appliquant le même principe de modélisation. La prise en compte de cette composante sera prudente dans le travail perspectif de cette thèse.

Bien que, le théorème de multi-diffusion (Fermi-Eyge) ne considère que les électrons diffusés par des petits angles, alors que les photons émis en dehors du champ d'irradiation sont typiquement produit par les électrons diffusés par des grands angles de diffusion, nous remarquons un bon accord entre les mesures et les calculs même pour les grandes distances de l'axe du faisceau. Cela peut s'expliquer par le fait que les électrons, qui impactent les diaphragmes, sont des électrons déjà diffusés (déviés) et qui veulent quitter le faisceau, donc, ces électrons peuvent avoir une déviation importante de l'axe du faisceau même s'ils subissent d'une diffusion de faible angle dans les diaphragmes d'où ils peuvent produire des photons émis avec des grands angles de l'axe central du faisceau d'électrons. De plus, l'approximation de faible angle de diffusion reste aussi raisonnable pour les grandes angles de diffusion jusqu'à 45° avec une différence de 10% (McParland 2014), cette différence est tout à fait acceptable dans les zones de faible dose.

La figure 3-13 démontre une comparaison entre nos calculs et les calculs rapportés par (Zhu, Das, and Bjärngard 2001). Nous remarquons qu'il y a un décalage entre nos calculs et leurs data. Cela vient peut-être des différences entre nos mesures et leurs mesures. Si on normalise à la même dose maximale on trouve un bon accord entre les deux résultats. Cependant, pour la zone où l'équilibre électronique n'a pas été encore rempli, nos calculs exposent une grande différence, parce que notre modèle n'estime que la fluence énergétique, qui a été ajustée aux doses mesurées avec un facteur estimé par la façon des moindres carrés. Où, dans cette zone, les profils de la dose et la fluence ne sont pas parallèles.

Les différences entre les calculs et les mesures indiquées sur la figure 3-19 montrent que les écarts pour la grande majorité des points de calcul-mesure sont situés dans l'intervalle $\pm 20\%$, cette figure montre aussi que les plus grandes différences sont dans les zones au bord du champ d'irradiation, en raison du fort gradient de la dose en fonction de la distance à l'axe du faisceau, ou pour les plus grandes distances de l'axe du faisceau. La différence, pour quelques points, peut atteindre 45% (ces écarts restent très petits en termes absolus de la dose).

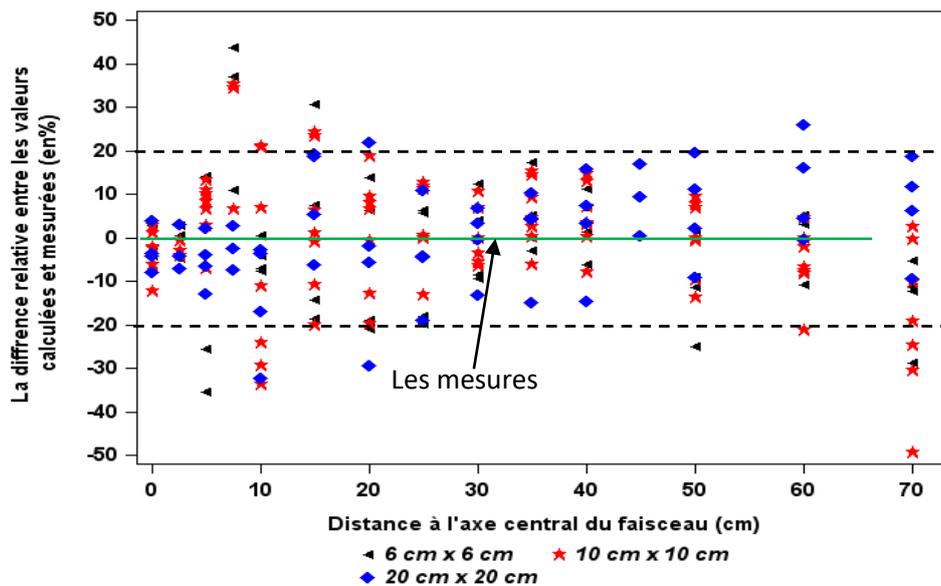


Figure 3-19 : les différences relatives entre les calculs (les points) et les mesures (ligne verte solide) des rayonnements de freinage de contamination, à la profondeur de 10 cm dans l'eau pour toutes les énergies utilisées sur les accélérateurs Varian et Oncor.

A partir des données statistiques présentées dans la figure 3-19, on peut conclure une incertitude maximale sur notre modélisation. En raison de la dispersion symétrique des données calculées par rapport à la valeur mesurée, et en considérant que ces valeurs calculées correspondantes à un point de mesure sont indépendantes pour toutes les configurations de calcul, on peut estimer l'incertitude selon la relation suivant :

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - y_i)^2} \quad (3.30)$$

Où :

n : le nombre de points de calcul correspondants au point de mesure.

x_i : la valeur calculée correspondante au point de mesure.

y_i : la valeur mesurée.

Comme c'est montré dans la figure 3-20, l'incertitude maximale calculée par l'équation (3.30) est 8% à l'intérieur du champ d'irradiation, 40% au bord du champ d'irradiation et environ de 20% pour les distances supérieures à 5 cm au bord du champ d'irradiation.

Afin de tester la fiabilité de notre modélisation, nous avons introduit l'indice de fiabilité du logiciel de calcul (Δ), qui est défini comme la valeur absolue de la différence entre l'incertitude maximale relative

estimée sur les données calculées et l'incertitude maximale relative estimée sur les données expérimentales, selon la relation suivante :

$$\Delta = |\sigma_{calcul} - \sigma_{mesure}| \quad (3.31)$$

Plus cet indice est grand plus la fiabilité du logiciel de calcul est petite. En générale, puisque la précision du calcul de 5% est considérée comme une valeur acceptable dans le domaine de la radiothérapie, donc, on peut déterminer la zone de fiabilité lorsque $\Delta \leq 5\%$. Cette notion sera utilisée dans le chapitre 5 (validation clinique) pour séparer entre la zone de la fiabilité du TPS et la zone de la fiabilité du logiciel de calcul de dose à distance (DAD).

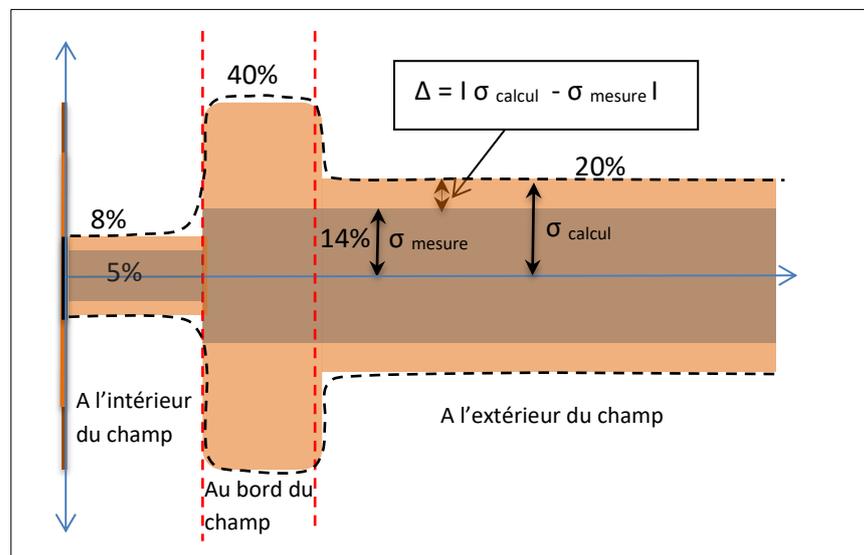


Figure (3-20) : un schéma représentant les valeurs de l'incertitude maximale sur les données expérimentales et la modélisation pour les différentes zones (distances) de l'axe du faisceau.

3.5 Conclusion

Notre objective est de développer et valider un modèle de calcul des doses des rayonnement de freinage dus aux faisceaux d'électrons utilisés en radiothérapie externe.

Nous avons modélisé séparément les trois composantes principales telles que les diaphragmes, les mâchoires et les plaques diffuseurs. Nous avons trouvé que, dans le champ d'irradiation, la contribution des plaques diffuseurs est dominante et représente environ entre 60 % et 85%. Cependant, en dehors du champ d'irradiation, la contribution du système de collimation est dominante et la contribution des plaques diffuseurs est presque négligée.

La contribution de l'applicateur à la dose des rayonnements de freinage hors champ d'irradiation est environ de 55%.

Notre étude a montré qu'un modèle multi-source peut être utile pour calculer la distribution de la fluence énergétique des rayonnements de freinage lorsque la contribution du système de collimation est dominante (en dehors du champ d'irradiation).

Notre modèle est capable de modéliser les doses des rayonnements de freinage issue de la tête de l'accélérateur dans et en dehors du champ d'irradiation avec une différence moyenne entre les calculs et les mesures est inférieur à 15%.

Enfin, le développement de ce modèle est important pour améliorer notre capacité pour fournir des études dose/risque avec data plus claire sur la contribution des faisceaux d'électron à la dose à distance délivrée aux tissus sains.

Chapitre 4

4 Chapitre 4 - La distribution de dose 3D due aux électrons diffusés et la distribution de dose totale à distance d'un faisceau d'électrons.

4.1 Introduction

Les électrons diffusés représentent une composante majeure de la dose à distance pour les profondeurs superficielles. Les électrons diffusés peuvent influencer la dose délivrée dans et en dehors du champ d'irradiation (Battum, Zee, and Huizenga 2003). Les sources de ces électrons sont les électrons diffusés par les diaphragmes, les électrons diffusés par les mâchoires et les électrons qui fuient directement par les espaces vides entre les diaphragmes de l'applicateur, Les mécanismes physiques, qui gouvernent la diffusion des électrons, lorsqu'un faisceau d'électron passe à travers le système de collimation, sont complexes.

La majorité des modèles des calculs des doses dues aux électrons diffusés sont des calculs de Monte Carlo (Ebert and Hoban 1995; Ebert and Hoban 1996; "Pitcher_Diss.pdf" 2015)

Robert A. Boyd et al. (2002b) ont développé un modèle de doubles sources « extra-focal » afin de modéliser les doses dues aux électrons diffusés par le système de collimation. Ce modèle a donné des résultats satisfaisants sur l'axe du faisceau. Cependant, dans la zone hors l'applicateur et proche du bord du champ, ils ont remarqué une grande différence entre les mesures et les calculs, cela étant dû à la non prise en compte de la composante des rayonnements de freinage.

Dans ce chapitre, notre objectif est de modéliser la composante des électrons diffusés afin d'arriver à une estimation de la dose totale à distance (les électrons diffusés et les rayonnements de freinage).

C'est pour cela, nous avons essayé, d'une part, d'évaluer l'application des modèles de multi-diffusion existants conçus pour modéliser la distribution des électrons primaires (section 4.2.2), et d'autre part, de trouver des fonctions mathématiques pour modéliser de manière analytique la composante des électrons diffusés (section 4.2.3)

4.2 Matériels et méthodes

Le but de cette thèse était le développement d'un logiciel de calcul de dose à distance des faisceaux d'électrons ; ce calcul prenant en compte les deux composantes des rayonnements de freinage et des électrons diffusés.

Dans le chapitre 3 nous avons modélisé la dose due aux rayonnements de freinage en utilisant le principe de multidiffusion.

Nous avons dans ce chapitre 4, abordé la modélisation de la dose due aux électrons diffusés.

Dans un premier temps (la section 4.2.2), nous présentons une méthodologie de modélisation de la composante des électrons diffusés selon le principe de multi-diffusion dont la mise en œuvre s'est avérée plus complexe que celle des photons de freinage

Pour atteindre notre but de développement d'un logiciel de calcul de dose à distance des faisceaux d'électrons, et pouvoir présenter une première application sur un fantôme anthropomorphe numérique dans le chapitre 5, nous avons opté pour l'utilisation d'une méthodologie de modélisation analytique de la composante des électrons diffusés qui sera présentée dans la section suivante 4.2.3.

Nous suggérons la poursuite de la première modélisation basée sur la multi-diffusion dans des futurs travaux après cette thèse.

4.2.1 Séparation expérimentale de deux composantes de la dose à distance (électrons diffusés/rayonnement de freinage)

Comme nous l'avons présenté précédemment (chapitre 1 §1.2.3), la dose à distance dans le faisceau d'électrons est constitué de deux composantes telles que les électrons diffusés et les rayonnements de freinage. Ces deux composantes sont générées à partir du système de collimation par deux mécanismes physiques différents. La modélisation précise de la dose à distance, demande la séparation de deux composantes.

Dans le chapitre 2 de cette thèse, nous avons mesuré les profils de la dose totale à distance pour différentes énergies d'électrons, différentes tailles d'applicateurs, à différentes profondeurs (sections § 2.3.2.2, 2.3.2.5).

Dans le chapitre 3 de cette thèse, nous avons calculé les profils de doses dus aux rayonnements de freinage (sections §3.3.3, 3.3.5), pour différentes énergies d'électrons, différentes tailles d'applicateurs, à différentes profondeurs.

L'ensemble des données des profils de dose totale mesurée dans le chapitre-2 et les données des profils de dose des rayonnements de freinage calculés dans le chapitre-3 nous permettent d'obtenir les profils de dose due aux électrons diffusés. La dose des électrons diffusés résulte de la différence entre la dose totale mesurée et la dose calculée des rayonnements de freinage.

4.2.2 La distribution de dose 3D due aux électrons diffusés : modélisation basée sur le principe de multi-diffusion

Cette modélisation est exprimée dans l'équation suivante (4.1) dont la distribution angulaire de la fluence énergétique et la distribution latérale des électrons diffusés sont présentées.

En considérant les électrons entrant dans le matériel de l'applicateur et sortant de la surface de la paroi de l'applicateur participent largement à la dose hors l'applicateur (figure 4-1).

$$D_{elec}^{diaph}(\varphi, r, z) = C_{elec} \sum_k \sum_j \sum_{i=1}^n FC_{elec} \times \psi_{j,i}^k(\theta_j) \times f(r - r_j)_{s.air} \times f(z) \quad (4.1)$$

où :

C_{elec} : est le paramètre d'ajustement entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées.

i : l'indice de la couche (cible mince).

j : l'indice de la direction du petit faisceau d'électrons diffusés sortant du voxel (source).

k : l'indice du voxel (source).

$\psi_{j,i}^k(\theta_j)$: la distribution angulaire de la fluence énergétique des électrons diffusés émis dans la direction (j) de la couche (i) de la source (voxel) (k)

FC_{elec} : le facteur de collimation

$f(r - r_j)_{s.air}$: La distribution latérale des électrons diffusés dans l'air entre le diaphragme et la surface du fantôme.

$f(z)$: La variation de la dose due aux électrons diffusés

A la suite nous analyserons les trois termes de l'équation-4.1, (i) la distribution angulaire de la fluence énergétique des électrons diffusés émis ($\psi_{j,i}^k(\theta_j)$), (ii) la distribution latérale des électrons diffusés dans l'air entre le diaphragme et la surface du fantôme ($f(r - r_j)_{s.air}$) et (iii) la variation de la dose en profondeur due aux électrons diffusés (z) .

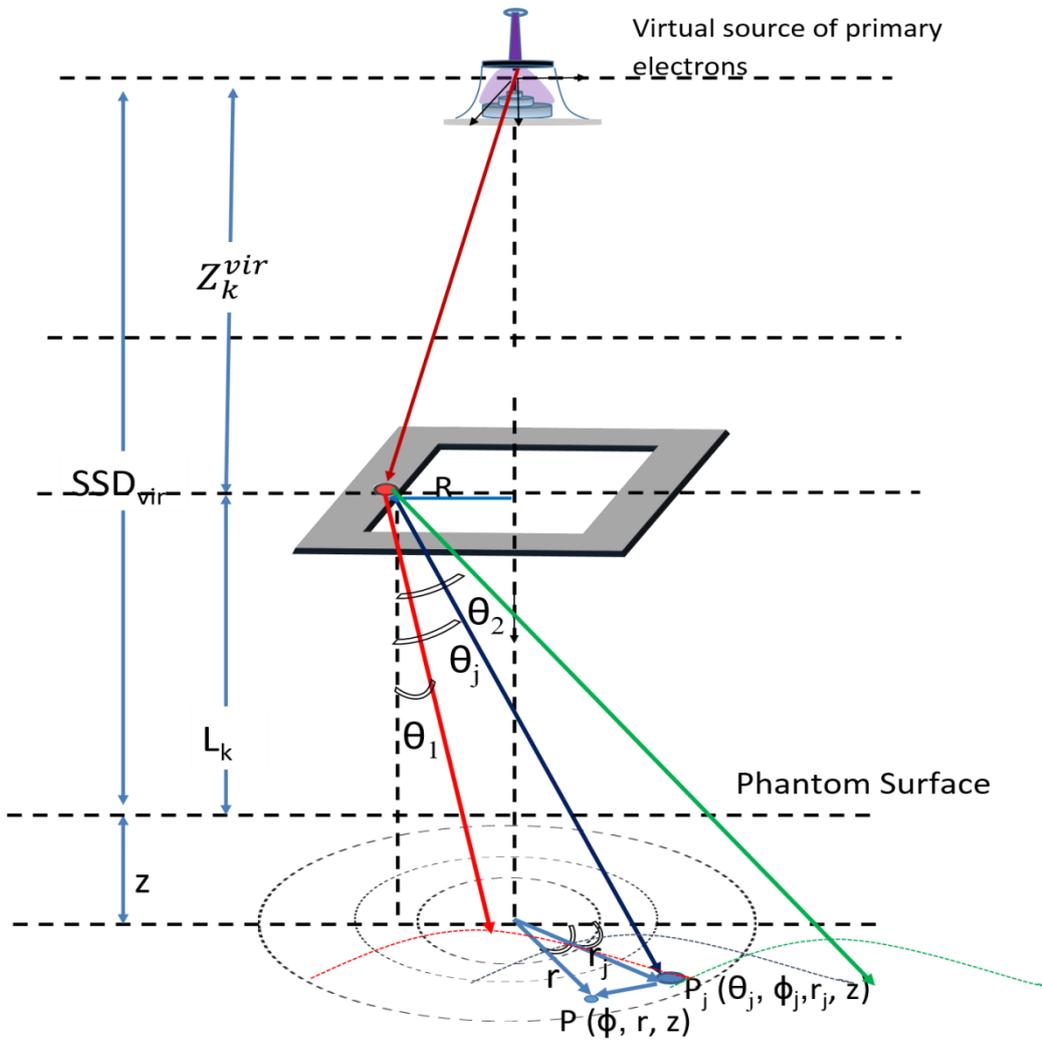


Figure 4-1 : Représentation schématique du système de coordonnées utilisé pour décrire les paramètres géométriques du modèle, et les trajectoires des photons de contamination et des électrons primaires.

4.2.2.1 La distribution angulaire de la fluence énergétique des électrons diffusés

Lax et Brahme (1980) ont étudié en détail cette composante, ils ont calculé la fluence des électrons et leur énergie moyenne à la surface latérale du bord de collimateur.

Quand un faisceau d'électrons entre dans le matériel de l'applicateur, sa distribution angulaire et latérale est totalement décrite par une fonction gaussienne.

$$\psi(\theta_j) = \sum_{i=1}^n \phi_{0e} T_i(E_e, d_i) E(d_i) D_{FD} \frac{\exp[-\theta_j^2 / \theta_e^2(d_i)]}{\pi \theta_e^2(d_i)} g(\theta_j) \quad (4.2)$$

ϕ_{0e} : La distribution de la fluence des électrons incidents

$T_i(E_e, d_i)$: Coefficient de transmission des électrons pour le matériel de l'applicateur

$E(d_i)$: L'énergie cinétique moyenne des électrons dans une couche i

D_{FD} : Pleine de diffusion (Lax et Brahme (1980)).

θ_j : L'angle de diffusion vu par le point de mesure au niveau du fantôme

$\overline{\theta}_t^2(d_i)$: La variance angulaire des électrons diffusés en sortant du diaphragme à la couche (i)

$g(\theta_j)$: Une fonction prenant en compte la limitation du théorème multi-diffusion pour les électrons diffusés par de grands angles.

4.2.2.2 La distribution latérale des électrons diffusés :

Lorsqu'un faisceau étroit d'électrons sort du côté du diaphragme dans la direction θ_j par rapport à l'axe du faisceau θ_p (Figure (4-1)), il va subir des diffusions par l'air et il va avoir une distribution latérale exprimée par l'équation suivante comme c'est montré dans la figure 4-1 :

$$f(r - r_j)_{s.air} = \frac{\exp^{-(r-r_j)^2/\overline{r_z^2}}}{\sqrt{\pi\overline{r_z^2}}} \quad (4.3)$$

$$r_z^2 = \overline{\theta}_t^2(d_i)\left(\frac{L_k}{\cos\theta_j}\right)^2 + \frac{T}{\rho} \frac{(\frac{L_k}{\cos\theta_j})^3}{3} \quad (\text{dans l'air}) \quad (4.4)$$

$$(r - r_j)^2 = r^2 + r_j^2 - 2rr_j \cos(\varphi - \varphi_j) \quad (4.5)$$

Où :

r_z^2 : La variance latérale des électrons diffusés dans l'air

$\overline{\theta}_t^2(d_i)$: La variance angulaire des électrons diffusés en sortant du diaphragme à la couche (i)

4.2.2.3 La distribution de la dose en profondeur des électrons diffusés :

La variation de la dose en fonction de la profondeur est donnée par l'équation suivante :

$$f(z) = A \left(1 - \frac{z}{B}\right) \quad (4.6)$$

z : est la profondeur dans l'eau

A et B : sont des constantes qui dépendent de l'énergie du faisceau d'électrons

Après les développements réalisés dans les sections 4.2.2.1, 4.2.2.2 et 4.2.2.3, l'équation 4.1 est présentée sous la forme suivante :

$$\psi(\varphi, r, z) = C_{ele} \sum_{k=1}^l \sum_{j=1}^m \sum_{i=1}^n CF_k \Phi_{0e} T_i(E_e, d_i) E(d_i) D_{FD} \frac{\exp[-\theta_j^2/\overline{\theta}_t^2(d_i)]}{\pi\overline{\theta}_t^2(d_i)} g(\theta_j) \frac{\exp^{-(r-r_j)^2/\overline{r_z^2}}}{\sqrt{\pi\overline{r_z^2}}} A \left(1 - \frac{z}{B}\right) \quad (4.7)$$

4.2.3 La distribution de dose 3D due aux électrons diffusés : modélisation analytique

Dans cette section nous présentons la méthodologie de modélisation analytique.

Les termes décrivant la distribution de la dose due aux électrons diffusés, selon la modélisation analytique, peuvent être résumées dans l'équation globale suivante (4.8) dont les coordonnées sont montrés dans la figure 4-2 :

$$D_{elec}(x, y, z, A) = D_{elec}(x, y) \times P(z) \times FC(A) \quad (4.8)$$

$D_{elec}(x, y, z, A)$: est la dose à distance due aux électrons diffusés dans un point de calcul (x,y,z) pour une taille du champ d'irradiation A.

$D_{elec}(x, y)$: est la dose à distance due aux électrons diffusés dans un point de calcul (x,y) pour une profondeur donnée dans l'eau.

$P(z)$: facteur prenant en compte la variation de la dose à distance des électrons diffusés avec la profondeur z.

$FC(A)$: le facteur de collimation qui prend en compte la variation de la dose à distance en fonction de la taille du champ d'irradiation.

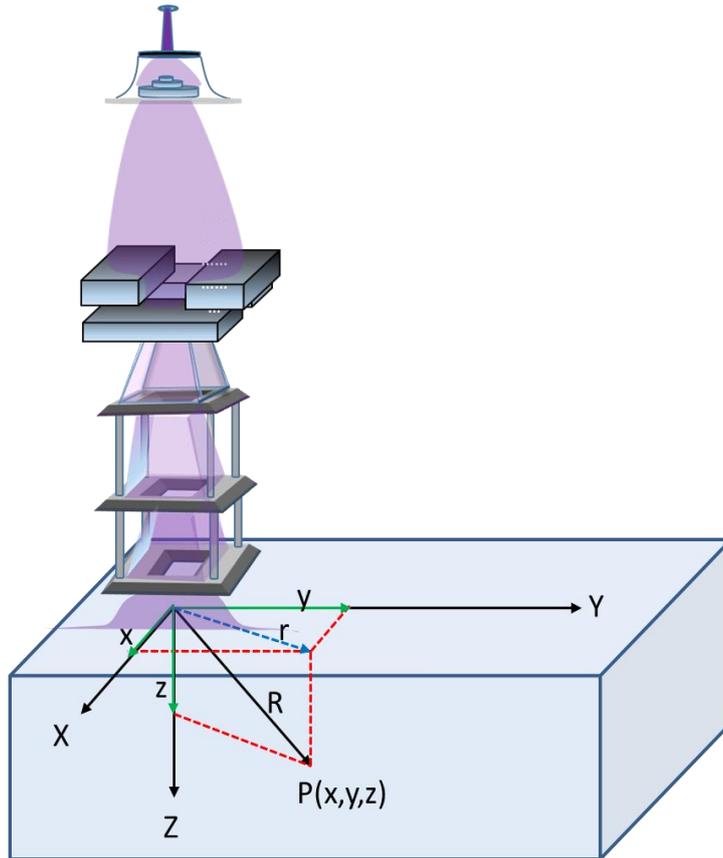


Figure 4-2 : Représentation schématique du système de coordonnées utilisé pour décrire les paramètres géométriques du modèle analytique dans une cuve à eau pour une taille du champ d'irradiation donnée.

Dans les sections suivantes nous allons présenter des fonctions mathématiques qui modélisent séparément les trois termes de l'équation 4.8

4.2.3.1 La dose à distance due aux électrons diffusés dans un point de calcul (x,y) pour une profondeur donnée dans l'eau.

Nous avons choisi un modèle analytique qui se compose de deux distributions gaussiennes. Ce modèle est donné par la relation suivante :

$$D_{elec}(x, y) = \alpha_1 \times \exp\left(-\left(\frac{r-\beta_1}{\gamma_1}\right)^2\right) + \alpha_2 \times \exp\left(-\left(\frac{r-\beta_2}{\gamma_2}\right)^2\right) \quad (4.9)$$

Où : $\alpha_1, \beta_1, \gamma_1, \alpha_2, \beta_2$ et γ_2 sont des paramètres d'ajustement utilisés pour l'optimisation de la modélisation des mesures de la composante des électrons diffusés à la profondeur 1 cm dans l'eau.

$D_{elec}(x, y)$: la dose calculée due aux électrons diffusés au point (x, y, z) (où $z = 1$ cm).

$r = \sqrt{x^2 + y^2}$ et $R = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$; $(X=0, Y=0, Z)$ représente l'axe du faisceau.

En utilisant le logiciel Matlab, nous avons déterminé les valeurs des paramètres de ce modèle pour chaque énergie utilisée, cela nous permettant de calculer la distribution de la dose due aux électrons diffusés.

4.2.3.2 *La dépendance de la dose due aux électrons diffusés sur la profondeur dans l'eau :*

Contrairement à la composante des photons, la composante des électrons diffusés montre une forte dépendance à la profondeur en raison du grand pouvoir d'arrêt de ces électrons. Nous avons introduit un terme additionnel pour prendre en compte la variabilité de la dose due aux électrons diffusés en fonction de la profondeur dans l'eau, ce facteur est donné par l'équation suivante :

$$P(z) = \exp^{-a(z-1)} \quad (4.10)$$

Où :

a : est un paramètre à déterminer expérimentalement.

z : la profondeur dans l'eau.

Afin de déterminer le paramètre (a) nous avons utilisé les données expérimentales existantes dans la littérature (Cardenas et al. 2016), en utilisant le logiciel Matlab pour confronter l'équation (4.10) avec ces valeurs mesurées, nous avons déterminé la valeur du paramètre (a).

4.2.3.3 *Facteur de collimation :*

La variation de la dose à distance avec la taille du champ d'irradiation est complexe dans un faisceau d'électrons, car la variation de la taille du champ est associée à la fois à l'ouverture des mâchoires et à l'ouverture de l'applicateur d'électrons. De manière générale, la dose à distance augmente avec la taille du champ d'irradiation. Mais pour quantifier cette augmentation, il faut qu'on trouve un moyen pour prendre en compte l'influence de la variation de l'ouverture des mâchoires et de la variation de l'ouverture de l'applicateur sur la dose à distance.

Pour la composante des rayonnements de freinage, il a été observé que le facteur de collimation était lié directement à la quantité du matériau irradié par le faisceau d'électrons dans le système de collimation (voir la section §3.2.2.1.2) Cela comprend implicitement l'influence de l'ouverture de l'applicateur et l'ouverture des mâchoires en même temps. Cependant, pour la composante des électrons diffusés, l'origine physique est plus complexe. C'est la raison pour laquelle, nous avons trouvé empiriquement une relation qui satisfait de manière acceptable la variation de la composante des électrons diffusés avec la taille du champ d'irradiation, elle peut s'exprimer par l'équation suivante :

$$FC_{elec} = \sqrt{\frac{Coll_A}{Coll_{10}} \times \frac{Appli_A}{Appli_{10}}} \quad (4.10)$$

Où :

$Coll_A$ et $Coll_{10}$: L'ouverture des mâchoires correspondante à la taille du champ d'irradiation A et 10 (en cm) respectivement.

$Appli_A$ et $Appli_{10}$: L'ouverture de l'applicateur pour la taille du champ d'irradiation A et 10 (en cm) respectivement.

4.2.4 La distribution de la dose totale à distance en 3D d'un faisceau d'électrons.

Finalement, la dose à distance totale représente la somme de la dose due aux électrons diffusés modélisée dans la section 4.2.3 et la dose due aux rayonnements de freinage modélisée dans le chapitre 3.

$$D_{tot}(x, y, z, A) = D_{elec}(x, y, z, A) + D_{pho}(x, y, z, A) \quad (4.11)$$

4.3 Résultats

4.3.1 Séparation des composantes de dose à distance : électrons diffusés - rayonnement de freinage

Dans cette section, nous montrons les résultats de quantification des deux composantes de la dose à distance due aux faisceaux d'électrons pour les deux accélérateurs étudiés (VARIAN et SIEMENS).

4.3.1.1 L'accélérateur Varian 2300 C/D

La figure 4-3 montre la variation relative par rapport à la dose maximale de la composante de la dose due aux électrons diffusés et la composante de la dose due aux rayonnements de freinage en fonction de la distance de l'axe du faisceau sur l'accélérateur Varian 2300 C/D, à la profondeur de 1 cm dans l'eau et pour la taille de l'applicateur de 10 cm x 10 cm pour les énergies de 6,9,12,18 MeV.

La composante de rayonnement de freinage diminue avec la distance hors l'axe plus rapidement que la composante des électrons diffusés.

Les valeurs des doses relatives pour chaque composante sont présentées dans la table 4-1.

La figure 4-4 illustre la contribution relative de chaque composante par rapport à la dose totale en fonction de la distance à l'axe du faisceau. La moyenne des contributions de la composante des électrons diffusés pour l'ensemble des mesures à différentes distances, en prenant en compte les quatre énergies, représente 70% de la dose à distance totale à la profondeur de 1cm dans l'eau.

Pour la distance la proche du bord du champ d'irradiation (10 cm de l'axe), nous observons que pour les quatre énergies étudiées la contribution des électrons diffusés à la dose à distance totale à 1 cm en profondeur dans l'eau est approximativement de 40% et celle due aux rayonnements de freinage est approximativement de 60%.

Pour l'ensemble de quatre énergies, nous observons pour des distances supérieures à 10 cm de l'axe que la contribution des électrons diffusés augmente jusqu'à une distance autour de 35 cm et ensuite diminue progressivement. Inversement la contribution des rayonnements de freinage diminue jusqu'à une distance au tour de 35 cm et ensuite augmente progressivement.

Pour une présentation plus claire de contribution de deux composantes, la figure 4-5 présente les rapports de la contribution des électrons diffusés par rapport à la contribution des rayonnements de freinage en fonction de la distance de l'axe du faisceau pour les quatre énergies étudiées.

Nous observons pour les quatre énergies une augmentation de ces rapports en fonction de la distance de l'axe du faisceau passant par un pic à une distance de 35 cm et ensuite une diminution.

Cette figure permet une évaluation quantitative montrant que plus l'énergie est faible plus ces rapports autour du pic accroissent (cet effet est inversé pour les distances supérieures à 60 cm de l'axe du faisceau) ; ces rapports sont environ de 1 pour l'ensemble de quatre énergies à une distance de 10 cm de l'axe du faisceau, puis augmentent progressivement à avec la distance pour atteindre respectivement des valeurs environ de 12, 8, 6 et 6 à une distance de 35 cm de l'axe du faisceau, puis

décroissent respectivement jusqu'à des valeurs de 1.5, 1.9, 2.6 et 3 pour les énergies 6 MeV, 9 MeV, 12 MeV et 18 MeV.

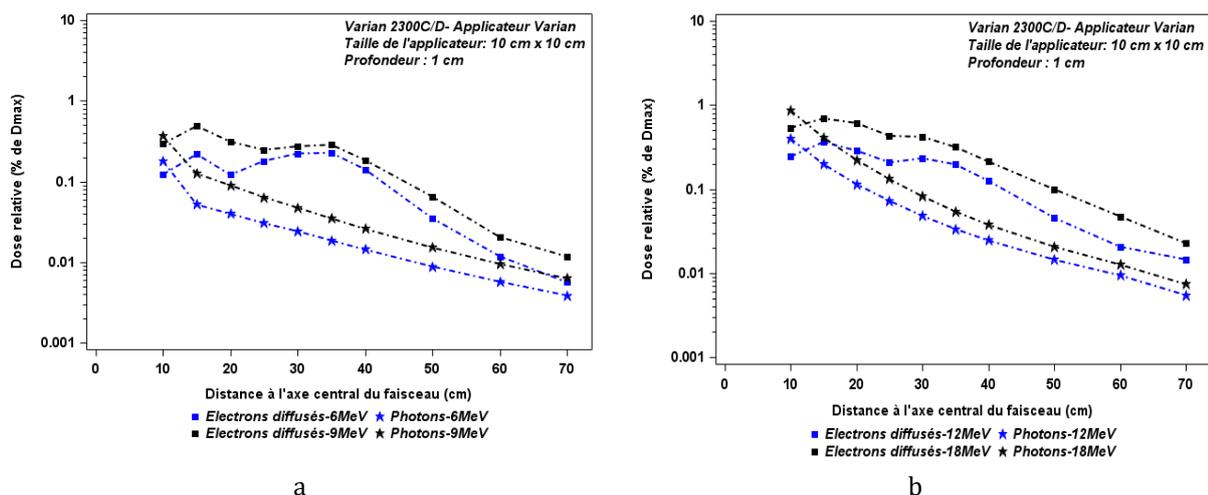


Figure 4-3 : La dose relative des deux composantes séparées : les rayonnements de freinage les électrons diffusés en fonction de la distance de l'axe du faisceau à la profondeur de 1 cm dans l'eau sur Varian opéré aux énergies 6 et 12 MeV (a), 12 et 18 MeV (b).

Table 4-1 : Les valeurs de la composante des électrons diffusés et de la composante des photons de contamination et le rapport entre elles, pour des différentes distances à l'axe du faisceau, sur l'accélérateur Varian avec l'applicateur 10 cm x 10 cm.

Distance à l'axe du faisceau en cm	Dose (électron diffusés) en % Dmax		Dose (photons) en % Dmax		Dose (électron diffusés)/ Dose (photons)	
	9MeV	18MeV	9MeV	18MeV	9MeV	18MeV
10	0,29	0,53	0,36	0,86	0,8	0,6
15	0,49	0,69	0,13	0,41	3,9	1,7
20	0,31	0,60	0,09	0,22	3,5	2,7
25	0,25	0,42	0,06	0,13	3,9	3,3
30	0,27	0,42	0,05	0,08	5,8	5,1
35	0,29	0,32	0,03	0,05	8,2	5,8
40	0,18	0,21	0,03	0,04	7,1	5,6
50	0,06	0,10	0,02	0,02	4,3	4,8
60	0,02	0,05	0,01	0,01	2,2	3,7
70	0,01	0,02	0,006	0,007	1,9	3,0
La moyenne					4.0	3,7

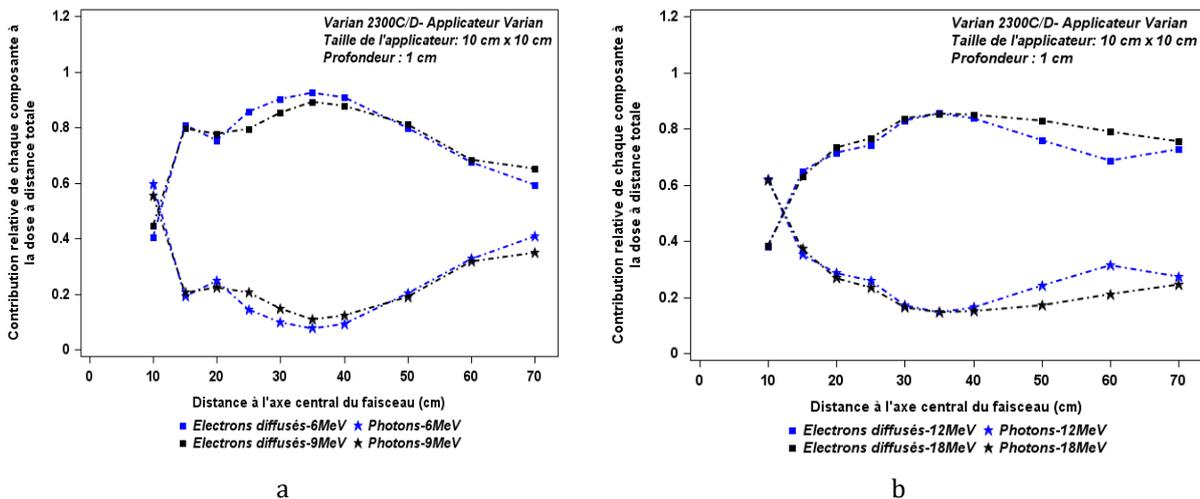


Figure 4-4 : La contribution relative de la composante des rayonnements de freinage et de la composante des électrons diffusés par rapport à la dose totale, en fonction de la distance de l'axe du faisceau, à la profondeur de 1 cm dans l'eau sur Varian opéré aux énergies 6 et 9 MeV (a), 12 et 18 MeV (b).

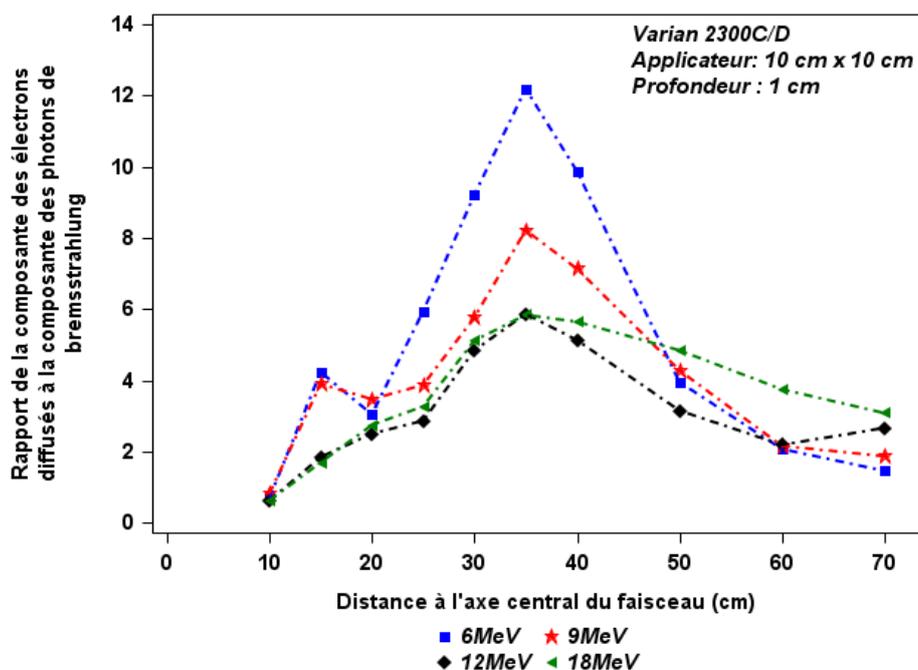


Figure 4-5 : le rapport de la composante des électrons diffusés à la composante des rayonnements de freinage en fonction de la distance à la du faisceau, pour un applicateur 10 cm x 10 cm sur l'accélérateur de Varian 2300C/D opéré avec les énergies de 6 MeV, 9 MeV, 12 MeV et 18 MeV

4.3.1.2 L'accélérateur ONCOR de SIEMENS

La figures 4-6 montre la variation relative par rapport à la dose max de la composante de la dose due aux électrons diffusés et la composante de la dose due aux rayonnements de freinage en fonction de la

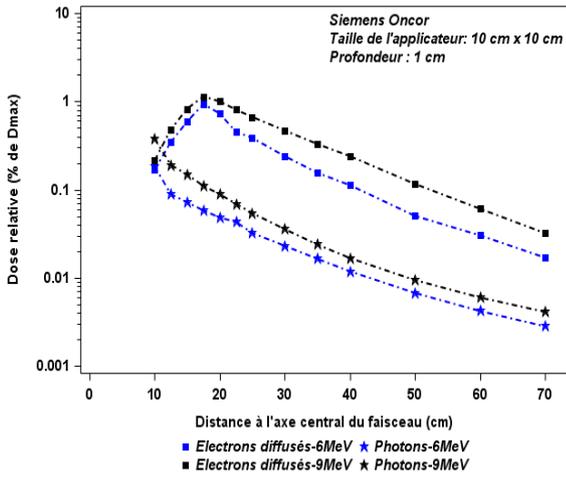
distance de l'axe du faisceau sur l'accélérateur Siemens Oncor, à 1 a profondeur de 1 cm dans l'eau et pour la taille de l'applicateur de 10 cm x 10 cm pour les énergies de 6,9,12,14 MeV.

La composante des rayonnements de freinage diminue avec la distance hors l'axe de manière similaire que la composante des électrons diffusés à partir de la distance environ de 20 cm de l'axe du faisceau.

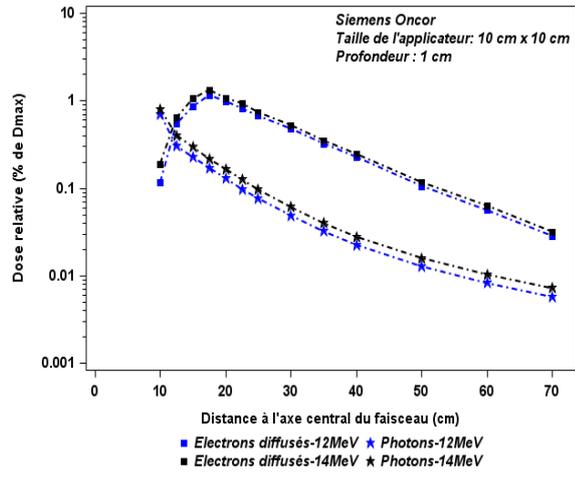
Les valeurs des doses relatives pour chaque composante sont présentées dans la table 4-2.

La figure 4-7 illustre la contribution relative de chaque composante par rapport à la dose totale en fonction de la distance à l'axe du faisceau. La moyenne des contributions de la composante des électrons diffusés pour l'ensemble des mesures à différentes distances, en prenant en compte les quatre énergies, représente entre 80% et 85% de la dose à distance totale à la profondeur de 1cm dans l'eau.

Pour la distance la plus proche du bord du champ d'irradiation (10 cm de l'axe), nous observons que pour les quatre énergies étudiées la contribution des électrons diffusés à la dose à distance totale à 1 cm en profondeur dans l'eau est moins importante que celle due aux rayonnements de freinage. Cette différence augmente lorsque les énergies des faisceaux d'électrons augmentent ; étant de 48%, 36%, 14%, 10% respectivement pour les énergies de 6, 9, 12, 14 MeV.

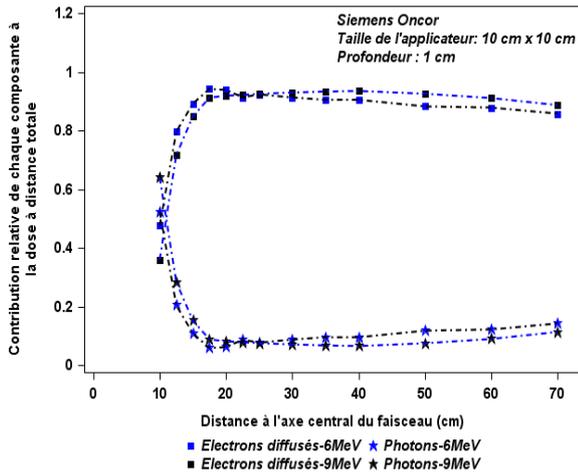


a

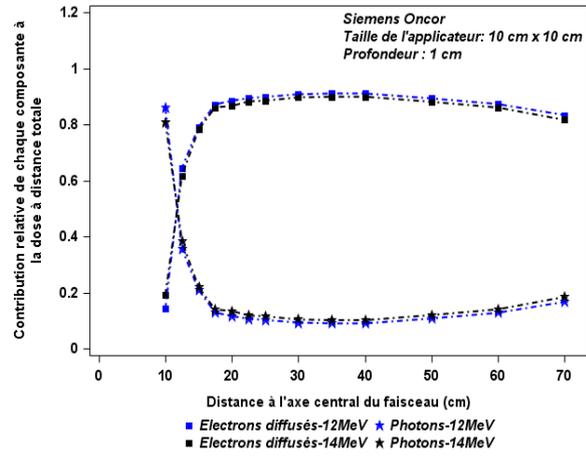


b

Figure 4-6: Les deux composantes séparées : les photons et les électrons diffusés en fonction de la distance à l'axe du faisceau à la profondeur de 1 cm dans l'eau sur Siemens Oncor opéré aux énergies 6 et 9 MeV (a), 12 et 14 MeV (b).



a



b

Figure 4-7 : La contribution relative de la composante de photons et de la composante des électrons diffusés en fonction de la distance à l'axe du faisceau, à la profondeur de 1 cm dans l'eau sur Varian opéré aux énergies 6 et 9 MeV (a), 12 et 14 MeV (b).

Table 4-2 : Les valeurs de la composante des électrons diffusés et de la composante des photons de freinage et le rapport entre elles, pour des différentes distances à l'axe du faisceau, sur l'accélérateur Siemens Oncor avec l'applicateur 10 cm x10 cm.

Distance à l'axe du faisceau en cm	Dose (électron diffusés) en % Dmax		Dose (photons) en % Dmax		Dose (électron diffusés)/ Dose (photons)	
	6MeV	14MeV	6MeV	14MeV	6MeV	14MeV
10	0,17	0,1	0,18	0,9	0,9	0,11
15	0,59	1,05	0,07	0,29	8,2	3,6
20	0,73	1,06	0,05	0,17	15,1	6,4
25	0,39	0,74	0,03	0,10	12,0	7,6
30	0,24	0,52	0,02	0,06	10,4	8,6
35	0,15	0,35	0,02	0,04	9,5	8,8
40	0,11	0,25	0,01	0,03	9,5	8,9
50	0,05	0,12	0,007	0,02	7,5	7,4
60	0,03	0,06	0,004	0,01	7,2	6,1
70	0,02	0,03	0,003	0,007	6,0	4,4
La moyenne					9.0	6.2

De même manière dans la section précédente (§ 4.3.1.1 pour l'accélérateur de Varian) Pour une présentation plus claire des contributions de deux composantes, la figure 4-8 présente les rapports de la contribution des électrons diffusés par rapport à la contribution des rayonnement de freinage en fonction de la distance de l'axe du faisceau pour les quatre énergies étudiées.

Nous observons que ces rapports augmentent d'abord très rapidement en fonction de la distance de l'axe du faisceau passant par un pic à une distance entre 35 cm-40 cm de l'axe du faisceau pour les 9MeV, 12 MeV et 14 MeV cm et à une distance de 17.5 cm de l'axe du faisceau pour l'énergie de 6 MeV, ensuite décroissent progressivement .

Cette figure permet une évaluation quantitative montrant que plus l'énergie est faible plus ces rapports autour du pic croient; ces rapports sont inférieurs à 1 pour l'ensemble de quatre énergies à une distance de 10 cm de l'axe du faisceau, puis ils atteignent respectivement des valeurs environ de 16, 14, 10 et 9 autour du pic, ensuite ils décroissent respectivement jusqu'à des valeurs environ de 6, 8, 5 et 4.5 pour les énergies 6 MeV, 9 MeV, 12 MeV et 14 MeV.

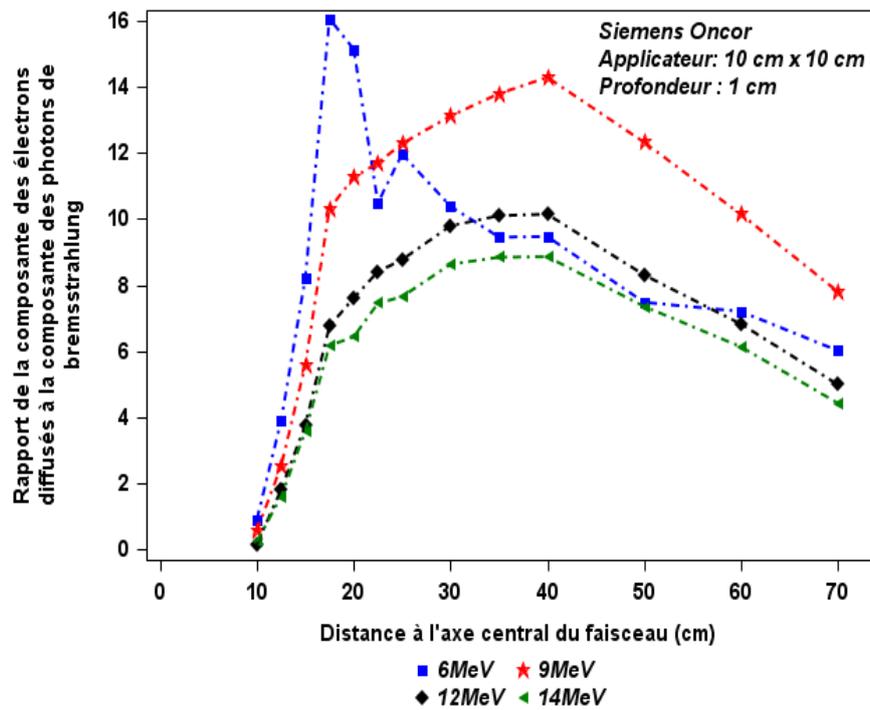


Figure 4-8 : le rapport de la composante des électrons diffusés à la composante des rayonnements de freinage en fonction de la distance à la du faisceau, pour un applicateur 10 cm x 10 cm sur l'accélérateur de Siemens Oncor opéré avec les énergies de 6 MeV, 9 MeV, 12 MeV et 14 MeV

4.3.2 Calcul de la dose due aux électrons diffusés selon le modèle analytique

Dans cette section nous présentons les profils de dose due à la composante des électrons diffusés calculés par l'équation 4-8 pour un applicateur de 10 cm x 10 cm et les énergies de 6MeV, 9MeV, 12MeV et 18MeV sur le linac Varian 2300C/D à la profondeur de 1 cm dans une cuve à eau.

La composante des électrons diffusés calculée est présentée dans la figure 4-9. La comparaison entre les valeurs expérimentales et les valeurs calculées par notre modèle est aussi illustrée dans la même figure 4-9. Nous observons un bon accord entre les valeurs mesurées et modélisées.

Les paramètres du modèle ont été calculés par la confrontation des valeurs calculées avec les valeurs mesurées, à l'aide du logiciel MATLAB, les paramètres ont été optimisés par nos soins afin d'avoir la meilleure estimation de dose due aux électrons diffusés, comme c'est noté dans le tableau 4-3.

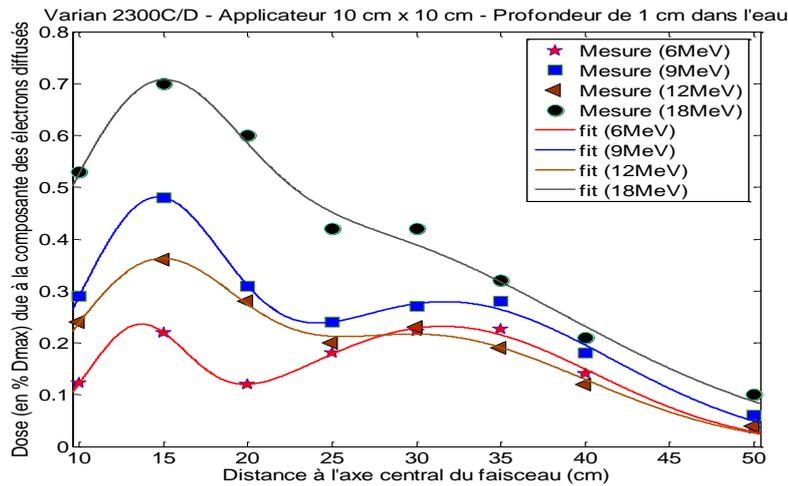


Figure 4-9 : Confrontation des mesures de la composante des électrons diffusés avec les calculs faits par le modèle analytique à la profondeur de 1 cm dans l'eau, pour l'applicateur 10 cm x 10 cm sur Varian 2300 C/D opéré à différentes énergies.

Table 4-3 : les valeurs des paramètres du modèle de la composante des électrons diffusés pour différentes énergies sur l'accélérateur Varian.

Energie	α_1	β_1	γ_1	α_2	β_2	γ_2	a
6 MeV	0.23	31.5	12.8	0.2	13.4	4.2	0.5
9 MeV	0.4	14.2	6.1	0.3	31.6	14.2	0.5
12 MeV	0.3	17.2	2.34	0.35	13	29.5	0.55
18 MeV	0.4	17.2	2.34	0.53	13	29.5	0.55

4.3.3 Calcul de la dose totale à distance due aux électrons diffusés et aux rayonnements de freinage

La figure 4-10b illustre une comparaison entre les profils de dose totale à distance mesurés (présentés dans le chapitre 2) et les profils de dose à distance calculés selon l'équation 4-11. Les valeurs présentées dans cette figure correspondent à celles mesurées et calculées à la profondeur de 1 cm dans l'eau pour un applicateur 10 cm x 10 cm et sur l'accélérateur Varian 2300C/D pour les énergies de 6MeV, 9MeV, 12MeV et 18MeV.

Le modèle montre un bon accord entre les mesures et les calculs surtout pour les deux hautes énergies de 12 MeV et 18 MeV. Des écarts plus importants sont observés pour les plus faibles énergies de 6 et 9 MeV ; ces écarts seront analysés dans la section suivante 4.3.3.1.

Des résultats similaires sont observés pour les applicateurs 6 cm x 6 cm et 20 cm x 20 cm dans les figures 4-10a,c. La modélisation est meilleure pour les deux hautes énergies de 12 et 18 MeV.

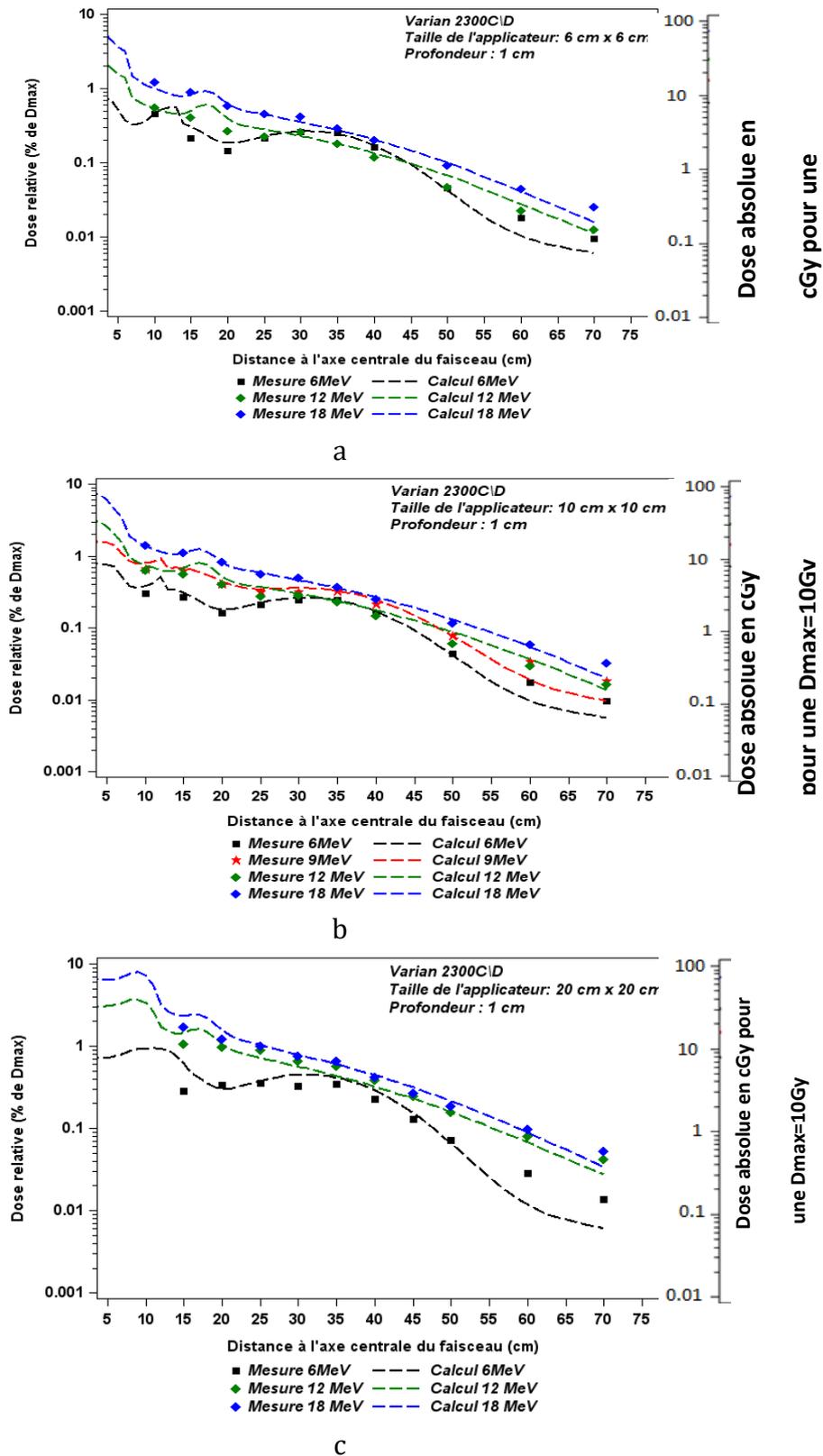


Figure 4-10 : la variation des doses à distance totale (y compris les électrons diffusés et les rayonnements de freinage) mesurées et calculées en fonction de la distance hors l'axe, à la profondeur de 1 cm, pour différentes énergies sur l'accélérateur Varian, pour les applicateurs (a) 6 cm x 6 cm, (b) 10 cm x 10 cm et (c) 20 cm x 20 cm.

4.3.3.1 Les écarts entre les doses totales à distance mesurées et simulées.

La figure 4-11 montre les écarts entre l'ensemble des valeurs mesurées et calculées pour des différentes énergies et des différentes tailles des applicateurs. Du point vu globale, Nous observons que la majorité des écarts (les écarts dans cette situation sont définis comme le suivant : $(\frac{\text{valeur mesurée} - \text{valeur calculée}}{\text{valeur mesurée}} \times 100)$) se situent dans l'intervalle $\pm 20\%$, certains écarts peuvent atteindre $\pm 45\%$ pour les points situés aux distances les plus grandes ou les plus petites du bord du champ d'irradiation.

Pour des raisons de clarté et de compréhension applicative des résultats des faibles doses, nous présentons dans la figure 4-12 les écarts entre les valeurs mesurées et les valeurs calculées en termes absolues de la dose à distance en considérant $D_{\max} = 10$ Gy.

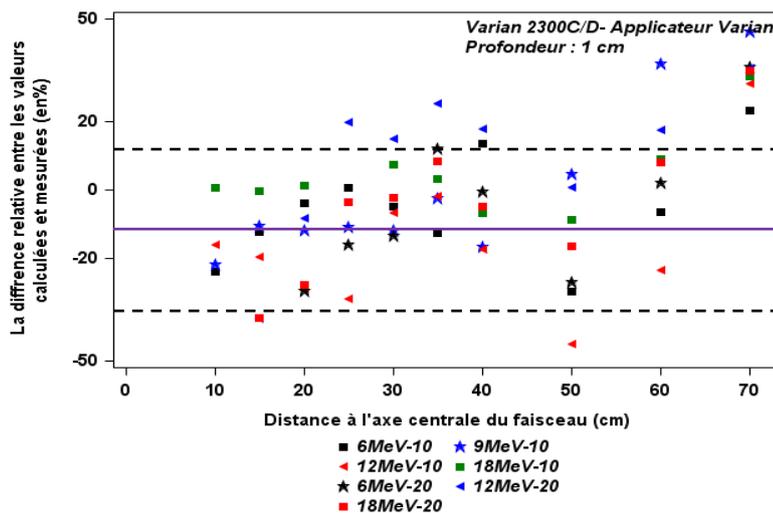
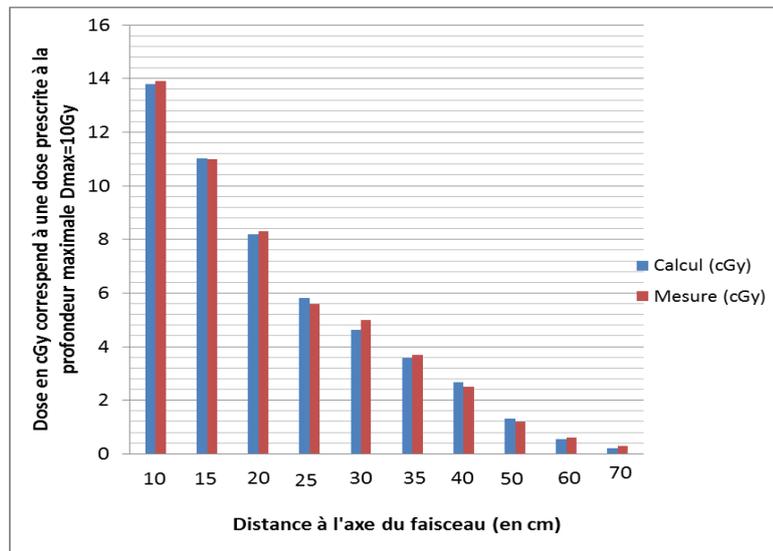
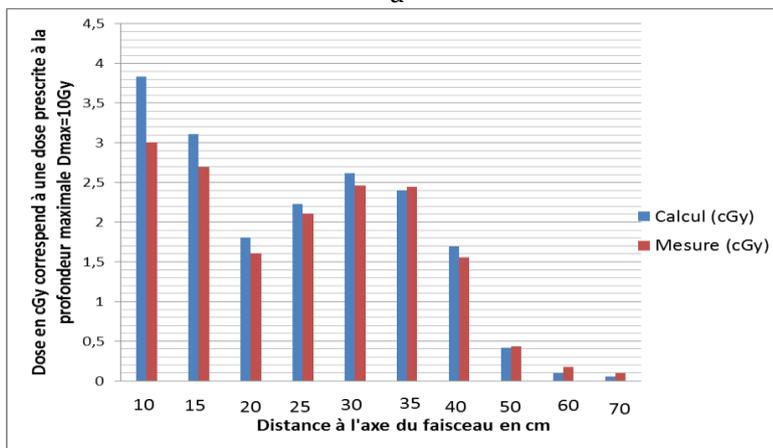


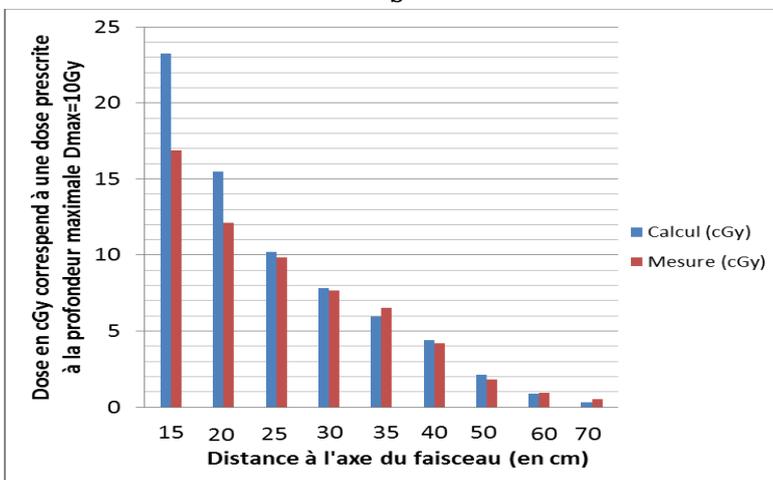
Figure 4-11 : les différences relatives entre les calculs (les points) et les mesures (ligne violette solide) de la dose à distance, à la profondeur de 1 cm dans l'eau pour deux tailles de l'applicateur 10 cm x 10 cm et 20 cm x 20 cm sur l'accélérateur Varian.



a



b



c

Figure 4-12 : Comparaison entre les valeurs mesurées et les valeurs calculées en termes absolus de la dose à distance à la profondeur de 1 cm dans l'eau, pour une dose prescrite de 10Gy à la profondeur maximale sur l'axe du faisceau, sur l'accélérateur Varian pour (a) l'applicateur 10 cm x 10 cm et l'énergie de 18MeV, (b) l'applicateur 10 cm x10 cm et l'énergie de 6MeV et (c) l'applicateur 20 cm x 20 cm et l'énergie de 18MeV

4.3.4 Distribution des doses totales en 2D et 3D à partir des profils de dose simulés

4.3.4.1 Distribution de dose 2D totale dans un plan sagittal contenant l'axe du faisceau d'électrons.

Dans cette section, nous montrons les résultats des isodoses à distance provenant de deux composantes (les électrons diffusés et les rayonnements de freinage) pour un applicateur 10 cm x 10 cm sur le linac Varian 2300 C/D pour l'énergie 18 MeV (figures 4-13).

Les isodoses correspondent à un plan (X=0,Y,Z) parallèle à l'axe du faisceau. Dans cette figure nous remarquons que les isodoses représentent des lignes parallèles qui diminuent très rapidement avec la profondeur dans l'eau, ensuite, après une profondeur donnée, ils diminuent très lentement.

Les isodoses des doses à distance totales (% de Dmax) en fonction de la profondeur dans l'eau pour un faisceau d'électrons 18 MeV et un applicateur 10 x 10 cm² sur linac Varian 2300C/D

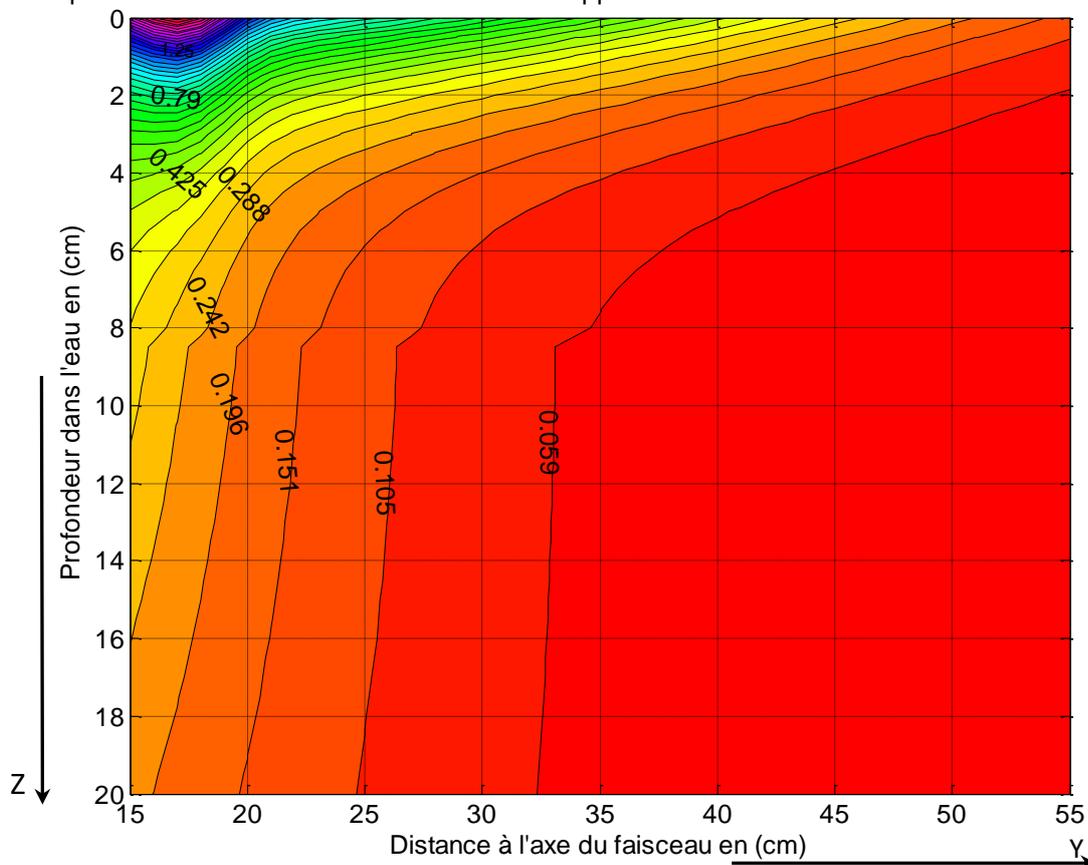


Figure 4-13 : Les isodoses du rendement en profondeur de la dose à distance dans l'eau due aux électrons diffusés et aux rayonnements de freinage (en % de Dmax) en fonction de la distance à l'axe du faisceau, pour les applicateurs (a) 10 cm x 10 cm et (b) 20 cm x 20 cm, pour l'énergie de 18 MeV sur l'accélérateur de Varian

4.3.4.2 Distribution de dose 3D dans une cuve à eau

Dans cette section, nous présentons les calculs de dose à distance totale en trois dimensions dans une cuve à eau avec des dimensions 100 cm x 60 cm x 24 cm. Pour ces calculs, nous avons choisi la taille du voxel est égale à 2 mm x 2 mm x 2 mm.

Dans la figure 4-14 nous observons les isodoses en 3D pour l'énergie 12 MeV sur la surface supérieure du fantôme d'eau (figure 4-14.a) et sur la surface inférieure du fantôme d'eau (figure 4-14.b). Ces calculs ont été réalisés sur l'accélérateur Varian 2300C/D pour un applicateur de 10 cm x 10 cm associé par un insert de cerrobend de 5.5 cm x 9 cm.

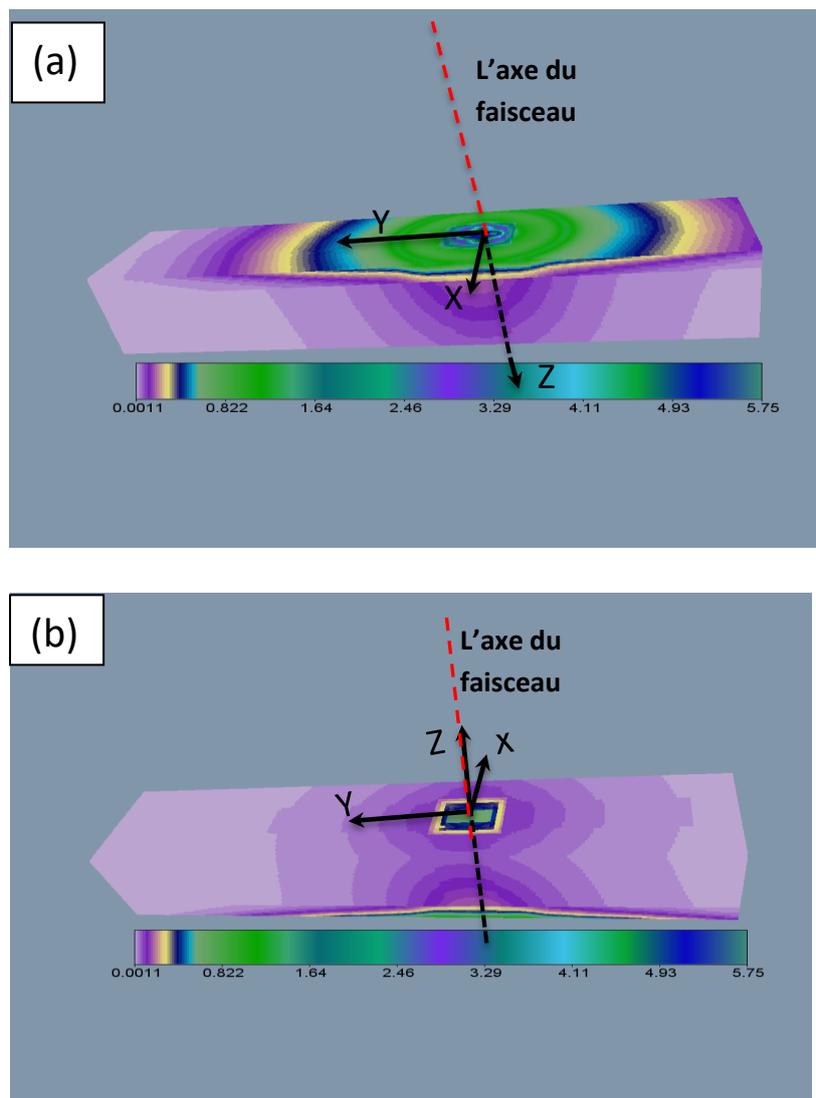


Figure 4-14 : Calcul de la distribution en trois dimensions de la dose (en % D_{max}) provenant de deux composantes (les électrons diffusés et les rayonnements de freinage) du faisceau d'électrons dans une cuve à eau pour une taille du champ 5.5 cm x 9 cm et l'énergie de 12 MeV

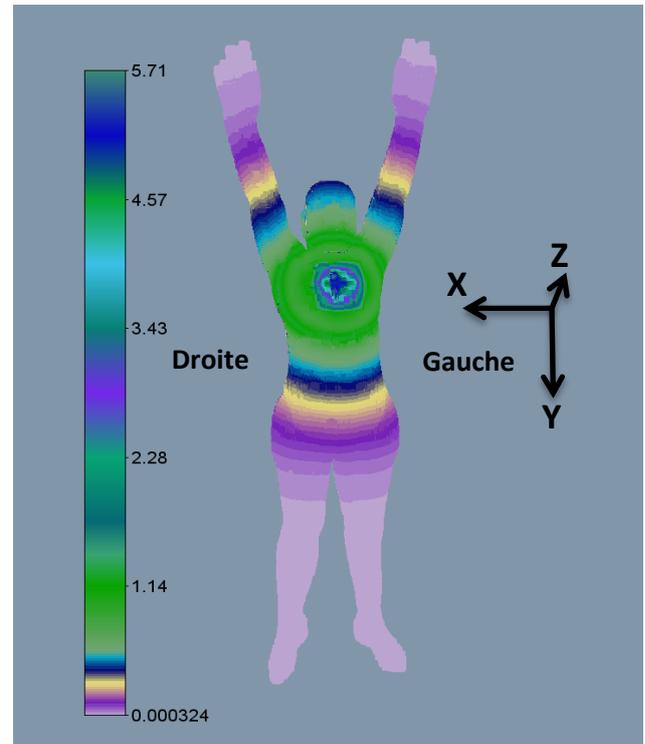
4.3.4.3 Distribution de dose 3D dans un fantôme anthropomorphique numérique

Le calcul de la dose à distance dans un fantôme anthropomorphique numérique (développé par l'équipe3 INSERM) nous permet de remonter de la dose ponctuelle à la dose volumique (la dose à l'organe), chaque point de calcul dans ces fantômes est représenté par un voxel avec une taille de 2mm x 2 mm x 2 mm.

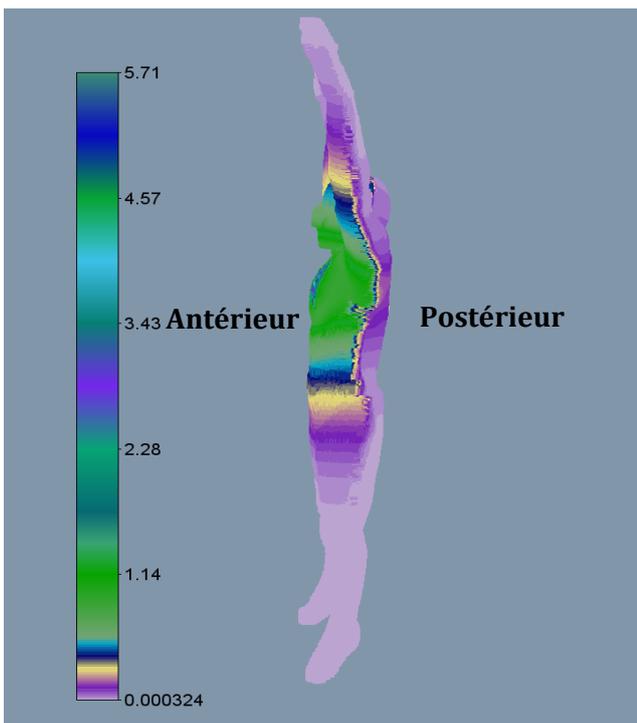
Afin de calculer la distribution de la dose à distance dans un fantôme anthropomorphique numérique, nous avons utilisé le logiciel Matlab, pour émerger la distribution de la dose en trois dimensions calculée dans une cuve à eau avec le fantôme anthropomorphique numérique, puis en trouvant les voxels communs entre le fantôme et la cuve à eau, nous pouvons calculer la distribution de la dose dans chaque voxel (i) présent dans l'organe (j) qui nous permet plus tard de calculer la dose intégrale dans chaque organe (la figure(4-15)).



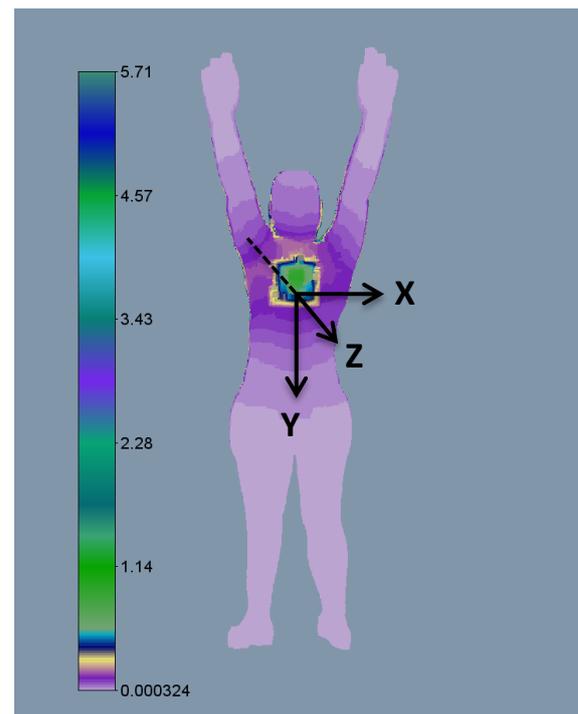
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure 4-15: Calcul de la distribution de dose à distance (en % Dmax) pour un faisceau d'électrons, en trois dimensions, dans un fantôme anthropomorphe numérique pour une taille du champ 5.5 cm x 9 cm et l'énergie de 12 MeV. (a) le fantôme sans irradiations, (b) le fantôme avec la distribution de la dose dans un plan frontal, (c) le fantôme avec la distribution de la dose dans un plan latéral, (d) le fantôme avec la distribution de la dose dans un plan dorsal

4.4 Discussion - Conclusion

La composante des électrons diffusés de la dose à distance a été séparée et calculée pour différentes énergies et différentes tailles de l'applicateur. Cette composante représente entre 70% et 80% de la dose à distance totale pour l'accélérateur de Varian, alors que pour l'accélérateur de Siemens Oncor, elle représente entre 60% et 90% de la dose à distance totale à la profondeur de 1 cm dans l'eau.

L'augmentation de la composante de la dose due aux rayonnements de freinage par rapport à la dose due de la composante des électrons diffusés pour les distances les plus proches du bord du champ peut s'être expliquée par la contribution des rayonnements de freinage provenant des diffuseurs ayant traversé les diaphragmes de l'applicateur.

Cependant, pour les distances plus loin du bord du champ, le rapport : dose (électrons diffusés)/ dose (rayonnements de freinage) augmente significativement, qui peut arriver en moyenne à environ 4 pour l'accélérateur de Varian et à environ 7 pour l'accélérateur Siemens, comme c'est observé dans les tableaux 4-1,2. Les accélérateurs de Siemens produisent plus des électrons diffusés hors champ en comparant à celui de Varian. Celui vient, évidemment, des électrons de fuite par les espaces d'air présents aux parois de l'applicateur.

La dose à distance totale, pour une profondeur donnée, a été calculée par la somme de la dose due aux électrons diffusés et de la dose due aux rayonnements de freinage.

La variation de la dose en fonction de la profondeur a été prise aussi en compte par le modèle.

Les isodoses en fonction de la profondeur dans l'eau illustrés dans la figure 4-13 exposent des lignes parallèles qui diminuent très rapidement avec la profondeur dans l'eau, qui représentent la composante des électrons diffusés. Ensuite, après une profondeur donnée, ils diminuent très lentement, qui représentent la composante des rayonnements de freinage. Cela en est accord avec les isodoses obtenus en dehors du champ d'irradiation pour les faisceaux de photons, rapportés par (Kry et al. 2007).

Le modèle analytique de calcul de la composante des électrons diffusés présenté dans ce chapitre n'est pas capable de prédire les valeurs de cette composante à l'intérieure du champ d'irradiation, c'est pour cela les valeurs des isodoses à l'intérieure du champ d'irradiation ne sont correctes que pour ceux concernent à la composante des rayonnements de freinage.

Dans le tableau 4-4, nous avons rapporté une comparaison entre nos calculs et les mesures rapportées par Cardenas et al (2015). Ces valeurs ont été prises à la distance de 15 cm à l'axe du faisceau pour un applicateur de 10 cm x 10 cm, aux différentes profondeurs, les mesures ont été effectuées sur l'accélérateur de Varian 21iX.

Table 4-4 : Une comparaison entre les valeurs de doses à distance calculées aux différentes profondeurs par notre modèle et celles mesurées et rapportées par Cardenas et al (2015) en pourcentage de Dmax, à la distance de 15 cm à l'axe du faisceau, pour l'accélérateur de Varian 21iX. (Les valeurs en rouge sont nos mesures).

La profondeur en cm	(Dose en %) 6MeV		(Dose en %) 9 MeV		(Dose en %) 12 MeV	
	calcul	Cardenas(2016)	calcul	Cardenas(2016)	calcul	Cardenas(2016)
1	0.30	0.33	0.68	0.60	0.67	0.50
2	0.21	0.18	0.46	0.38	0.46	0.33
3	0.077	0.10	0.335	0.22	0.34	0.22
4	0.072	0.09	0.16	0.18	0.18	0.18
5	0.068		0.157	0.175	0.17	0.14
10	0.05	0.06	0.123	0.14	0.14	0.12

Pour la plupart des points de calculs de la dose à distance totale représente une déviation aux mesures d'environ $\pm 20\%$.

L'estimation de la dose à distance totale dans le faisceau d'électron peut être importante pour l'estimation du risque tardif de la radiothérapie.

Chapitre 5

5 Chapitre 5 - Validation clinique : Cas de la radiothérapie du cancer du sein

5.1 Introduction

La radiothérapie avec des faisceaux d'électrons représente une modalité favorable (des fois unique) pour certaines tumeurs (voir §1.2.2.1). Dans le cas de la radiothérapie du cancer du sein à Gustave Roussy, les électrons sont souvent utilisés pour traiter la paroi thoracique et la chaîne mammaire interne.

Le cancer du sein représente le cancer le plus fréquent chez les femmes, environ 23% de tous les cancers (1.38 million nouveaux cas en 2008) (Ferlay et al. 2010). Les améliorations importantes des techniques de radiothérapie ont largement augmenté le taux de survie chez les patientes ayant un cancer du sein (Giordano et al. 2005), (Kalager et al. 2009; "SEER Cancer Statistics Review 1975-2002 - Previous Version - SEER Cancer Statistics" 2016). Les effets tardifs du traitement du cancer du sein par la radiothérapie sont liés principalement au risque de mortalité cardiaque, ce dernier augmente avec la dose moyenne délivrée au cœur (Darby et al. 2013). Ce risque est plus important pour le traitement du sein gauche que celui du sein droit, en raison de l'augmentation de la dose au cœur (Rutqvist et al. 1992). Stovall et al. (2008) ont montré que les femmes de moins de 40 ans ont un risque élevé de développer un cancer du sein controlatéral lorsque la dose délivrée au sein sain dépasse 1 Gy. Une estimation précise de la dose délivrée au cœur est devenue essentielle pour une meilleure quantification du risque à long terme. En plus, les estimations de doses délivrées aux tissus sains ayant une haute radiosensibilité, tels que la thyroïde, l'œil, les ovaires et le fœtus, représentent actuellement une préoccupation croissante.

Le développement des fantômes anthropomorphiques numériques voxalisés nous a permis de calculer les distributions de doses délivrées à tout voxel dans les organes du corps humain situés en dehors du volume cible. Cette avancée significative dans la représentation du corps humain entier exige une amélioration des algorithmes de calcul de dose afin de permettre une quantification optimale du risque iatrogène aux faibles doses, voire, réduire ce risque au niveau le plus bas possible.

Aujourd'hui, il est devenu certain parmi la communauté scientifique que la probabilité d'induction de cancers secondaires dans les tissus sains augmente avec la dose délivrée.

C'est pour cela, que nous avons évalué l'application de notre logiciel de calcul de dose à distance (DAD) dans une situation clinique réelle afin de démontrer l'intérêt clinique de notre modélisation, l'objectif étant de mettre au point à terme, un outil logiciel innovant répondant à la fois aux besoins de l'optimisation de la radiothérapie moderne et à ceux de l'épidémiologie de la dose comme facteur de risque d'effets iatrogènes.

5.2 Méthodes et matériels

5.2.1 Plan de traitement

Depuis plus que 30 ans, à Gustave Roussy, les faisceaux d'électrons sont utilisés dans la radiothérapie du cancer du sein pour traiter la chaîne mammaire interne (CMI) et la paroi thoracique. Un cas de cancer du sein droit diagnostiqué chez une patiente âgée de 56 ans a été choisi pour valider notre logiciel de calcul de dose à distance (DAD) des faisceaux d'électrons. Le plan de traitement de ce cas clinique a été réalisé et validé par l'équipe du département de radiothérapie / service de physique de Gustave Roussy, à l'aide du système de planification de traitement (TPS) Isogray (DosiSoft, France). Quatre faisceaux de photons et deux faisceaux d'électron ont été planifiés pour ce traitement (Figure 5-1.a). Le sein droit a été traité par deux faisceaux tangentiels de photons de 6MV. La dose prescrite pour chaque faisceau était de 25 Gy. La chaîne mammaire interne a été traitée d'une part par un faisceau d'électrons de 12MeV avec une dose prescrite de 40 Gy, avec un applicateur 10 cm x 10 cm associé à un insert de cerrobend de 4.6 cm x 8.6 cm, à une DSP de 108 cm sur un Clinac Varian, d'autre part, par un faisceau de photons 6MV avec une dose prescrite de 10 Gy et la même taille de champ. La zone sous-claviculaire droite a aussi été traitée par deux faisceaux ; d'une part avec une dose prescrite de 8Gy délivrée par un faisceau d'électrons de 12MeV avec un applicateur de 10 cm x 10 cm associé à un insert de 7.8 cm x 5 cm à une DSP de 108 cm sur un Clinac Varian. D'autre part, avec une dose prescrite de 42 Gy délivrée par un faisceau de photons de 6MV pour la même taille de champ. Dans notre étude nous nous sommes focalisé seulement sur le traitement réalisé par les faisceaux d'électrons (Figure 5-1.b) dont la dose à distance sera calculée. La prise en compte de la dose à distance due aux faisceaux de photons n'est pas l'objet du présent travail.

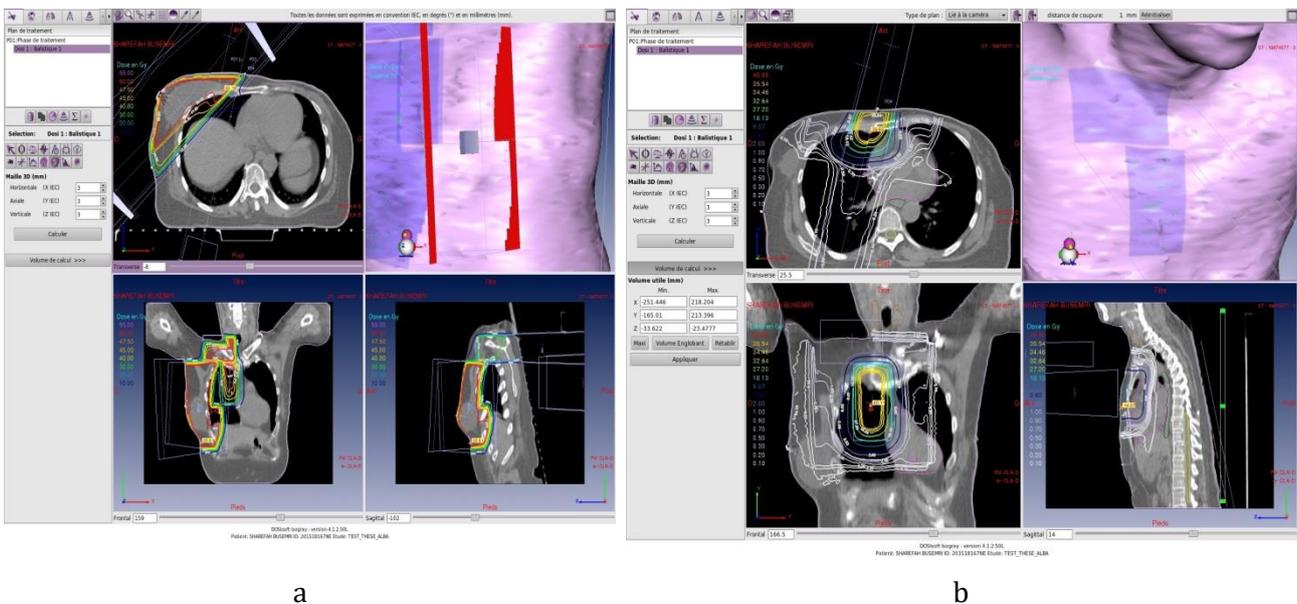


Figure 5-1 : Images scanners du patient pour un traitement du cancer du sein avec les isodoses calculées par le TPS (Isogray), (a) isodoses totales (photons et électrons), (b) isodoses électrons

5.2.2 Données anatomiques utilisées

Depuis plusieurs années, l'équipe Cancers et Radiation de l'Unité 1018 INSERM travaille sur le développement des fantômes anthropomorphiques numériques représentant des patients de radiothérapie en position de traitement. Ces fantômes sont obtenus par voxélisation de contours d'organes et d'autres structures d'intérêt réalisés sur un TPS à partir de d'imageries scanner de planification de traitement de patients de radiothérapie.

Le volume d'un organe du fantôme voxélisé est donné par la relation suivante :

$$V_{organe} = n_{voxel} \times V_{voxel}$$

Où

V_{organe} : Volume de l'organe du fantôme voxélisé.

n_{voxel} : Nombre de voxels constituant l'organe

V_{voxel} : Volume du voxel.

A. Données anatomiques originales du plan du patient

Dans cette étude nous avons dans un premier temps récupéré sur la TPS une copie du fichier DICOM RT structure du plan de traitement original et voxélisé l'ensemble des contours disponibles. En plus du contour externe et des contours des PTVs, le fichier RT-structure incluait les contours des organes à risque dont le cœur, la thyroïde, des poumons, la moelle, l'œsophage et la cicatrice réalisés et validés par le radiothérapeute. Cette représentation anatomique limitée a été utilisées pour réaliser les calculs de doses dans les organes à risques situés dans la région anatomique directement impliquée dans le traitement Figure (5-2.a).

B. Données complémentaires provenant d'un fantôme voxélisé

Pour les organes situés à plus grande distance, nous avons complété nos calculs par une estimation de doses réalisés sur un fantôme anthropométrique voxélisé corps-entier provenant de la bibliothèque de l'Inserm. Le fantôme sélectionné est comparable au patient pour la taille, le poids et l'âge (Figure 5-2.b).

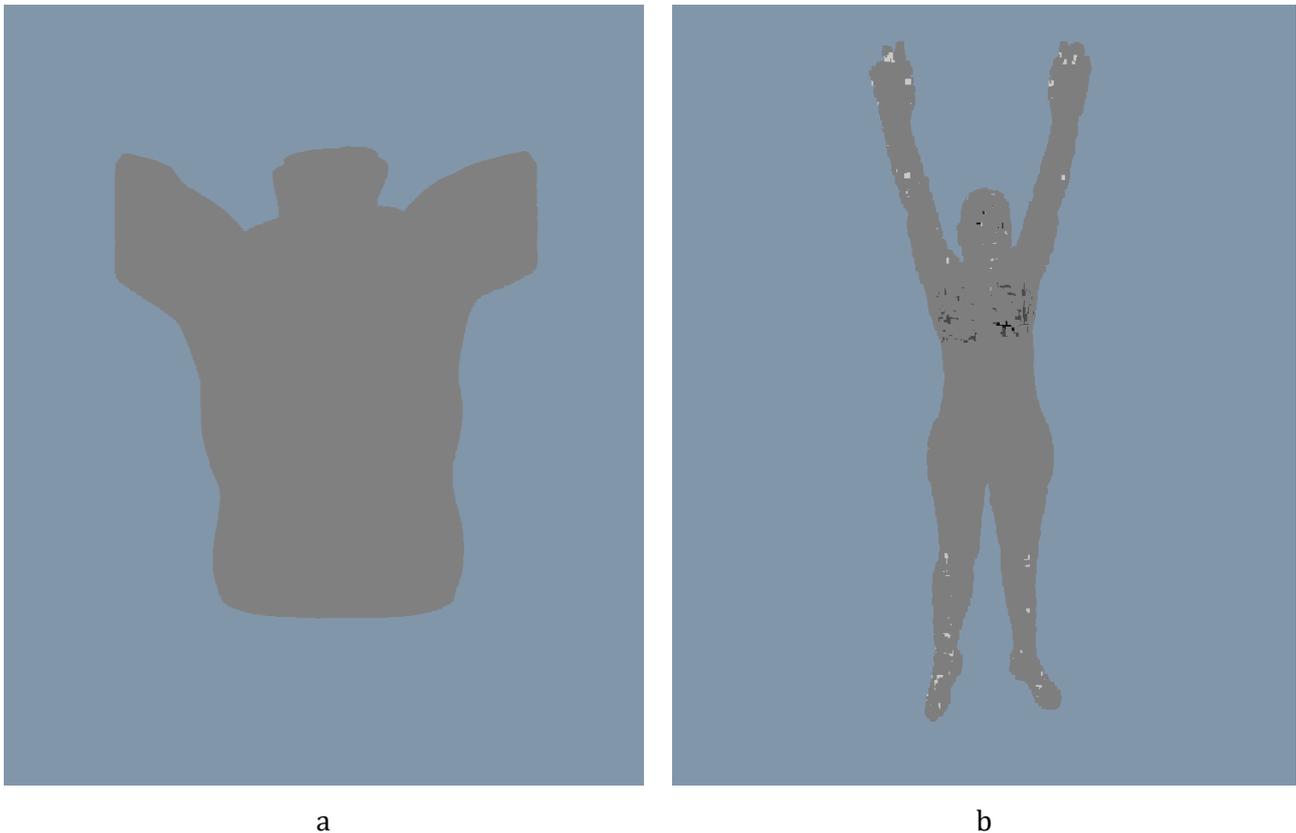


Figure 5-2 : Fantômes voxelisés (a) à partir des données anatomiques originales du plan du patient (b) fantôme anthropométrique voxelisé corps-entier provenant de la bibliothèque de l'Inserm.

5.2.3 Association du logiciel DAD avec le TPS

Afin de calculer précisément les isodoses totales nous avons déterminé les limites entre deux zones de calculs :

- 1- La zone du TPS : dans cette zone, le calcul du TPS est considéré fiable, elle a été délimité par les limites du champ d'irradiation plus 4cm dans les directions x,y, et jusqu'à la profondeur $R_p + 1$ cm dans la direction z.
- 2- La zone du logiciel DAD : dans cette zone, le calcul du logiciel DAD est considéré fiable, elle est définie comme tout le corps du patient à l'exclusion de la première zone (zone du TPS).

5.2.4 Calcul de la dose intégrale et la dose moyenne dans l'organe

La grandeur physique qui quantifie la quantité de l'énergie totale délivrée à l'intégralité du volume d'un organe est appelé la dose intégrale (DI), exprimée en Joule, définie comme le produit de la dose absorbée dans le tissu (organe) exprimée en Gy et de la masse de ce tissu (organe) exprimée en (Kg). La dose intégrale apparait comme une grandeur intéressante pour l'étude de la relation dose effet, en particulier pour les cancers secondaires à la radiothérapie (Nguyen *et al* 2008, Aoyama *et al* 2006, Yang *et al* 2009, D'Arienzo *et al.* 2012).

La réalisation de l'estimation de la dose dans chaque voxel dans l'organe permet d'estimer la dose intégrale dans cet organe. Nous pouvons définir la dose intégrale dans un organe (j) comme l'énergie totale absorbée dans cet organe, donc elle est donnée selon la relation suivante :

$$DI = \sum_{i=1}^n V_{i,j} D_{i,j} \rho_{i,j}$$

Où :

DI : la dose intégrale dans l'organe (j) (en Joule).

$V_{i,j}$: le volume du voxel (i) appartenant à l'organe (j) (en m³).

$D_{i,j}$: la dose délivrée au voxel (i) appartenant à l'organe (j) (en Gy).

$\rho_{i,j}$: la densité du voxel (i) appartenant à l'organe (j) (en kg/m³).

Dans ce travail l'hétérogénéité des tissus du corps humain n'a pas été prise en compte, c'est pour cela nous avons considéré que tous les organes ayant la même densité que l'eau (1 g/cm³).

Nous avons calculé les valeurs de la dose intégrale (DI) délivrées par les faisceaux d'électrons, d'une part avec le TPS et d'autre part avec le TPS+DAD, afin de donner une comparaison entre les valeurs calculées seulement avec le TPS et celle calculées avec le TPS + DAD.

Une fois, nous avons calculé la dose intégrale, la dose moyenne à l'organe est facilement déduite de la DI selon la relation suivante :

$$D_{moy,j} = \frac{DI_j}{M_j}$$

$D_{moy,j}$: la dose moyenne délivrée à l'organe (j) (en Gy).

DI_j : la dose intégrale dans l'organe (j) (en Joule).

M_j : la masse de l'organe (j) (en Kg).

5.2.5 Calcul des histogrammes dose-volume des organes (HDV)

Nous avons calculé l'histogramme dose-volume différentiel (HDVD) et cumulé (HDVC) pour chaque organe situés partiellement dans le champ ou en dehors du champ d'électrons primaires. Ensuite, nous avons comparé les HDVCs calculés par notre logiciel (DAD) associé à ceux extraits du TPS à ceux calculés par le TPS seul, pour les faisceaux d'électrons.

Les HDVD et HDVC ont été calculés à l'aide du logiciel MATLAB en utilisant les fonctions « hist et cumsum » pour un intervalle de dose ΔD de 1cGy.

Nous avons déduit aussi de la courbe de HDVC les valeurs de la dose minimale $D_{\min}=D_{98\%}$ (qui est définie comme la dose reçue par 98% du volume de l'organe), de la dose médiane $D_{\text{médian}} = D_{50\%}$ (qui est définie comme la dose reçue par 50% du volume de l'organe) et de la dose maximale $D_{\max}=D_{2\%}$ (qui est définie comme la dose reçue par 2% du volume de l'organe).

5.3 Les résultats

Nous présentons, dans cette section, les distributions de doses, les histogrammes dose-volume différentiels (HDVD) et cumulés (HDVC) calculés d'une part avec TPS (Isogray), et d'autre part avec TPS Isogray + le logiciel DAD, pour différents organes situés partiellement dans le champ d'irradiation ou en dehors du champ d'irradiation durant le traitement du cancer du sein, en prenant en compte seulement les traitements réalisés par les électrons, les faisceaux de photons étant exclus dans cette étude.

La figure 5-3.a montre les distributions de doses dans le fantôme reconstruit à partir du fichier DICOM RT structure du plan de traitement original du patient. Les distributions de dose sont calculées par TPS+DAD.

La figure 5-3.b montre les distributions des doses calculées par le logiciel DAD uniquement dans le fantôme anthropométrique voxélisé corps-entier provenant de la bibliothèque de l'Inserm.

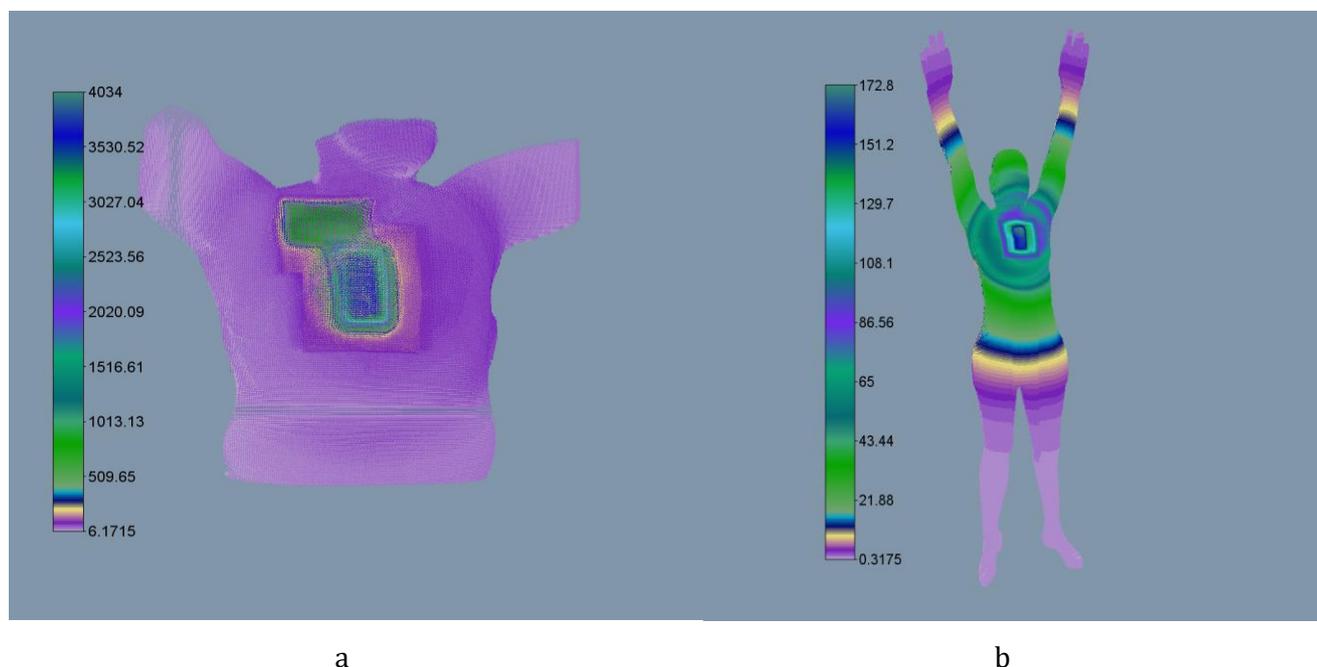


Figure 5-3 : Calcul de la distribution de dose en cGy (a) dans les données anatomiques originales du patient avec TPS+DAD (b) dans le fantôme anthropométrique voxélisé corps-entier provenant de la bibliothèque de l'Inserm avec DAD seulement.

1. Cœur :

La figure 5-4.a montre l'HDVD calculé par TPS pour le cœur. Nous observons que la majeure partie du volume du cœur (les voxels) reçoit une dose allant de 0 cGy à environ 20cGy. Le nombre de voxels (le volume) diminue progressivement avec la dose. Cependant, l'HDVD calculé par TPS+DAD pour le cœur (figure 5-4.b), montre que la plupart du volume du cœur (les voxels) reçoit une dose allant de 20 cGy à environ 60cGy, puis, le nombre de voxels (le volume) diminue progressivement avec la dose. La figure 5-4.d montre que l'HDVC calculé par le TPS+DAD est plus grand que celui calculé par le TPS pour les valeurs de doses inférieures à 60 cGy. Nous avons également trouvé que Les valeurs des doses D_{min} , D_{median} , D_{max} , DI et D_{moy} calculées par TPS+DAD sont respectivement de 0,20 Gy, 0,44 Gy, 20,25 Gy, 1,08 Joule et 1,96 Gy, et celles calculées par TPS sont respectivement de 0Gy, 0,17 Gy, 20,25 Gy, 1,00 Joule et 1,82 Gy (table 5-1 et table 5-2).

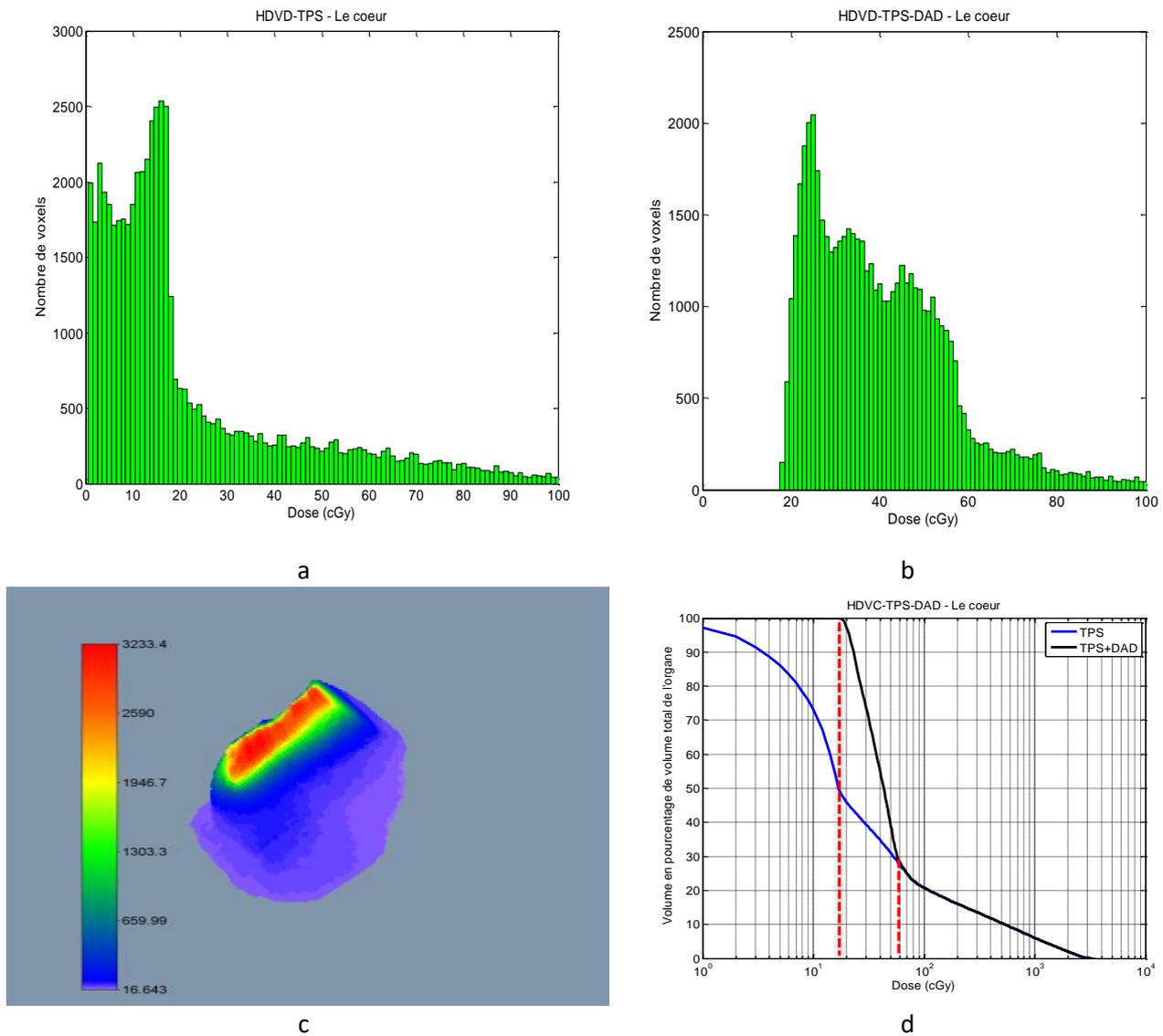


Figure 5-4 : Comparaison des histogrammes dose – volume du cœur calculés par TPS seul et par TPS+DAD, (a) HDVD calculé avec TPS, (b) HDVD calculé avec TPS+DAD, (c) distribution de la dose dans le cœur (en cGy), (d) HDVC calculé par TPS (ligne bleu) et par TPS+DAD (ligne noir)

2. Moelle :

La figure 5-5.a montre l'HDVD calculé par TPS pour la moelle. On peut observer que la plupart du volume de la moelle (les voxels) reçoit une dose allant de 0 cGy à environs 10cGy. Ensuite, le nombre de voxels (le volume) diminue progressivement avec la dose. Cependant, l'HDVD calculé par TPS+DAD pour la moelle montre que la plupart du volume de la moelle (les voxels) reçoit une dose allant de 10 cGy à environs 35cGy (figure 5-5.b), puis, le nombre de voxels (le volume) commence à diminuer progressivement avec la dose. La figure 5-5.d montre que l'HDVC calculé par le TPS+DAD est plus grand que celui calculé par le TPS pour les valeurs de doses inférieures à 45 cGy. Nous avons également trouvé que Les valeurs des doses D_{min} , D_{median} , D_{max} , DI et D_{moy} calculées par TPS+DAD sont respectivement de 0,10 Gy, 0,22 Gy, 0,43 Gy, 0,0096 Joule et 0,212 Gy, et celles calculées par TPS sont respectivement de 0Gy, 0,02 Gy, 0,30 Gy, 0,0016 Joule et 0,035 Gy (table 5-1 et table 5-2).

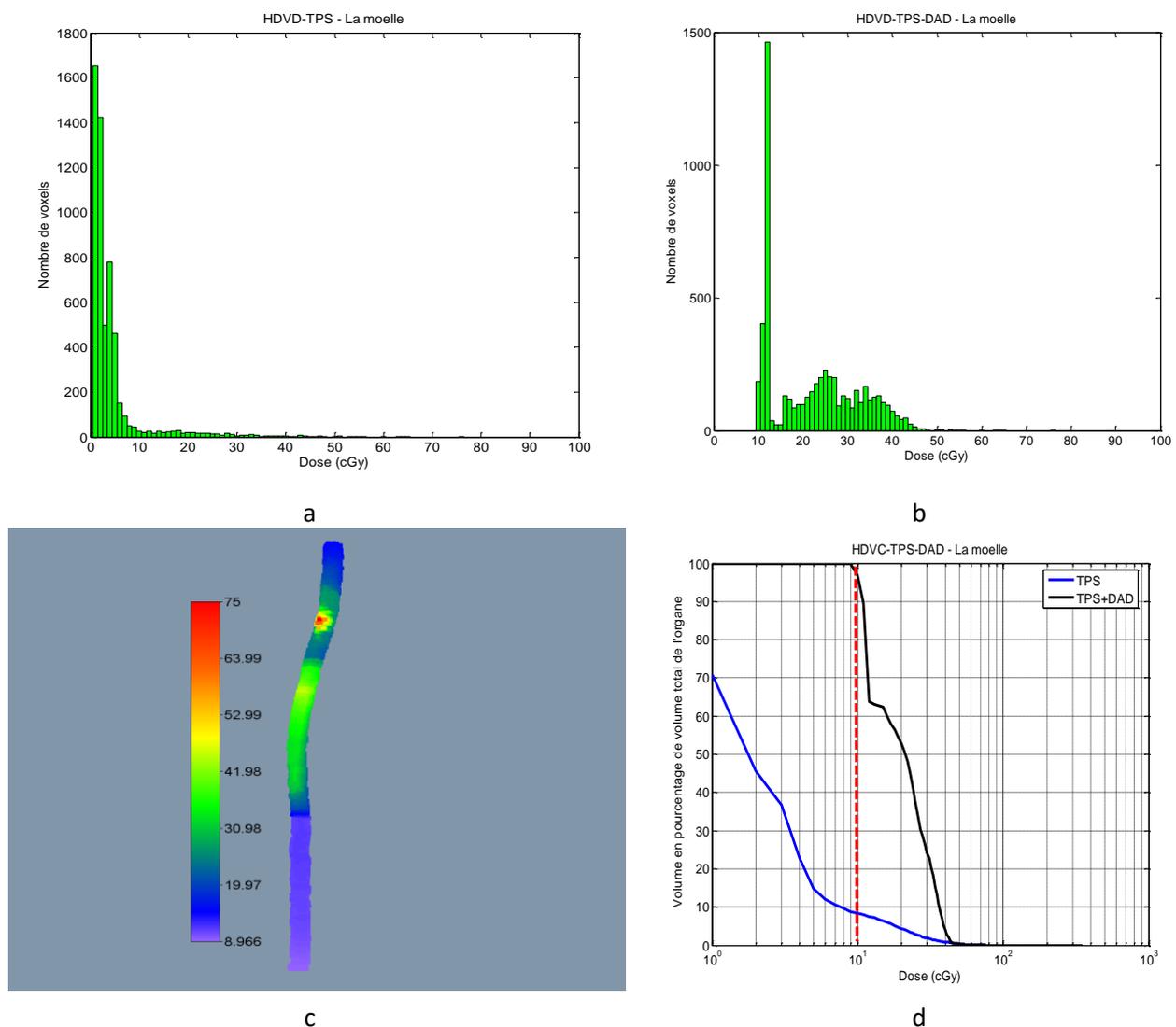


Figure 5-5 : Comparaison des histogrammes dose – volume pour de la moelle calculés par TPS et par TPS+DAD, (a) HDVD calculé avec TPS, (b) HDVD calculé avec TPS+DAD, (c) la distribution de la dose dans la moelle en cGy, (d) HDVC calculé par TPS (ligne bleu) et par TPS+DAD (ligne noir)

3. Œsophage :

La figure 5-6.a montre l'HDVD calculé par le TPS pour l'œsophage. Nous constatons que la plupart du volume de l'œsophage reçoit une dose allant de 0 cGy à environs 10cGy. Ensuite, le nombre de voxels (le volume) diminue progressivement avec la dose. Cependant, l'HDVD calculé par TPS+DAD pour l'œsophage indique que la plupart du volume de l'œsophage reçoit une dose allant de 15 cGy à environs 55cGy (figure 5-6.b), puis, le volume diminue progressivement avec la dose. La figure 5-6.d montre que l'HDVC calculé par le TPS+DAD est plus grand que celui calculé par le TPS pour les valeurs de doses inférieures à 55 cGy. Nous avons également trouvé que Les valeurs des doses D_{min} , D_{median} , D_{max} , DI et D_{moy} calculées par TPS+DAD sont respectivement de 0,17 Gy, 0,38 Gy, 1,5 Gy, 0,0127 Joule et 0,436 Gy, et celles calculées par TPS sont respectivement de 0,01Gy, 0,04 Gy, 1,5 Gy, 0,0056 Joule et 0,190 Gy (tableau 5-1 et tableau 5-2).

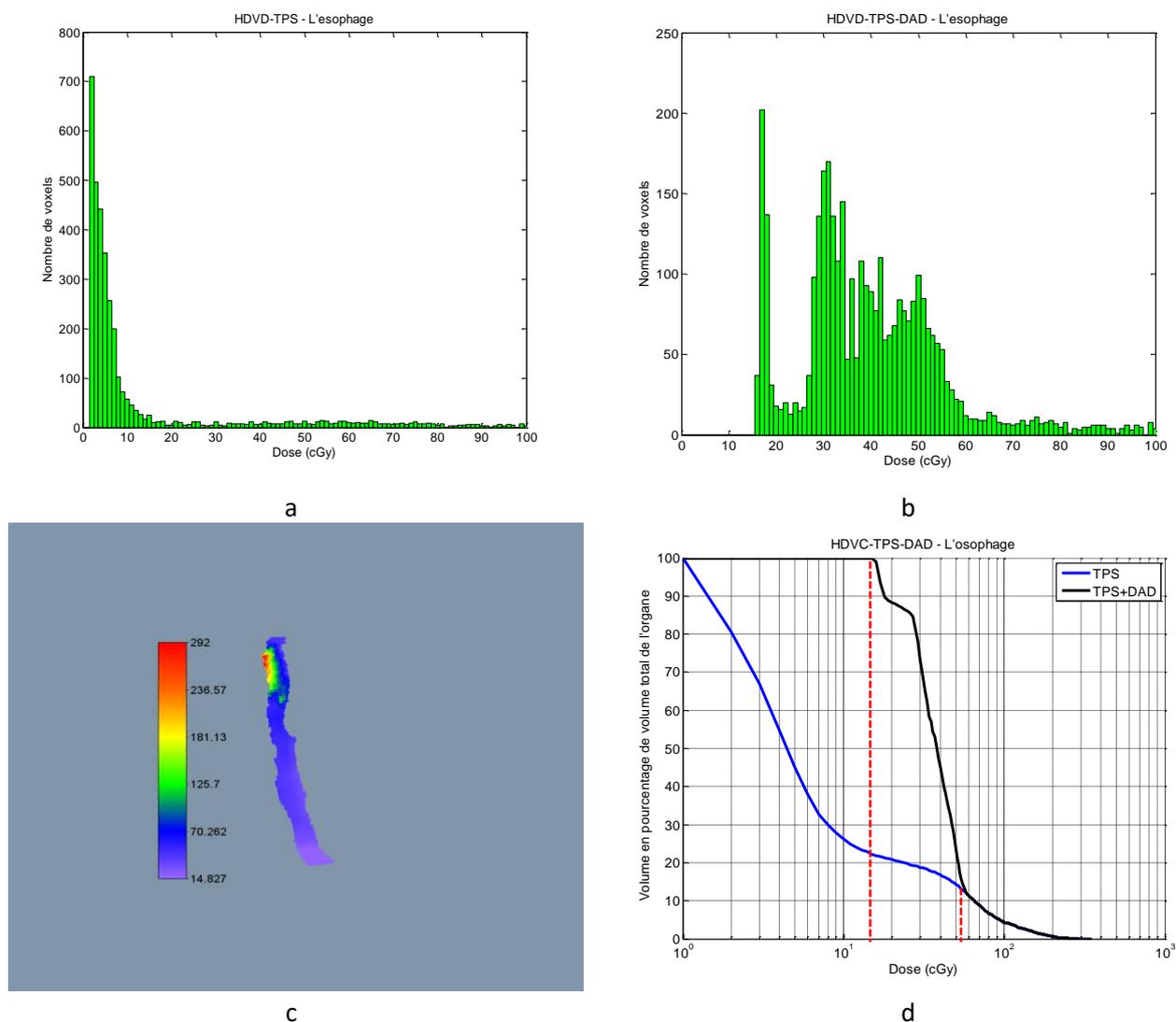


Figure 5-6 : Comparaison entre les histogrammes dose – volume de l'œsophage calculés par TPS et par TPS+DAD, (a) HDVD calculé avec TPS, (b) HDVD calculé avec TPS+DAD, (c) distribution de la dose dans l'œsophage en cGy, (d) HDVC calculé par TPS (ligne bleu) et par TPS+DAD (ligne noir)

4. Poumons

La figure 5-7.a montre l'HDVD calculé par TPS pour les poumons. Nous remarquons qu'une grande partie du volume des poumons reçoit une dose inférieure à 10cGy. Ensuite, le volume diminue progressivement avec la dose. Cependant, l'HDVD calculé par TPS+DAD pour les poumons, montre que la plupart du volume reçoit une dose allant de 10 cGy à environs 75cGy (figure 5-7.b), puis, le volume diminue progressivement avec la dose. La figure 5-7.d montre que l'HDVC calculé par le TPS+DAD est plus grand que celui calculé par le TPS pour les valeurs de doses inférieures à 70 cGy. Nous avons également trouvé que Les valeurs des doses D_{min} , D_{median} , D_{max} , DI et D_{moy} calculées par TPS+DAD sont respectivement de 0,13 Gy, 0,42 Gy, 30 Gy, 4,336 Joule et 1,960 Gy, et celles calculées par TPS sont respectivement de 0 Gy, 0,15 Gy, 30 Gy, 4,014 Joule et 1,817 Gy (table 5-1 et table 5-2).

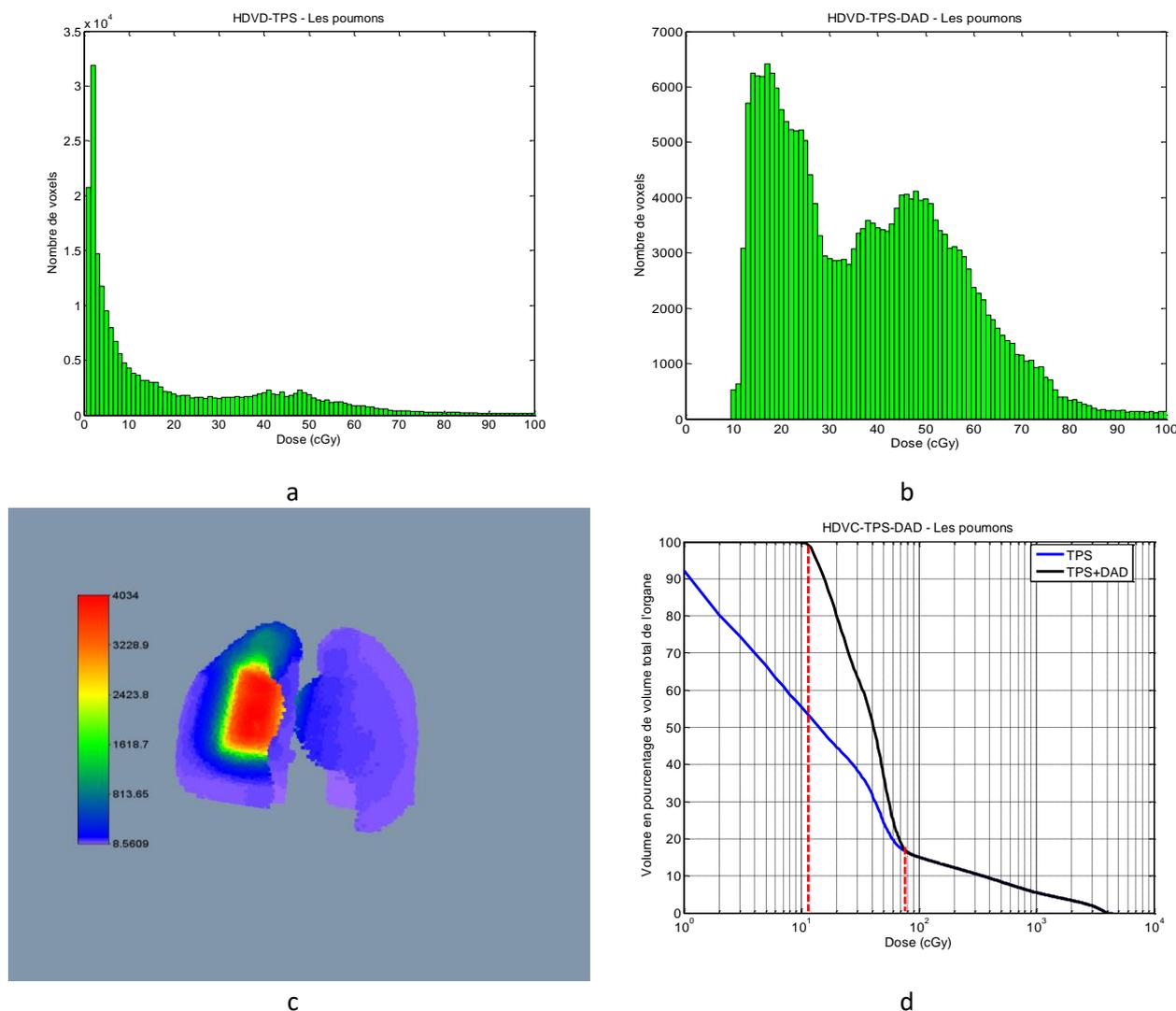


Figure 5-7 : Comparaison entre les histogrammes dose – volume des poumons calculés par TPS et par TPS+DAD, (a) HDVD calculé avec TPS, (b) HDVD calculé avec TPS+DAD, (c) distribution de la dose dans les poumons en cGy, (d) HDVC calculé par TPS (ligne bleu) et par TPS+DAD (ligne noir)

5. Thyroïde :

La figure 5-8.a présente l'HDVD calculé par TPS pour la thyroïde, nous remarquons qu'une grande partie du volume de la thyroïde reçoit une dose allant de 10 cGy à 40cGy. Ensuite, le volume diminue progressivement avec la dose. Cependant, l'HDVD calculé par TPS+DAD pour la thyroïde, montre que la plupart du volume de la thyroïde reçoit une dose allant de 40 cGy à environs 70cGy (figure 5-8.b), puis, le nombre le volume diminue progressivement avec la dose. La figure 5-8.d montre que l'HDVC calculé par le TPS+DAD est plus grand que celui calculé par le TPS pour les valeurs de doses inférieures à 70 cGy. Nous avons également trouvé que Les valeurs des doses D_{min} , D_{median} , D_{max} , DI et D_{moy} calculées par TPS+DAD sont respectivement de 0,41 Gy, 0,57 Gy, 7,1 Gy, 0,018 Joule et 1,803 Gy, et celles calculées par TPS sont respectivement de 0,16 Gy, 0,31 Gy, 7,1 Gy, 0,0163 Joule et 1,639 Gy (table 5-1 et table 5-2).

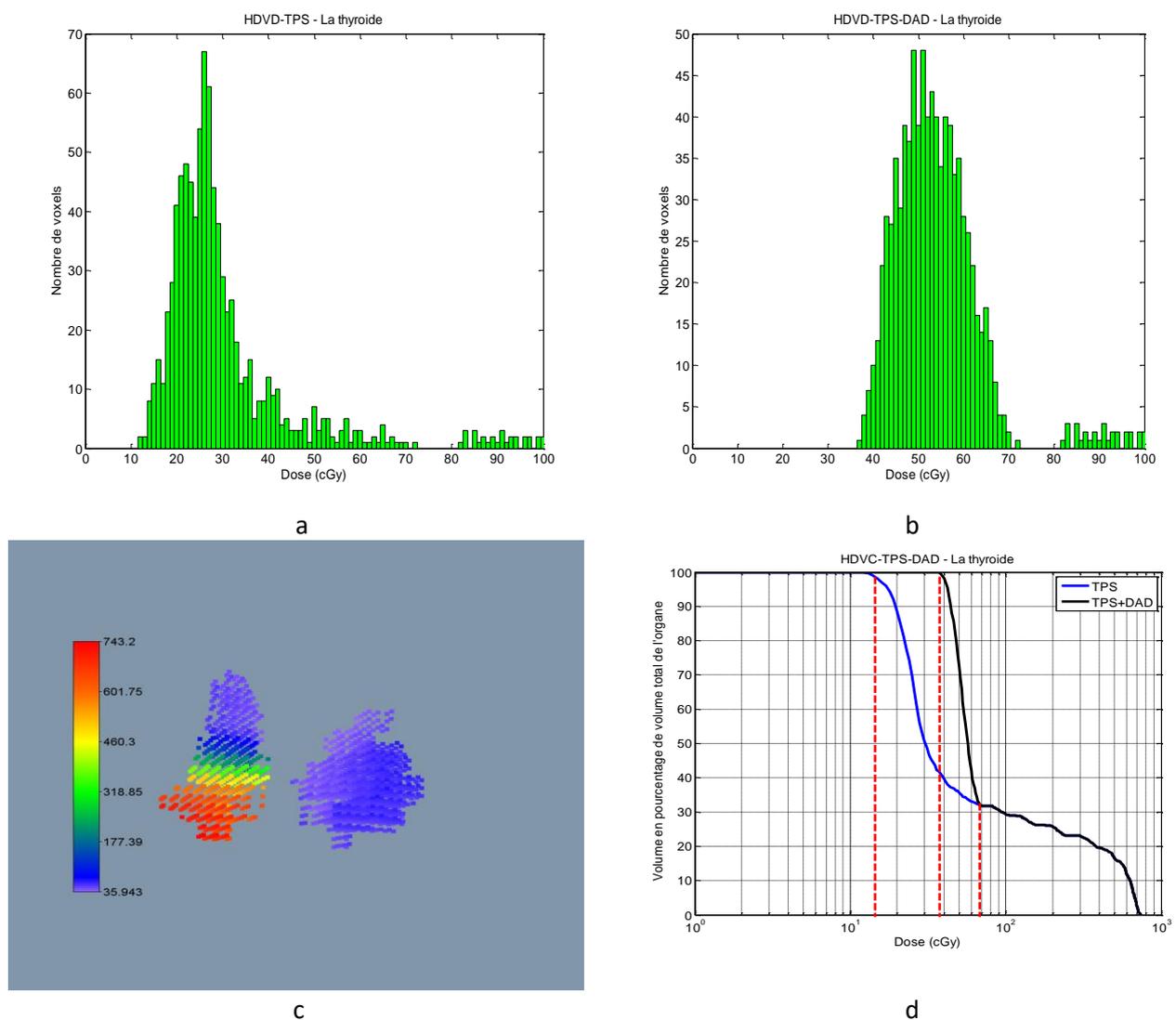


Figure 5-8 : Comparaison des histogrammes dose – volume de la thyroïde calculés par TPS et par TPS+DAD, (a) HDVD calculé avec TPS, (b) HDVD calculé avec TPS+DAD, (c) distribution de la dose dans la thyroïde en cGy, (d) HDVC calculé par TPS (ligne bleu) et par TPS+DAD (ligne noir)

6. Reins :

Comme les reins ne sont pas inclus dans les images scanners du patient, les estimations de doses ont été réalisées à partir d'un fantôme anthropomorphique numérique dont l'anatomie est proche de celle du patient.

La figure 5-9.a montre l'HDVD calculé par TPS+DAD pour les reins. Nous remarquons que l'HDVD a un pic autour de 10 cGy et les doses aux voxels se distribuent de 5.8 cGy à 12.3 cGy.

Les valeurs des doses D_{\min} , D_{median} , D_{\max} , DI et D_{moy} calculées par TPS+DAD sont respectivement de 0,07 Gy, 0,09 Gy, 0,12 Gy, 0,0292 Joule et 0,088 Gy, et celles calculées par TPS sont nulles (table 5-1 et table 5-2).

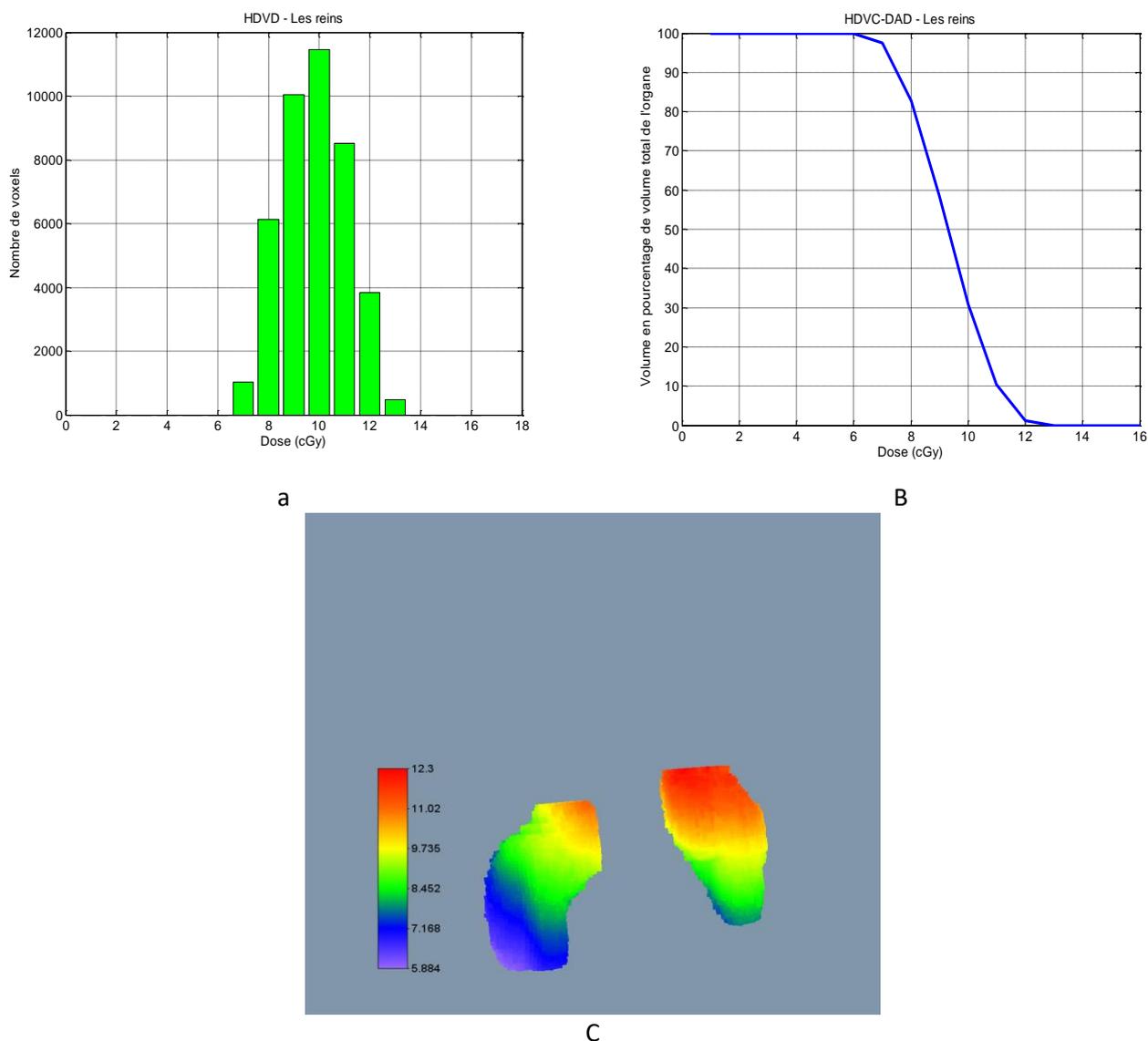


Figure 5-9 : Histogrammes dose – volume des reins calculés par TPS+DAD, (a) HDVD, (b) HDVC, (c) distribution de dose dans la structure des reins en cGy.

7. Pancréas :

Le pancréas n'étant également pas inclus dans l'imagerie de planification de traitement du patient, nous avons utilisé le fantôme anthropomorphique numérique pour l'estimation des doses.

La figure 5-10.a montre l'HDVD calculé par TPS+DAD pour le pancréas, nous remarquons que l'HDVD présente un pic autour de 14 cGy et que les doses aux voxels se distribuent de 10 cGy à 16 cGy.

Les valeurs des doses D_{\min} , D_{median} , D_{\max} , DI et D_{moy} calculées par TPS+DAD sont respectivement de 0,11 Gy, 0,135 Gy, 0,155 Gy, 0,0122 Joule et 0,127 Gy, et celles calculées par TPS sont nulles (table 5-1 et table 5-2).

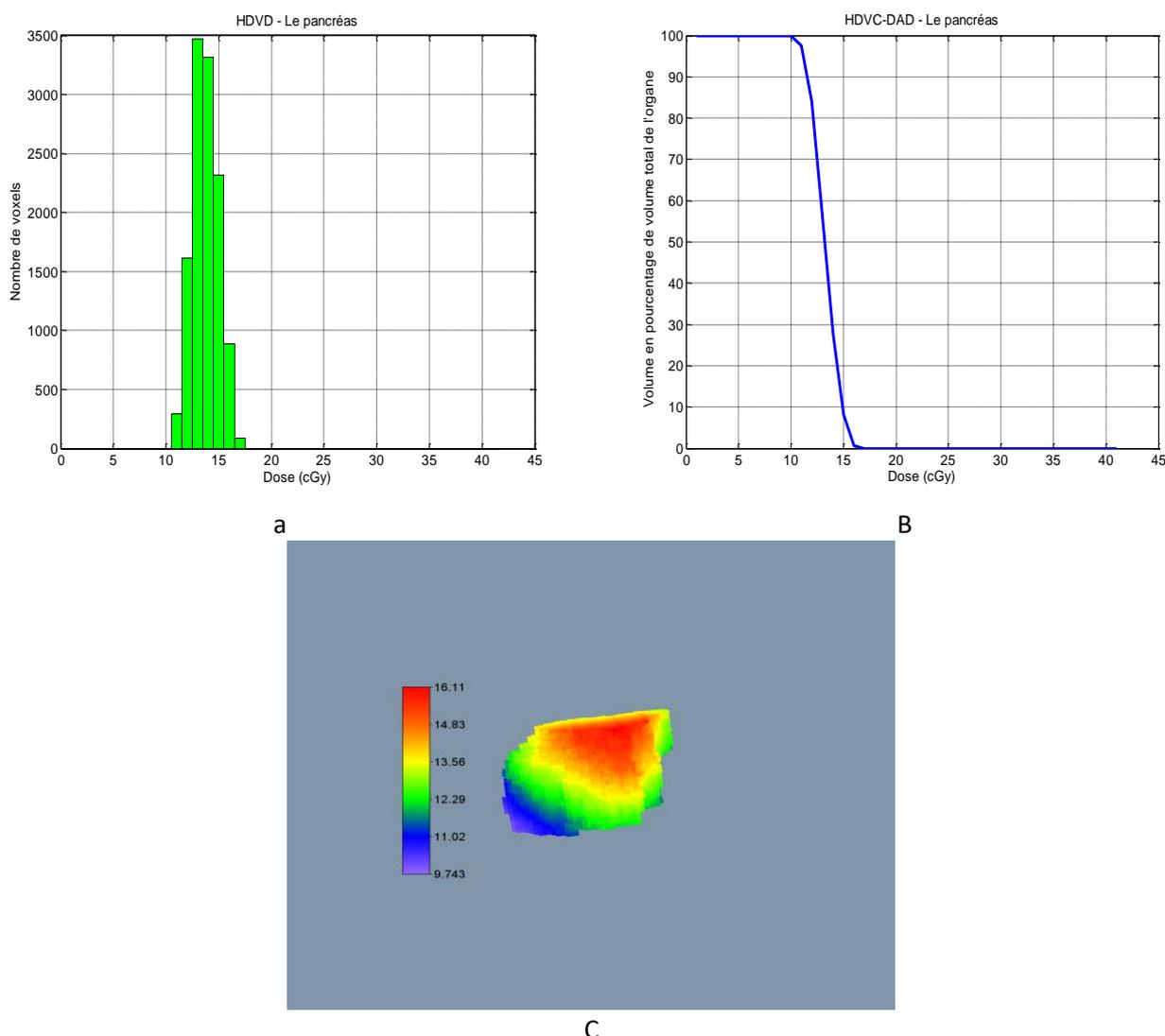


Figure 5-10 : Histogrammes dose – volume du pancréas calculés par TPS+DAD, (a) HDVD, (b) HDVC, (c) distribution de dose dans la structure du pancréas en cGy.

8. Yeux :

Pour les mêmes raisons que pour les reins et le pancréas, les doses aux yeux sont également obtenues par le biais d'un fantôme corps-entier.

La figure 5-11.a montre l'HDVD calculé par TPS+DAD pour les yeux, nous observons que le HDVD présente un pic autour de 30 cGy et que les doses se distribuent de 20 cGy à 50 cGy.

Les valeurs des doses D_{\min} , D_{median} , D_{\max} , DI et D_{moy} calculées par TPS+DAD sont respectivement de 0,23 Gy, 0,30 Gy, 0,44 Gy, 0,0058 Joule et 0,30 Gy, et celles calculées par TPS sont nulles (table 5-1 et table 5-2).

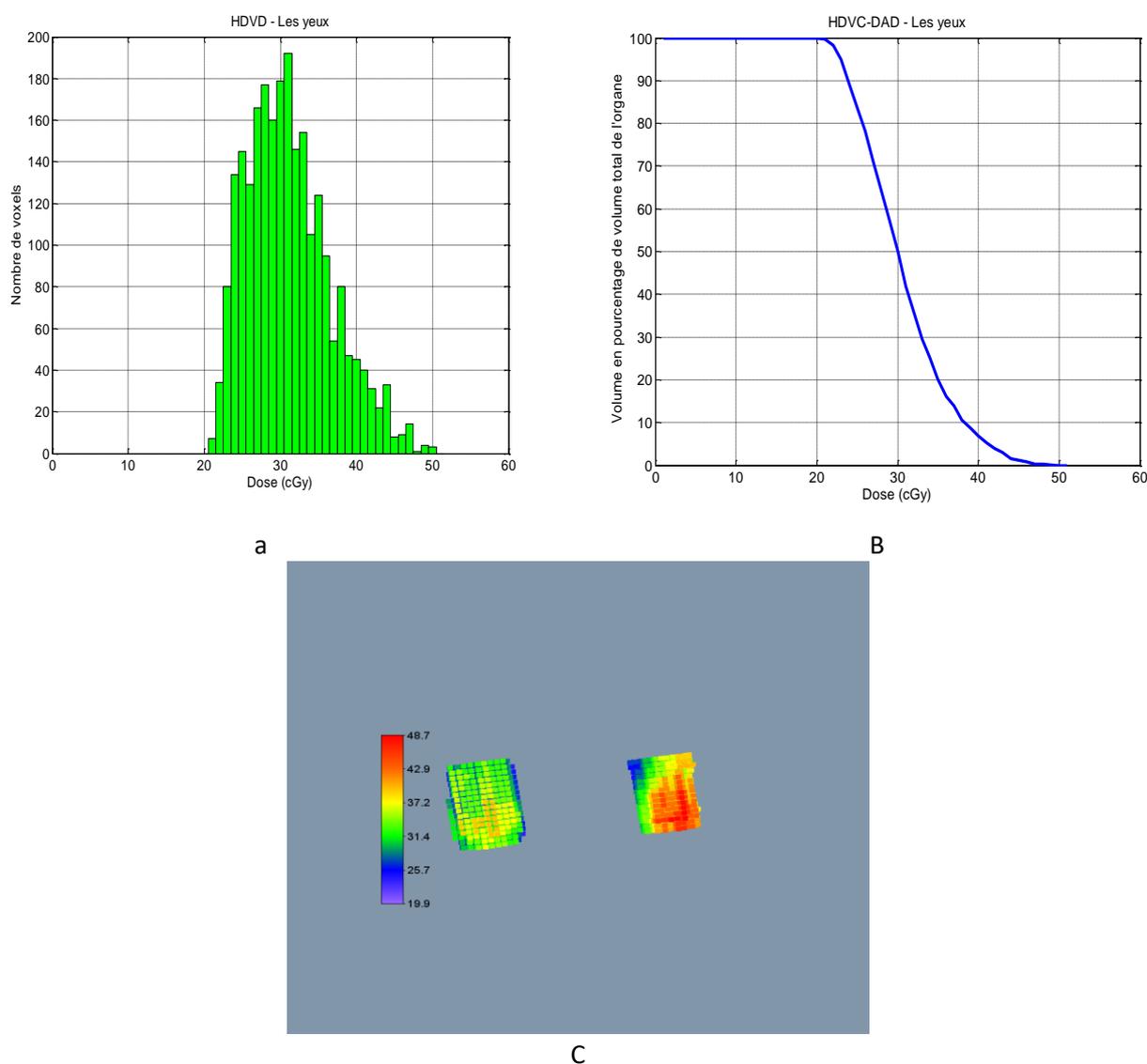


Figure 5-11 : Histogrammes dose – volume des yeux calculés par TPS+DAD, (a) HDVD, (b) HDVC, (c) Distribution de dose en cGy.

9. Foie :

La figure 5-12.a montre le HDVD calculé par TPS+DAD, à partir du fantôme, pour le foie. Nous observons que l'HDVD présente un pic autour de 13 cGy et que les doses aux voxels se distribuent de 7 cGy à 33 cGy.

Les valeurs des doses D_{\min} , D_{median} , D_{\max} , DI et D_{moy} calculées par TPS+DAD sont respectivement de 0,08 Gy, 0,13 Gy, 0,27 Gy, 0,242 Joule et 0,137 Gy, et celles calculées par TPS sont nulles (table 5-1 et table 5-2).

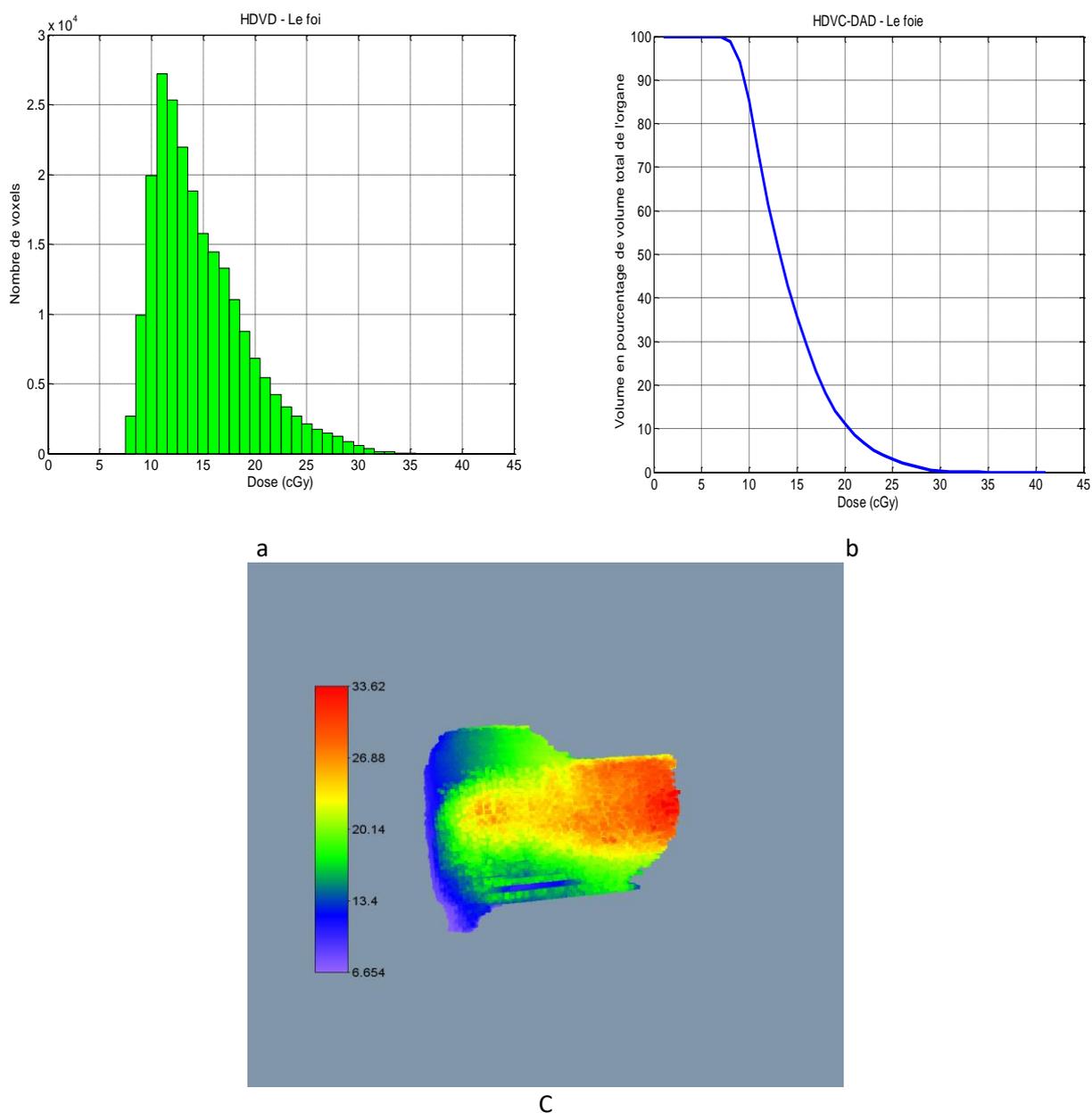


Figure 5-12 : Histogrammes dose – volume du foie calculés par TPS+DAD, (a) HDVD, (b) HDVC, (c) la distribution de dose dans la structure du foie en cGy.

10. Ovaires :

La figure 5-13.a montre l'HDVD calculé par TPS+DAD sur le fantôme pour les ovaires. Nous constatons que l'HDVD a un pic autour de 3.3 cGy et les doses aux voxels se distribuent de 2.8 cGy à 3.5 cGy.

Les valeurs des doses D_{\min} , D_{median} , D_{\max} , DI et D_{moy} calculées par TPS+DAD sont respectivement de 0,029 Gy, 0,032 Gy, 0,035 Gy, 0,0011 Joule et 0,031 Gy, et celles calculées par TPS sont nulles (table 5-1 et table 5-2).

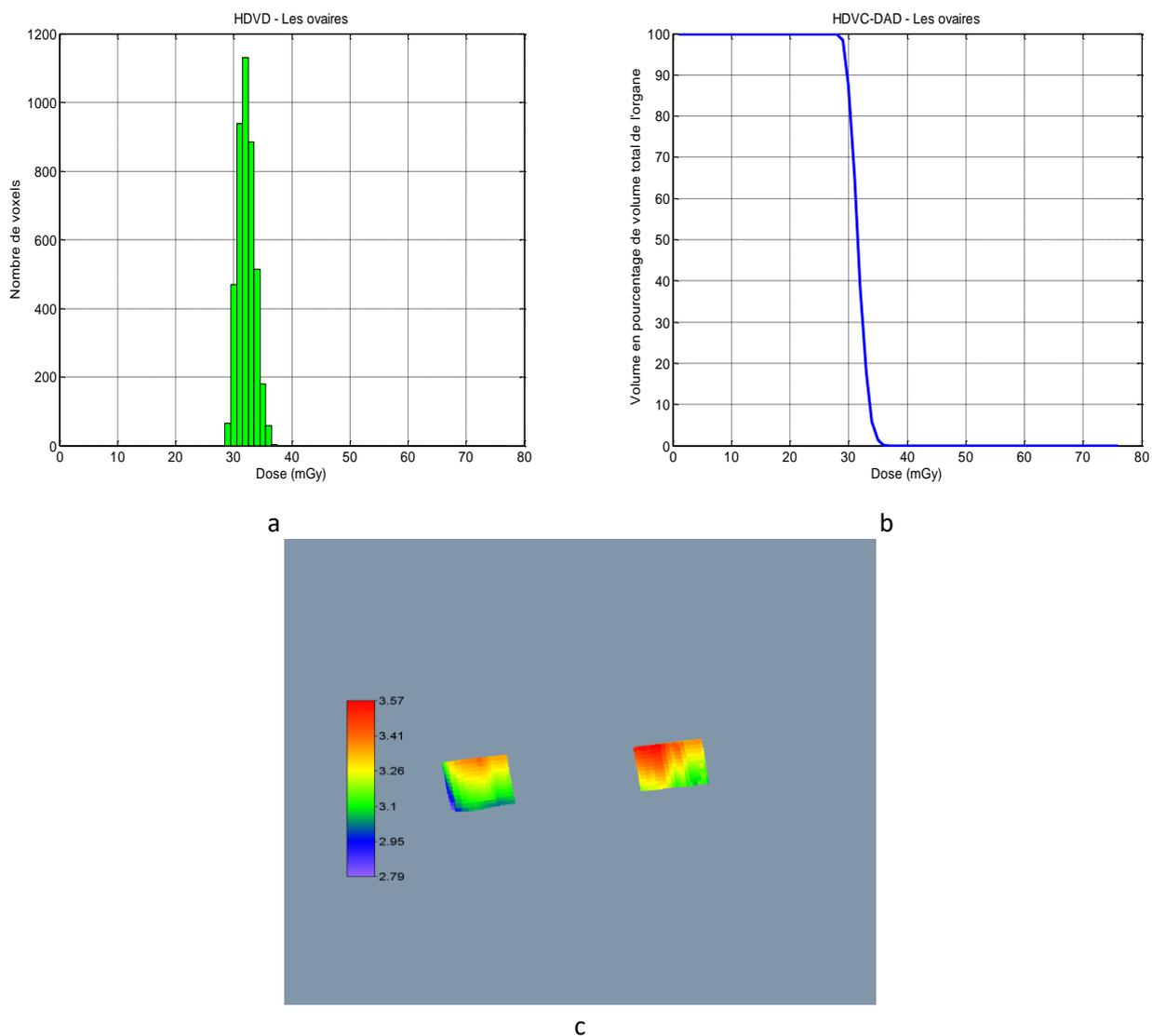


Figure 5-13: Histogrammes dose – volume des ovaires calculés par TPS+DAD, (a) HDVD, (b) HDVC, (c) distribution de dose dans la structure des ovaires en cGy.

11. Utérus

La figure 5-14.a montre l'HDVD calculé par TPS+DAD, sur fantôme pour l'utérus. Nous remarquons que l'HDVD présente un pic autour de 4 cGy et que les doses aux voxels se distribuent de 3 cGy à 6.5 cGy.

Les valeurs des doses D_{min} , D_{median} , D_{max} , DI et D_{moy} calculées par TPS+DAD sont respectivement de 0,032 Gy, 0,038 Gy, 0,057 Gy, 0,0062 Joule et 0,039 Gy, et celles calculées par TPS sont nulles (table 5-1 et table 5-2).

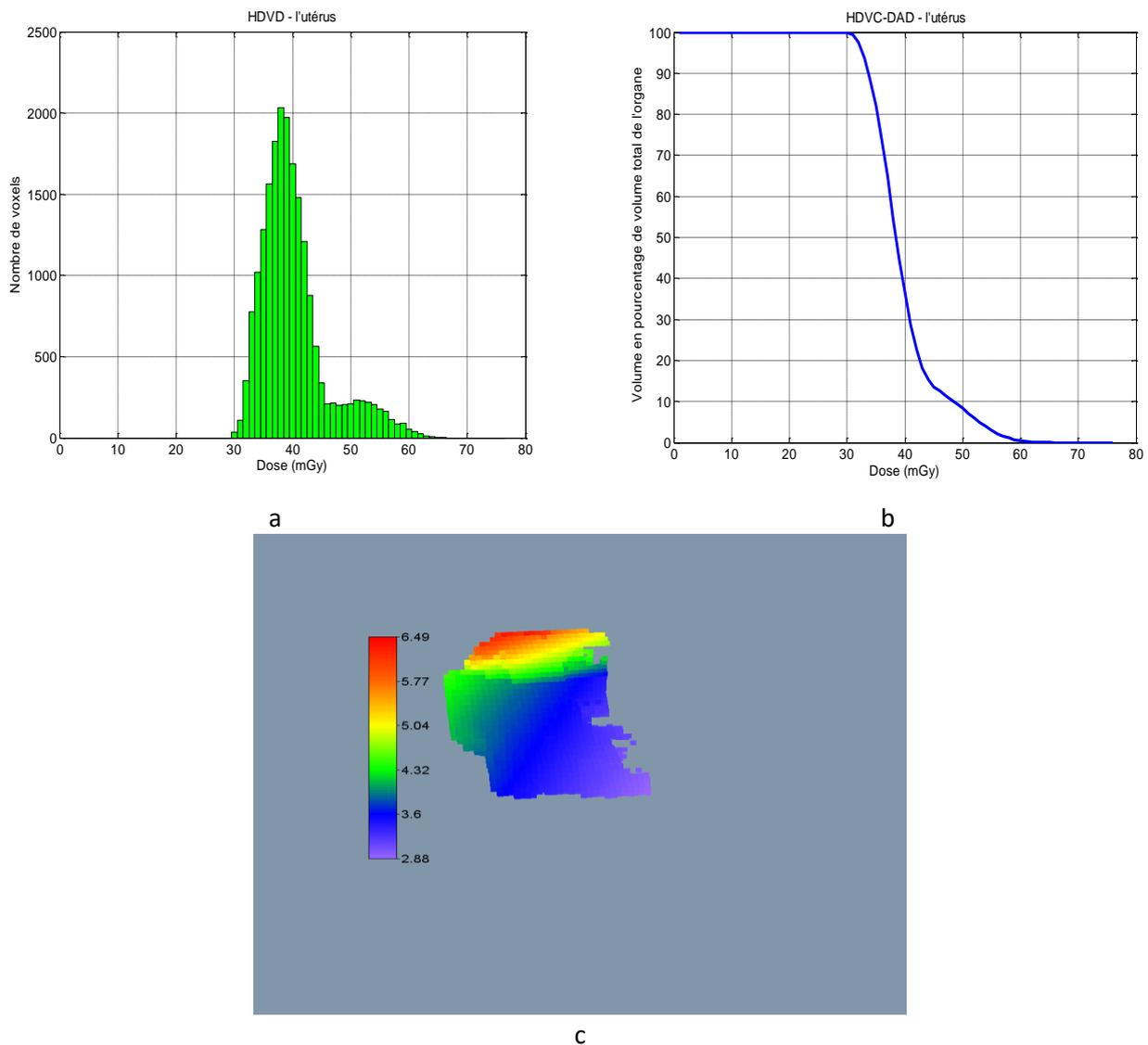


Figure 5-14 : Histogrammes dose – volume de l'utérus calculés par TPS+DAD, (a) HDVD, (b) HDVC, (c) distribution de dose dans la structure de l'utérus en cGy.

La figure 5-15.a montre l'HDVD calculé par TPS+DAD, sur fantôme, pour le cerveau. Nous remarquons que l'HDVD a un pic autour de 12 cGy et que les doses aux voxels se distribuent entre 6.5 cGy à 27 cGy.

Les valeurs des doses D_{\min} , D_{median} , D_{\max} , DI et D_{moy} calculées par TPS+DAD sont respectivement de 0,07 Gy, 0,10 Gy, 0,20 Gy, 0,124 Joule et 0,103 Gy, et celles calculées par TPS sont nulles (table 5-1 et table 5-2).

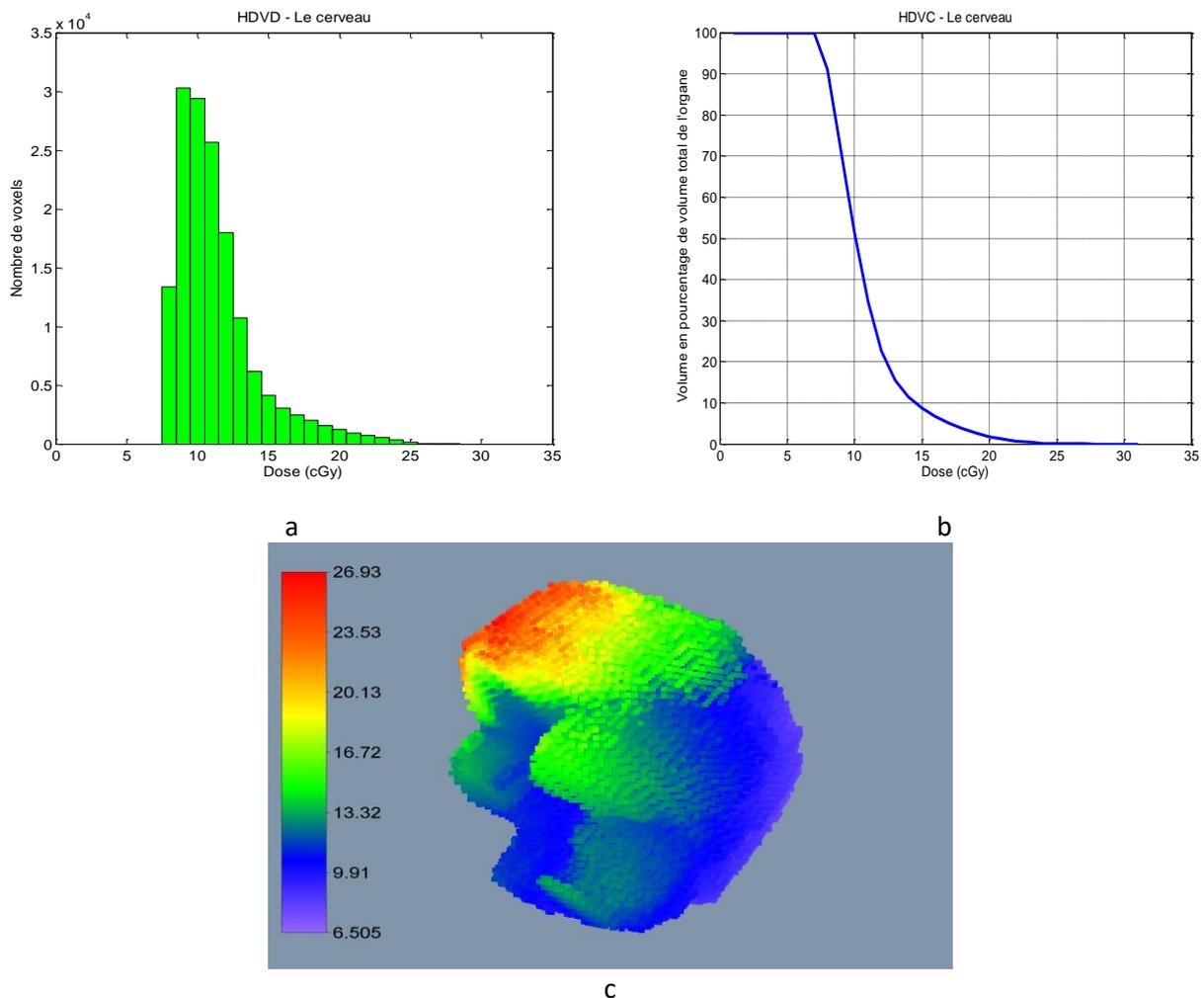


Figure 5-15 : Histogrammes dose – volume du cerveau calculés par TPS+DAD, (a) HDVD, (b) HDVC, (c) Distribution de dose dans la structure du cerveau en cGy.

Table 5-1 : Les valeurs des doses près-minimales, des doses médianes et des doses près-maximales calculées par TPS et par TPS+DAD pour différents organes.

Organe	$D_{min} = D_{98\%}(\text{Gy})$		$D_{médian} = D_{50\%}(\text{Gy})$		$D_{max} = D_{2\%}(\text{Gy})$	
	TPS	TPS+DAD	TPS	TPS+DAD	TPS	TPS+DAD
Cœur	0	0,20	0,17	0,44	20,25	20,25
Poumons	0	0,13	0,15	0,42	30	30
Œsophage	0,01	0,17	0,04	0,38	1,50	1,50
Moelle	0	0,10	0,02	0,22	0,30	0,43
Thyroïde	0,16	0,41	0,31	0,57	7,05	7,05
Yeux	0	0,23	0	0,30	0	0,44
Foie	0	0,08	0	0,13	0	0,27
Pancréas	0	0,11	0	0,135	0	0,155
Reins	0	0,07	0	0,09	0	0,12
Utérus	0	0,032	0	0,038	0	0,057
Ovaires	0	0,029	0	0,032	0	0,035
Cerveau	0	0,07	0	0,10	0	0,20

La figure 5-16 illustre la comparaison visuelle entre les isodoses calculées avec TPS+DAD (figure 5-16.a) et avec TPS seul (figures 5-16.b,c), pour une coupe sagittale passant par le CTV (Clinical Target Volume) de la CMI (Chaine Mammaire Interne). Nous constatons qu'une zone importante n'est pas incluse dans les calculs du TPS. Les isodoses présentés dans la figure 5-16.b sont reconstruites à partir du fichier DICOM RTDose extrait du TPS.

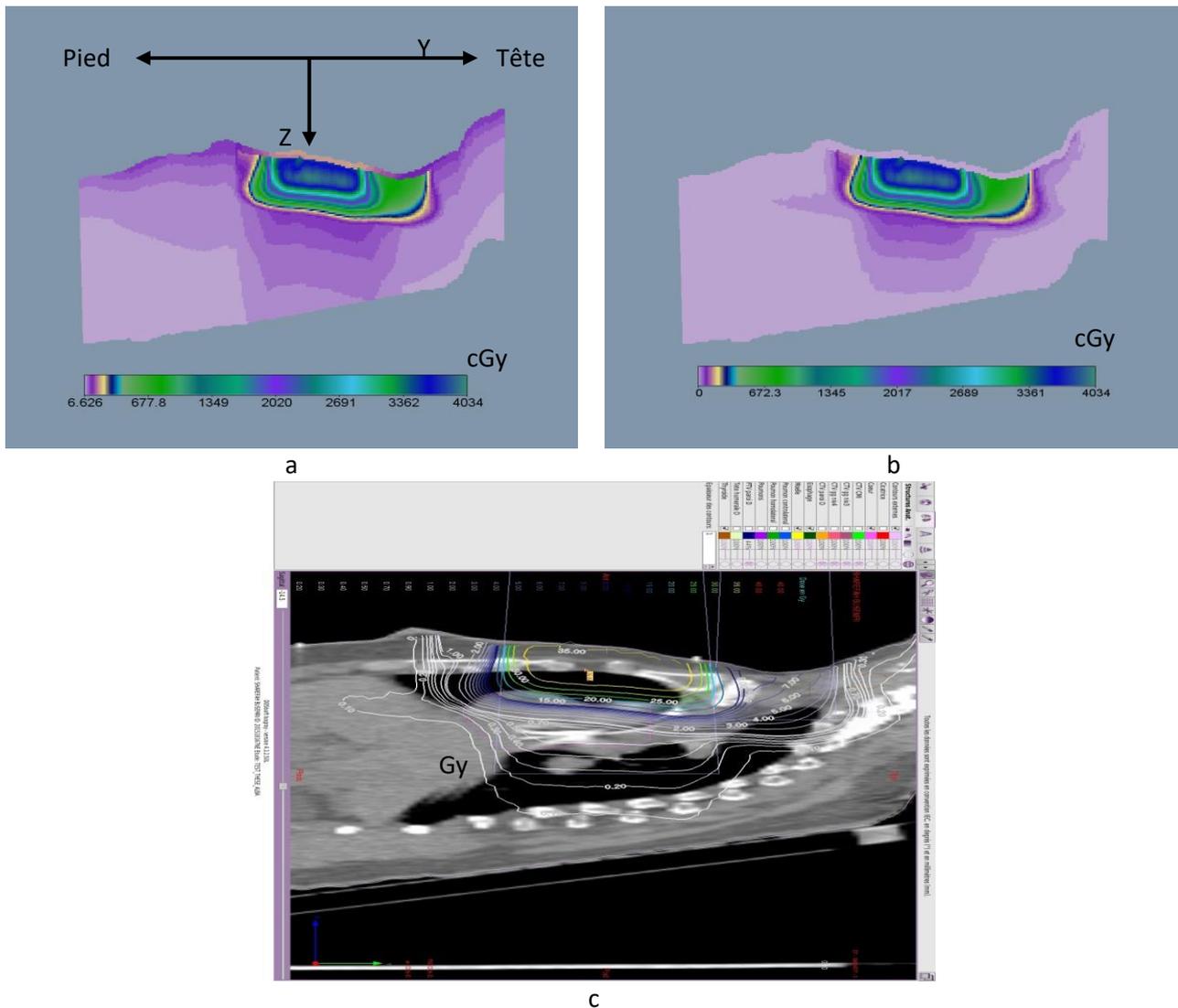
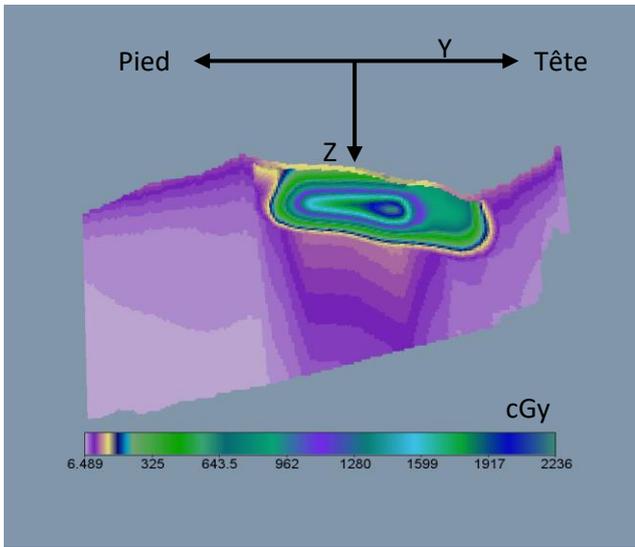
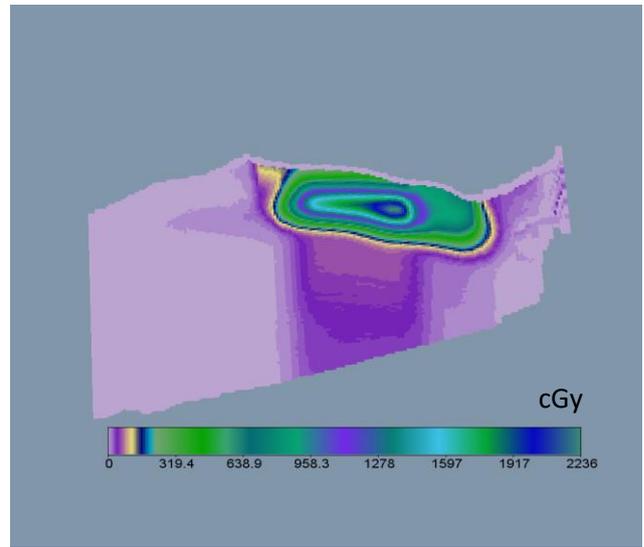


Figure 5-16 : Comparaison visuelle entre les isodoses calculées par (a) le TPS+DAD, (b) le TPS seul reconstruits à partir du fichier dicom RTDose et (c) les isodoses affichés directement par TPS.

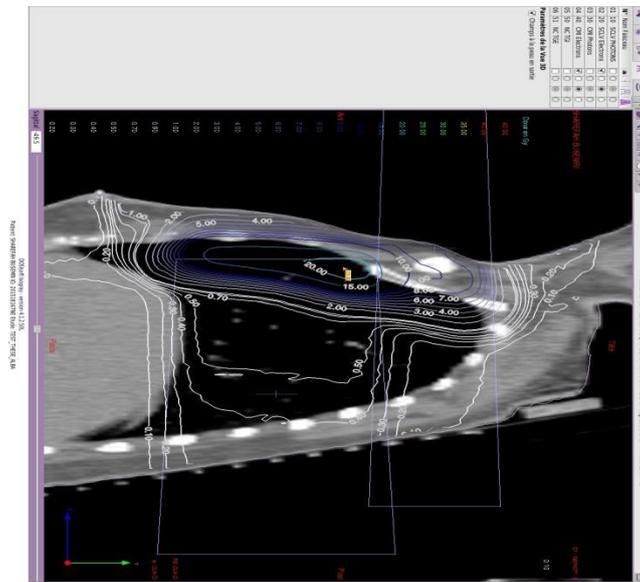
Dans la figure 5-17 nous montrons une comparaison visuelle entre les isodoses calculées avec TPS+DAD (figure 5-17.a) et avec TPS seul (figures 5-17.b,c) pour une coupe sagittale passant par le CTV de la zone sous-clavière droite. Nous remarquons aussi qu'une zone importante vue dans la coupe n'est pas prise en compte dans les calculs de TPS. Les isodoses présentés dans la figure 5-17.b sont aussi reconstruites à partir du fichier DICOM RTDose extrait du TPS.



a



b



c

Figure 5-17 : Comparaison visuelle entre les isodoses calculées par (a) le TPS+DAD, (b) le TPS seul reconstruits à partir du fichier dicom RTDose et (c) les isodoses affichés directement par TPS pour une coupe sagittal passant par le CTV de la SCLV.

La figure 5-18 montre une comparaison visuelle entre les isodoses calculées avec TPS+DAD (figure 5-18.a) et avec TPS seulement (figures 5-18.b,c) pour une coupe axiale passant par le CTV de la CMI. Nous observons aussi qu'une zone importante vue dans la coupe n'est pas prise en compte dans les calculs du TPS. Les isodoses présentées dans la figure 5-18.b proviennent du fichier DICOM RTDose du TPS.

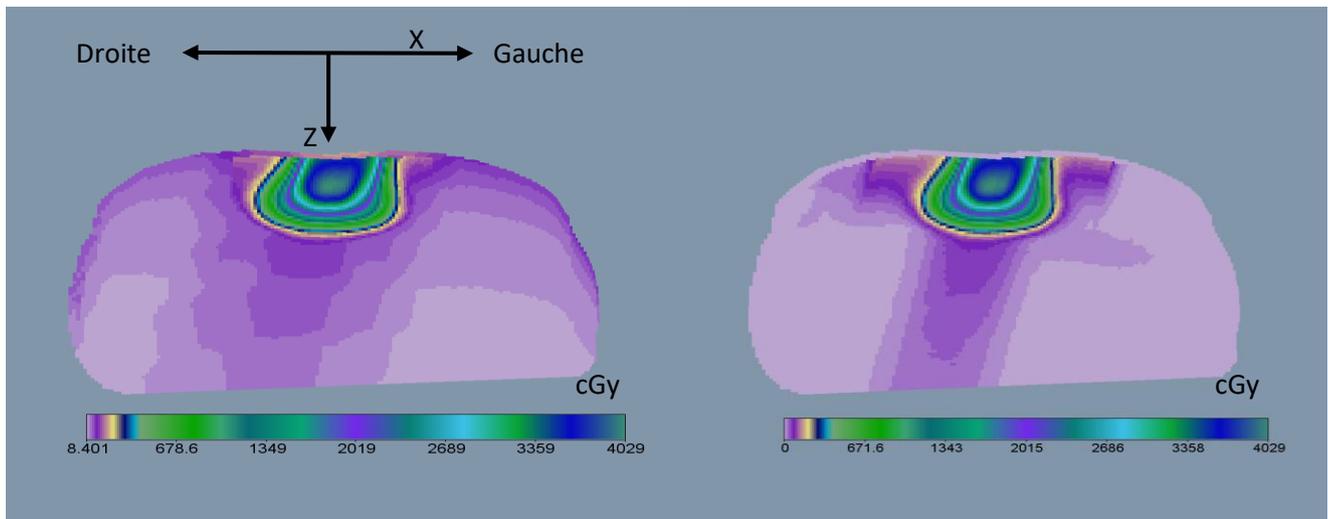


Figure 5-18 : Comparaison visuelle entre les isodoses calculées par (a) le TPS+DAD, (b) le TPS seul reconstruits à partir du fichier dicom RTDose et (c) les isodoses affichées directement par TPS pour un plan axial passant par le CTV de la CMI.

La figure 5-19 montre une comparaison visuelle entre les isodoses calculées avec TPS+DAD (figure 5-19.a) et avec TPS seul (figures 5-19.b,c) pour une coupe axiale passant par le CTV de la CMI. Nous observons aussi qu'une zone importante vue dans la coupe n'est pas prise en compte dans les calculs de par TPS. Les isodoses présentées dans la figure 5-19.b proviennent du fichier DICOM RTDose extrait du TPS.

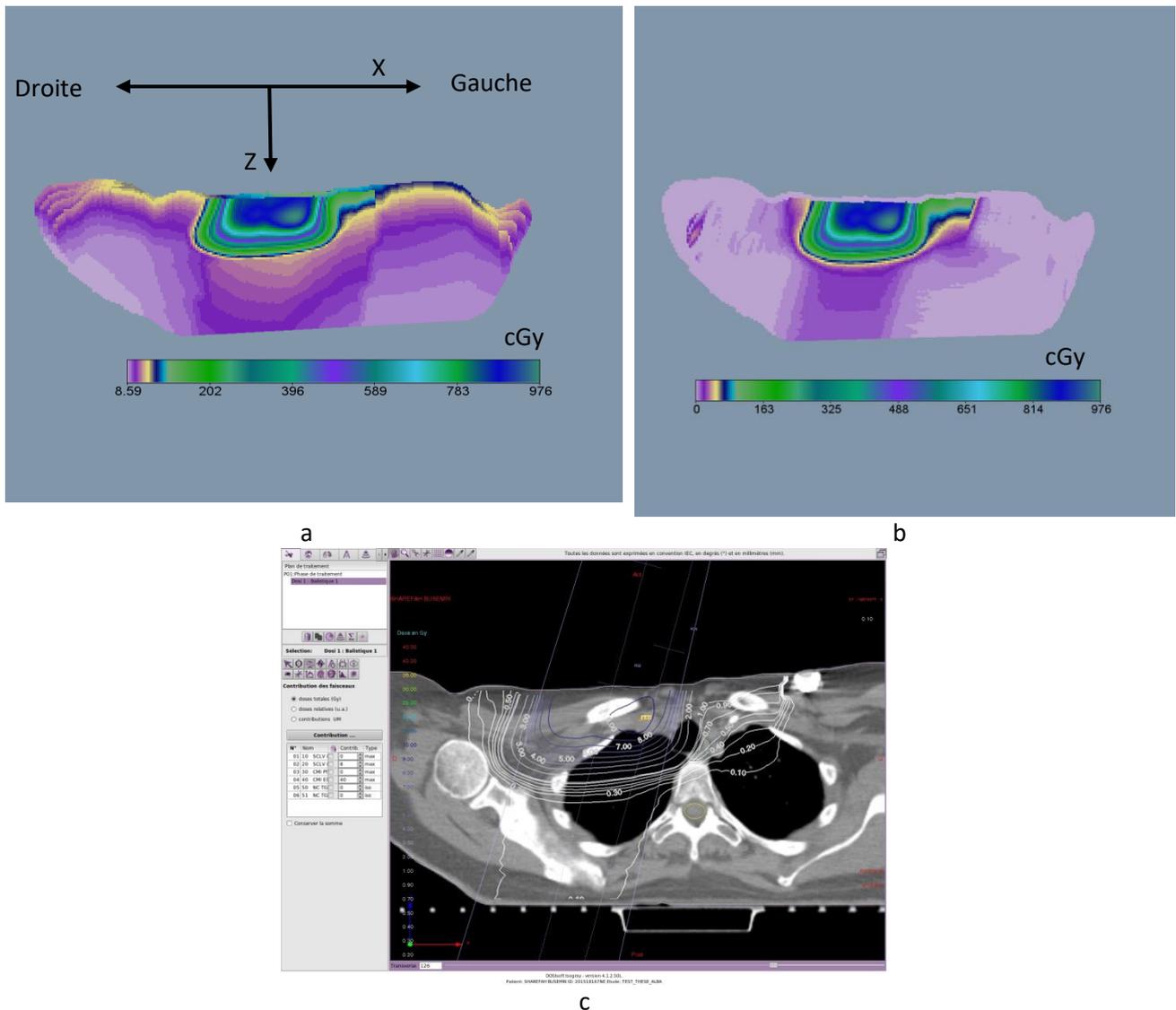


Figure 5-19 : Comparaison visuelle entre les isodoses calculées par (a) le TPS+DAD, (b) le TPS seul reconstruits à partir du fichier dicom RTDose et (c) les isodoses affichés directement par TPS, pour un plan axial passant par le CTV de la SCLV.

Table 5-2 : Comparaison des doses intégrales et des doses moyennes calculées par TPS et par TPS+DAD pour différents organes.

Organe	Dose intégrale (Joule)		Dose moyenne (Gy)	
	TPS	TPS+DAD	TPS	TPS+DAD
Cœur	$100,12 \times 10^{-2}$	$108,01 \times 10^{-2}$	1,817	1,960
Poumons	$401,44 \times 10^{-2}$	$433,60 \times 10^{-2}$	1,895	2,048
Œsophage	$0,56 \times 10^{-2}$	$1,27 \times 10^{-2}$	0,190	0,436
Moelle	$0,16 \times 10^{-2}$	$0,96 \times 10^{-2}$	0,035	0,212
Thyroïde	$1,63 \times 10^{-2}$	$1,79 \times 10^{-2}$	1,639	1,803
Yeux	0	$0,58 \times 10^{-2}$	0	0,301
Foie	0	$24,17 \times 10^{-2}$	0	0,137
Pancréas	0	$1,22 \times 10^{-2}$	0	0,127
Reins	0	$2,92 \times 10^{-2}$	0	0,088
Utérus	0	$0,62 \times 10^{-2}$	0	0,039
Ovaires	0	$0,11 \times 10^{-2}$	0	0,031
Cerveau	0	$12,41 \times 10^{-2}$	0	0,103

5.4 Discussion et conclusion

Dans ce chapitre, nous avons réalisé et présenté la méthodologie de la validation de notre logiciel de calcul de dose à distance (DAD) dans les faisceaux d'électrons. Nous avons appliqué ce logiciel sur un cas clinique réel, une femme traitée par radiothérapie pour un cancer du sein. Nous nous sommes focalisés sur la dose due aux faisceaux d'électrons.

Nous avons utilisé les données anatomiques originales de la patients pour le calcul des doses aux volumes-cibles et aux organes à risques dont les contours sont réalisés et disponibles dans le fichier DICOM RT Structure. Pour les organes à distance, nous avons reconstitué le traitement sur un fantôme représentatif de l'anatomie de la patiente.

En fin, Nous avons calculé les HDVDs, les HDVCs, les dose intégrales (DI) et les distributions de dose dans différents organes à risque situés partiellement dans le champ d'irradiation, et ceux situés en dehors du champ d'irradiation. Nous avons effectué une comparaison quantitative et qualitative entre les calculs réalisés avec TPS seulement et ceux réalisés avec TPS+DAD. Les calculs avec notre logiciel montrent qu'il y a une différence importante par rapport aux calculs du TPS dans les zone de faibles doses <1Gy, parce que le TPS n'évalue pas les doses en dehors du champ pour des électrons primaires.

Dans ce cas clinique, nous avons utilisé des inserts de cerrobend dont leur influence n'a pas été examiné dans notre travail expérimental. Pourtant, la présence de ces inserts peut influencer la distribution de dose à l'intérieur et à l'extérieur du champ d'irradiation. Une étude antérieure (Rusk et al. 2016) a montré que la dose à distance (pour les distances proches au bord du champ) augmente lorsque l'ouverture de l'insert diminue pour une taille de l'applicateur donnée. Mais cette augmentation provient principalement de la composante des rayonnements de freinage, alors que cet effet sur la composante des électrons diffusés reste très limité voire négligé, car :

1- le déplacement latérale des électrons diffusés à l'intérieur de l'insert ne dépasse pas de 0.5 cm pour les matériaux constituant le cerrobend (Lax and Brahme 1980), ce qui rend la majorité des électrons diffusés hors champ sont produits dans le premier 0.5 cm du bord intérieur de l'insert (des voxels périphériques). Donc il n'y aura peut-être pas de diffusion supplémentaire lorsque l'ouverture de l'insert diminue. Cependant, on peut imaginer que le nombre des électrons diffusés peut augmenter lorsque l'ouverture de l'insert augmente en raison de l'augmentation du nombre de voxels périphériques irradiés, mais cette augmentation peut être négligée car les résultats expérimentaux ont montré le contraire (une décroissance de dose périphérique avec l'augmentation de l'ouverture de l'insert).

2- les résultats expérimentaux, rapportés par (Rusk et al. 2016) comparant l'insert de cerrobend avec l'insert de cuivre ont montré que l'augmentation de la dose périphérique avec la diminution de l'ouverture de l'insert était plus significative pour l'insert de cerrobend que celle pour l'insert de cuivre, alors que l'insert de cuivre engendre plus des électrons diffusés et moins des photons de freinage par rapport à l'insert de cerrobend. Cela peut nous confirmer que la variation de la dose à distance avec la variation de l'ouverture de l'insert par rapport à l'ouverture de l'applicateur provient principalement de la variation de la composante des photons de freinage, cette composante est complètement prise en considération par notre modélisation des photons de freinage. En tout cas, des confirmations expérimentales de nos hypothèses sur l'effet de l'ouverture de l'insert de cerrobend à la dose à distance nous semblent toujours nécessaires dans les travaux perspectifs de cette thèse.

6 Chapitre 6 - Conclusion générale et perspectives

L'objectif de cette thèse était d'évaluer expérimentalement la dose à distance des faisceaux d'électrons et de développer des modèles analytiques permettant de calculer les doses à distance des faisceaux d'électrons, en particulier dans le cadre d'études de la dose comme un facteur de risque d'effets iatrogènes à long terme de la radiothérapie externe.

Dans le deuxième chapitre nous avons réalisé une étude expérimentale de la dose à distance des faisceaux d'électrons de haute énergie produits par différents accélérateurs linéaires, équipés de différents types d'applicateurs. Dans cette étude expérimentale, nous avons analysé la dose à distance pour des faisceaux d'électrons de haute énergie utilisés en radiothérapie externe, pour trois différents types d'applicateurs. Cela a montré que la dose dépend de l'énergie du faisceau, la taille et le type de l'applicateur, la distance à l'axe du faisceau et la profondeur dans l'eau. En général, la dose à distance d'un faisceau d'électrons augmente avec l'énergie et la taille de l'applicateur et diminue avec la distance à l'axe et la profondeur dans l'eau. Pour les accélérateurs Siemens, une dose maximale à 12-15cm du bord du champ d'irradiation a été observée. Contrairement au Siemens Oncor, pour le Siemens Primus cette dose maximale devient plus marquée lorsque l'énergie du faisceau et la taille de l'applicateur diminuent.

Dans le troisième chapitre, notre objectif était de développer et de valider un modèle de calcul des doses dues aux rayonnements de freinage dans les faisceaux d'électrons utilisés en radiothérapie externe. Nous avons modélisé séparément les trois composantes principales provenant des diaphragmes, des mâchoires et des diffuseurs, respectivement. Nous avons montré qu'à l'intérieur du champ d'irradiation, la contribution des diffuseurs est dominante qui représente 60 % à 85% de la dose totale des rayonnements de freinage. Cependant, en dehors du champ d'irradiation, la contribution du système de collimation est dominante, alors que la contribution des diffuseurs est presque négligée. La contribution de l'applicateur à la dose due aux rayonnements de freinage hors champ d'irradiation est environ de 55%. Notre étude a montré qu'un modèle multi-source est adaptée pour calculer la distribution de la fluence énergétique des rayonnements de freinage lorsque la contribution du système de collimation est dominante (en dehors du champ d'irradiation). Notre modèle était capable de décrire les doses dues aux rayonnements de freinage issues de la tête de l'accélérateur dans et en dehors du champ d'irradiation avec une différence moyenne entre les calculs et les mesures inférieure à 15%.

Le quatrième chapitre dans cette thèse est consacré au développement d'un modèle analytique pour la dose due aux électrons diffusés en dehors du champ d'irradiation. La composante des électrons diffusés de la dose à distance a été séparée et calculée pour différentes énergies et différentes tailles de

l'applicateur. Cette composante représente 70% à 80% de la dose à distance totale pour l'accélérateur Varian, alors que pour l'accélérateur de Siemens Oncor, elle représente environ 90% de la dose à distance totale à la profondeur de 1 cm dans l'eau. La dose à distance totale, pour une profondeur donnée, a été calculée par la somme de la dose due aux électrons diffusés et de la dose due aux rayonnements de freinage. La variation de la dose en fonction de la profondeur a été prise aussi en compte par le modèle. Le modèle analytique de calcul de la composante des électrons diffusés présenté dans ce chapitre n'est pas prévu pour prédire les valeurs de cette composante à l'intérieure du champ d'irradiation, notre objectif étant d'être complémentaire du système de planification de traitement qui effectue un calcul précis des doses dans le champ jusqu'à la profondeur R_p sur l'axe.

Dans le cinquième chapitre, nous avons réalisé et présenté la validation clinique de notre logiciel. Nous avons appliqué ce logiciel à un cas clinique réel pour une femme ayant cancer du sein dont la radiothérapie comprenait des faisceaux d'électrons pour la CMI et le sous-claviculaire.

Nous avons complété l'imagerie de la patiente par un fantôme anthropomorphique numérique de la bibliothèque de l'équipe Cancer et Radiations de l'U1018 INSERM afin d'évaluer aussi, les doses aux organes distants. Nous avons recalé les calculs effectués par le TPS dans le volume-cible et son voisinage immédiat, aux calculs à distance produits par notre système.

En fin, nous avons calculé les HDVDs, les HDVCs, les dose intégrales et les distributions de doses dans différents organes à risque situés partiellement dans le champ d'irradiation, et ceux situés en dehors du champ d'irradiation. Nous avons donné une comparaison quantitative et qualitative entre les calculs réalisés avec le TPS seul et ceux réalisés avec notre système. Les calculs avec notre logiciel montrent qu'il y a une différence importante par rapport aux calculs du TPS dans les zone de faibles doses $<1\text{Gy}$.

Perspectives de ce travail :

- 1- Amélioration de la précision du calcul au bord du champ d'irradiation afin de diminuer l'incertitude maximale de 40% à 20%.
- 2- Compléter le code de calcul des électrons diffusés basé sur le modèle de multi-diffusion.
- 3- Amélioration du code de calcul de logiciel DAD pour qu'il soit plus flexible et plus adapté à l'utilisation pratique.
- 4- Extension du logiciel DAD pour inclure des nouvelles machines (Elekta).
- 5- Extension du logiciel DAD pour inclure les composantes de la dose à distance due aux faisceaux de photons.
- 6- Prise en compte l'hétérogénéité du corps humain
- 7- Validation du logiciel DAD pour plusieurs cas cliniques.

7 Bibliographie

- Alabdoaburas, Mohamad M., Jean-Pierre Mege, Jean Chavaudra, Jérémie Vū Bezin, Attila Veres, Florent de Vathaire, Dimitri Lefkopoulos, and Ibrahima Diallo. 2015. "Experimental Assessment of out-of-Field Dose Components in High Energy Electron Beams Used in External Beam Radiotherapy." *Journal of Applied Clinical Medical Physics* 16 (6). <http://www.jacmp.org/index.php/jacmp/article/view/5616>.
- Almond, P. R., and K. McCray. 1970. "The Energy Response of LiF, CaF₂, and Li₂B₄O₇: Mn to High Energy Radiations." *Physics in Medicine and Biology* 15 (2): 335. doi:10.1088/0031-9155/15/2/006.
- Altschuler, M. D., P. Bloch, E. L. Buhle, and S. Ayyalasomayajula. 1992. "3D Dose Calculations for Electron and Photon Beams." *Physics in Medicine and Biology* 37 (2): 391. doi:10.1088/0031-9155/37/2/007.
- Al-Yahya, Khalid, Matthew Schwartz, George Shenouda, Frank Verhaegen, Carolyn Freeman, and Jan Seuntjens. 2005. "Energy Modulated Electron Therapy Using a Few Leaf Electron Collimator in Combination with IMRT and 3D-CRT: Monte Carlo-Based Planning and Dosimetric Evaluation." *Medical Physics* 32 (9): 2976–86.
- Al-Yahya, Khalid, Frank Verhaegen, and Jan Seuntjens. 2007. "Design and Dosimetry of a Few Leaf Electron Collimator for Energy Modulated Electron Therapy." *Medical Physics* 34 (12): 4782–91.
- Andrés, C., A. del Castillo, R. Tortosa, D. Alonso, and R. Barquero. 2010. "A Comprehensive Study of the Gafchromic EBT2 Radiochromic Film. A Comparison with EBT." *Medical Physics* 37 (12): 6271–78. doi:10.1118/1.3512792.
- Antolak, J. A., E. Mah, and J. W. Scrimger. 1995. "Optimization of Pencil Beam Widths for Electron-Beam Dose Calculations." *Medical Physics* 22 (4): 411–19. doi:10.1118/1.597606.
- Aoyama, Hidefumi, David Clark Westerly, Thomas Rockwell Mackie, Gustavo H. Olivera, Søren M. Bentzen, Rakesh R. Patel, Hazim Jaradat, Wolfgang A. Tome, Mark A. Ritter, and Minesh P. Mehta. 2006. "Integral Radiation Dose to Normal Structures with Conformal External Beam Radiation." *International Journal of Radiation Oncology*Biophysics* 64 (3): 962–67. doi:10.1016/j.ijrobp.2005.11.005.
- Arjomandy, Bijan, Ramesh Tailor, Li Zhao, and Slobodan Devic. 2012. "EBT2 Film as a Depth-Dose Measurement Tool for Radiotherapy Beams over a Wide Range of Energies and Modalities." *Medical Physics* 39 (2): 912–21. doi:10.1118/1.3678989.
- Battum, L. J. van, W. van der Zee, and H. Huizenga. 2003. "Scattered Radiation from Applicators in Clinical Electron Beams." *Physics in Medicine and Biology* 48 (15): 2493. doi:10.1088/0031-9155/48/15/316.
- Benadjaoud, Mohamed Amine, Jérémie Bezin, Attila Veres, Dimitri Lefkopoulos, Jean Chavaudra, André Bridier, Florent de Vathaire, and Ibrahima Diallo. 2012. "A Multi-Plane Source Model for out-of-Field Head Scatter Dose Calculations in External Beam Photon Therapy." *Physics in Medicine and Biology* 57 (22): 7725. doi:10.1088/0031-9155/57/22/7725.
- Bezin, Jérémie Vū, Attila Veres, Dimitri Lefkopoulos, Jean Chavaudra, Eric Deutsch, Florent de Vathaire, and Ibrahima Diallo. 2015. "Field Size Dependent Mapping of Medical Linear Accelerator Radiation Leakage." *Physics in Medicine and Biology* 60 (5): 2103. doi:10.1088/0031-9155/60/5/2103.
- Biltekin, Fatih, Mete Yeginer, and Gokhan Ozyigit. 2015. "Investigating in-Field and out-of-Field Neutron Contamination in High-Energy Medical Linear Accelerators Based on the Treatment Factors of Field Size, Depth, Beam Modifiers, and Beam Type." *Physica Medica* 31 (5): 517–23. doi:10.1016/j.ejmp.2015.03.015.
- Blomquist, Michael, Magnus G. Karlsson, Björn Zackrisson, and Mikael Karlsson. 2002. "Multileaf Collimation of Electrons--Clinical Effects on Electron Energy Modulation and Mixed Beam Therapy Depending on Treatment Head Design." *Physics in Medicine and Biology* 47 (7): 1013–24.
- Boyd, R. A., K. R. Hogstrom, and I. I. Rosen. 1998. "Effect of Using an Initial Polyenergetic Spectrum with the Pencil-Beam Redefinition Algorithm for Electron-Dose Calculations in Water." *Medical Physics* 25 (11): 2176–85. doi:10.1118/1.598414.

- Boyd, Robert A., Kenneth R. Hogstrom, and George Starkschall. 2001. "Electron Pencil-Beam Redefinition Algorithm Dose Calculations in the Presence of Heterogeneities." *Medical Physics* 28 (10): 2096–2104. doi:10.1118/1.1406521.
- Boyd, Robert A., Kenneth R. Hogstrom, R. Allen White, and John A. Antolak. 2002a. "The Use of an Extra-Focal Electron Source to Model Collimator-Scattered Electrons Using the Pencil-Beam Redefinition Algorithm." *Medical Physics* 29 (11): 2571–83.
- . 2002b. "The Use of an Extra-Focal Electron Source to Model Collimator-Scattered Electrons Using the Pencil-Beam Redefinition Algorithm." *Medical Physics* 29 (11): 2571–83. doi:10.1118/1.1517293.
- Brahme, A., I. Lax, and P. Andreo. 1981. "Electron Beam Dose Planning Using Discrete Gaussian Beams. Mathematical Background." *Acta Radiologica. Oncology* 20 (2): 147–58.
- Brahme, A., and H. Svensson. 1976. "Specification of Electron Beam Quality from the Central-Axis Depth Absorbed-Dose Distribution." *Medical Physics* 3 (2): 95–102.
- 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): N135. doi:10.1088/0031-9155/50/13/N02.
- Butson, M. J., T. Cheung, P. K. N. Yu, and H. Alnawaf. 2016. "Dose and Absorption Spectra Response of EBT2 Gafchromic Film to High Energy X-Rays." *Australasian Physical & Engineering Sciences in Medicine* 32 (4): 196–202. Accessed August 28. doi:10.1007/BF03179239.
- Butson, Martin J., Peter K. N. Yu, and Peter E. Metcalfe. 1998. "Effects of Read-out Light Sources and Ambient Light on Radiochromic Film." *Physics in Medicine and Biology* 43 (8): 2407. doi:10.1088/0031-9155/43/8/031.
- Caivano, Rocchina, Alba Fiorentino, Piernicola Pedicini, Giorgia Califano, and Vincenzo Fusco. 2015. "A Radiotherapy Technique for Palliative Total Scalp Irradiation." *Annals of Palliative Medicine* 4 (1): 35–38. doi:10.3978/j.issn.2224-5820.2015.01.02.
- Cardenas, Carlos E., Paige L. Nitsch, Rajat J. Kudchadker, Rebecca M. Howell, and Stephen F. Kry. 2016. "Out-of-Field Doses and Neutron Dose Equivalents for Electron Beams from Modern Varian and Elekta Linear Accelerators." *Journal of Applied Clinical Medical Physics* 17 (4). <http://www.jacmp.org/index.php/jacmp/article/view/6216>.
- Casanova Borca, Valeria, Massimo Pasquino, Giuliana Russo, Pierangelo Grosso, Domenico Cante, Piera Sciacero, Giuseppe Girelli, Maria Rosa La Porta, and Santi Tofani. 2013. "Dosimetric Characterization and Use of GAFCHROMIC EBT3 Film for IMRT Dose Verification." *Journal of Applied Clinical Medical Physics / American College of Medical Physics* 14 (2): 4111.
- Cheng, C. W., and I. J. Das. 1996. "Dosimetry of High Energy Photon and Electron Beams with CEA Films." *Medical Physics* 23 (7): 1225–32. doi:10.1118/1.597865.
- Chow, James C. L., and Grigor N. Grigorov. 2006. "Peripheral Dose Outside Applicators in Electron Beams." *Physics in Medicine and Biology* 51 (12): N231. doi:10.1088/0031-9155/51/12/N01.
- Darby, Sarah C., Marianne Ewertz, Paul McGale, Anna M. Bennet, Ulla Blom-Goldman, Dorthe Brønnum, Candace Correa, et al. 2013. "Risk of Ischemic Heart Disease in Women after Radiotherapy for Breast Cancer." *New England Journal of Medicine* 368 (11): 987–98. doi:10.1056/NEJMoa1209825.
- D'Arienzo, Marco, Stefano G. Masciullo, Vitaliana de Sanctis, Mattia F. Osti, Laura Chiacchiararelli, and Riccardo M. Enrici. 2012. "Integral Dose and Radiation-Induced Secondary Malignancies: Comparison between Stereotactic Body Radiation Therapy and Three-Dimensional Conformal Radiotherapy." *International Journal of Environmental Research and Public Health* 9 (11): 4223–40. doi:10.3390/ijerph9114223.
- Desroches, Joannie, Hugo Bouchard, and Frédéric Lacroix. 2010. "Potential Errors in Optical Density Measurements due to Scanning Side in EBT and EBT2 Gafchromic Film Dosimetry." *Medical Physics* 37 (4): 1565–70. doi:10.1118/1.3355895.
- Devic, Slobodan, Jan Seuntjens, Gyorgy Hegyi, Ervin B. Podgorsak, Christopher G. Soares, Assen S. Kirov, Imad Ali, Jeffrey F. Williamson, and Angel Elizondo. 2004. "Dosimetric Properties of Improved GafChromic Films for Seven Different Digitizers." *Medical Physics* 31 (9): 2392–2401. doi:10.1118/1.1776691.

- Diallo, I., A. Lamon, A. Shamsaldin, E. Grimaud, F. De Vathaire, and J. Chavaudra. 1996. "Estimation of the Radiation Dose Delivered to Any Point Outside the Target Volume per Patient Treated with External Beam Radiotherapy." *Radiotherapy and Oncology* 38 (3): 269–271. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0167814096017136>.
- Dutreix, J., and A. Dutreix. 1969. "Film Dosimetry of High-Energy Electrons." *Annals of the New York Academy of Sciences* 161 (1): 33–43.
- Ebert, M. A., and P. W. Hoban. 1995. "A Monte Carlo Investigation of Electron-Beam Applicator Scatter." *Medical Physics* 22 (9): 1431–35.
- . 1996. "The Energy and Angular Characteristics of the Applicator Scattered Component of an Electron Beam." *Australasian Physical & Engineering Sciences in Medicine / Supported by the Australasian College of Physical Scientists in Medicine and the Australasian Association of Physical Sciences in Medicine* 19 (3): 151–59.
- Eldib, Ahmed Abdel Rahman, Mohamed I. ElGohary, Jiajin Fan, Lihui Jin, Jinsheng Li, Charlie Ma, and Nader A. Elsherbini. 2010. "Dosimetric Characteristics of an Electron Multileaf Collimator for Modulated Electron Radiation Therapy." *Journal of Applied Clinical Medical Physics / American College of Medical Physics* 11 (2): 2913.
- Eldib, Ahmed, Lihui Jin, Jinsheng Li, and C.-M. Charlie Ma. 2014. "Investigation of the Clinical Potential of Scattering Foil Free Electron Beams." *Physics in Medicine and Biology* 59 (4): 819. doi:10.1088/0031-9155/59/4/819.
- Eyges, Leonard. 1948. "Multiple Scattering with Energy Loss." *Physical Review* 74 (10): 1534–35. doi:10.1103/PhysRev.74.1534.
- Ferdinande, H., G. Knuyt, R. van de Vijver, and R. Jacobs. 1971. "Numerical Calculation of Absolute Forward Thick-Target Bremsstrahlung Spectra." *Nuclear Instruments and Methods* 91 (1): 135–40. doi:10.1016/0029-554X(71)90649-5.
- Ferlay, Jacques, Hai-Rim Shin, Freddie Bray, David Forman, Colin Mathers, and Donald Maxwell Parkin. 2010. "Estimates of Worldwide Burden of Cancer in 2008: GLOBOCAN 2008." *International Journal of Cancer* 127 (12): 2893–2917. doi:10.1002/ijc.25516.
- Findlay, D. J. S. 1989. "Analytic Representation of Bremsstrahlung Spectra from Thick Radiators as a Function of Photon Energy and Angle." *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 276 (3): 598–601. doi:10.1016/0168-9002(89)90591-3.
- Francois, P., C. Beurtheret, and A. Dutreix. 1988. "Calculation of the Dose Delivered to Organs Outside the Radiation Beams." *Medical Physics* 15 (6): 879–83. doi:10.1118/1.596170.
- Francois, P., C. Beurtheret, A. Dutreix, and F. De Vathaire. 1988. "A Mathematical Child Phantom for the Calculation of Dose to the Organs at Risk." *Medical Physics* 15 (3): 328–33. doi:10.1118/1.596226.
- Gaspar, L E, D J Dawson, S A Tilley-Gulliford, and P Banerjee. 1991. "Medulloblastoma: Long-Term Follow-up of Patients Treated with Electron Irradiation of the Spinal Field." *Radiology* 180 (3): 867–70. doi:10.1148/radiology.180.3.1871308.
- Gerbi, Bruce J., John A. Antolak, F. Christopher Deibel, David S. Followill, Michael G. Herman, Patrick D. Higgins, M. Saiful Huq, et al. 2009. "Recommendations for Clinical Electron Beam Dosimetry: Supplement to the Recommendations of Task Group 25." *Medical Physics* 36 (7): 3239–79.
- Giordano, Sharon H., Yong-Fang Kuo, Jean L. Freeman, Thomas A. Buchholz, Gabriel N. Hortobagyi, and James S. Goodwin. 2005. "Risk of Cardiac Death After Adjuvant Radiotherapy for Breast Cancer." *Journal of the National Cancer Institute* 97 (6): 419–24. doi:10.1093/jnci/dji067.
- Grimaud, E., A. Shamsaldin, A. Lamon, C. Hardiman, F. de Vathaire, and J. Chavaudra. 1994. "Programme Original de Calcul de Dose Appliqué À L'étude de Seconds Cancers." *Bull Cancer Radiother* 81: 482.
- Hendee, William R., Geoffrey S. Ibbott, and Eric G. Hendee. 2013. *Radiation Therapy Physics*. John Wiley & Sons.
- Hogstrom, K. R., R. G. Kurup, A. S. Shiu, and G. Starkschall. 1989. "A Two-Dimensional Pencil-Beam Algorithm for Calculation of Arc Electron Dose Distributions." *Physics in Medicine and Biology* 34 (3): 315–41.
- Hogstrom, K. R., M. D. Mills, and P. R. Almond. 1981. "Electron Beam Dose Calculations." *Physics in Medicine and Biology* 26 (3): 445–59.

- Hogstrom, Kenneth R., and Peter R. Almond. 2006. "Review of Electron Beam Therapy Physics." *Physics in Medicine and Biology* 51 (13): R455-489. doi:10.1088/0031-9155/51/13/R25.
- Hogstrom, Kenneth R., Robert A. Boyd, John A. Antolak, Michelle M. Svatos, Bruce A. Faddegon, and Julian G. Rosenman. 2004. "Dosimetry of a Prototype Retractable eMLC for Fixed-Beam Electron Therapy." *Medical Physics* 31 (3): 443–62.
- Holt, J. G., G. R. Edelstein, and T. E. Clark. 1975. "Energy Dependence of the Response of Lithium Fluoride TLD Rods in High Energy Electron Fields." *Physics in Medicine and Biology* 20 (4): 559. doi:10.1088/0031-9155/20/4/003.
- Hood, Claire, Tomas Kron, Chris Hamilton, Scott Callan, Steve Howlett, Frank Alvaro, and Michael Back. 2005. "Correlation of 3D-Planned and Measured Dosimetry of Photon and Electron Craniospinal Radiation in a Pediatric Anthropomorphic Phantom." *Radiotherapy and Oncology: Journal of the European Society for Therapeutic Radiology and Oncology* 77 (1): 111–16. doi:10.1016/j.radonc.2005.06.035.
- Huizenga, H., and P. R. M. Storchi. 1989. "Numerical Calculation of Energy Deposition by Broad High-Energy Electron Beams." *Physics in Medicine and Biology* 34 (10): 1371. doi:10.1088/0031-9155/34/10/003.
- "ICRU, R. D. (1984). Electron Beams with Energies between 1 and 50 MeV. ICRU Report, 35." n.d.
- Iktueren, Basak, Hatice Bilge, Songul Karacam, and Gulyuz Atkovar. 2012. "The Peripheral Dose Outside the Applicator in Electron Beams of Oncor Linear Accelerator." *Radiation Protection Dosimetry* 150 (2): 192–97. doi:10.1093/rpd/ncr392.
- Jin, L., C.-M. Ma, J. Fan, A. Eldib, R. A. Price, L. Chen, L. Wang, et al. 2008. "Dosimetric Verification of Modulated Electron Radiotherapy Delivered Using a Photon Multileaf Collimator for Intact Breasts." *Physics in Medicine and Biology* 53 (21): 6009–25. doi:10.1088/0031-9155/53/21/008.
- Jin, Lihui, Ahmed Eldib, Jinsheng Li, Ismail Emam, Jiajin Fan, Lu Wang, and C.-M. Ma. 2014. "Measurement and Monte Carlo Simulation for Energy- and Intensity-Modulated Electron Radiotherapy Delivered by a Computer-Controlled Electron Multileaf Collimator." *Journal of Applied Clinical Medical Physics / American College of Medical Physics* 15 (1): 4506.
- Kainz, K. K., J. A. Antolak, P. R. Almond, C. D. Bloch, and K. R. Hogstrom. 2005. "Dual Scattering Foil Design for Poly-Energetic Electron Beams." *Physics in Medicine and Biology* 50 (5): 755–67. doi:10.1088/0031-9155/50/5/002.
- Kalager, Mette, Tor Haldorsen, Michael Bretthauer, Geir Hoff, Steinar O. Thoresen, and Hans-Olov Adami. 2009. "Improved Breast Cancer Survival Following Introduction of an Organized Mammography Screening Program among Both Screened and Unscreened Women: A Population-Based Cohort Study." *Breast Cancer Research* 11: R44. doi:10.1186/bcr2331.
- Karlsson, M. G., M. Karlsson, and C. M. Ma. 1999. "Treatment Head Design for Multileaf Collimated High-Energy Electrons." *Medical Physics* 26 (10): 2161–67.
- Khan, F. M., K. P. Doppke, K. R. Hogstrom, G. J. Kutcher, R. Nath, S. C. Prasad, J. A. Purdy, M. Rozenfeld, and B. L. Werner. 1991. "Clinical Electron-Beam Dosimetry: Report of AAPM Radiation Therapy Committee Task Group No. 25." *Medical Physics* 18 (1): 73–109.
- Kry, Stephen F., Uwe Titt, David Followill, Falk Pönisch, Oleg N. Vassiliev, R. Allen White, Marilyn Stovall, and Mohammad Salehpour. 2007. "A Monte Carlo Model for out-of-Field Dose Calculation from High-Energy Photon Therapy." *Medical Physics* 34 (9): 3489–99.
- Lax, I., and A. Brahme. 1980. "Collimation of High Energy Electron Beams." *Acta Oncologica* 19 (3): 199–207. doi:10.3109/02841868009130153.
- Li, X. A., and D. W. Rogers. 1995. "Electron Mass Scattering Powers: Monte Carlo and Analytical Calculations." *Medical Physics* 22 (5): 531–41. doi:10.1118/1.597582.
- Lillicrap, S. C., P. Wilson, and J. W. Boag. 1975. "Dose Distributions in High Energy Electron Beams: Production of Broad Beam Distributions from Narrow Beam Data." *Physics in Medicine and Biology* 20 (1): 30–38.
- Ludwig, Michelle S., Marsha D. McNeese, Thomas A. Buchholz, George H. Perkins, and Eric A. Strom. 2010. "The Lateral Decubitus Breast Boost: Description, Rationale, and Efficacy." *International Journal of Radiation Oncology*Biophysics* 76 (1): 100–103. doi:10.1016/j.ijrobp.2009.01.053.

- Ma, C. M., M. Ding, J. S. Li, M. C. Lee, T. Pawlicki, and J. Deng. 2003. "A Comparative Dosimetric Study on Tangential Photon Beams, Intensity-Modulated Radiation Therapy (IMRT) and Modulated Electron Radiotherapy (MERT) for Breast Cancer Treatment." *Physics in Medicine and Biology* 48 (7): 909–24.
- Ma, C. M., T. Pawlicki, M. C. Lee, S. B. Jiang, J. S. Li, J. Deng, B. Yi, E. Mok, and A. L. Boyer. 2000. "Energy- and Intensity-Modulated Electron Beams for Radiotherapy." *Physics in Medicine and Biology* 45 (8): 2293–2311.
- Massillon-JL, Guerda, Sou-Tung Chiu-Tsao, Ivan Domingo-Munoz, and Maria F. Chan. 2012. "Energy Dependence of the New Gafchromic EBT3 Film:Dose Response Curves for 50 KV, 6 and 15 MV X-Ray Beams." *International Journal of Medical Physics, Clinical Engineering and Radiation Oncology* 1 (2): 60–65. doi:10.4236/ijmpcero.2012.12008.
- Mayles, P, A Nahum, and J Rosenwald, eds. 2007. *Handbook of Radiotherapy Physics: Theory and Practice*. Taylor & Francis. <http://www.crcnetbase.com/doi/book/10.1201/9781420012026>.
- McParland, Brian J. 2014. *Medical Radiation Dosimetry*. London: Springer London. <http://link.springer.com/10.1007/978-1-4471-5403-7>.
- McParland, Brian J., John R. Cunningham, and Milton K. Woo. 1988. "The Optimization of Pencil Beam Widths for Use in an Electron Pencil Beam Algorithm." *Medical Physics* 15 (4): 489–97. doi:10.1118/1.596303.
- Mobit, Paul N., Alan E. Nahum, and Philip Mayles. 1996. "The Energy Correction Factor of LiF Thermoluminescent Dosimeters in Megavoltage Electron Beams: Monte Carlo Simulations and Experiments." *Physics in Medicine and Biology* 41 (6): 979. doi:10.1088/0031-9155/41/6/003.
- Mu, Xiangkui, Thomas Björk-Eriksson, Simeon Nill, Uwe Oelfke, Karl-Axel Johansson, Giovanna Gagliardi, Lennart Johansson, Mikael Karlsson, and Dr Björn Zackrisson. 2005. "Does Electron and Proton Therapy Reduce the Risk of Radiation Induced Cancer after Spinal Irradiation for Childhood Medulloblastoma? A Comparative Treatment Planning Study." *Acta Oncologica* 44 (6): 554–62. doi:10.1080/02841860500218819.
- Mu, Xiangkui, Lennart Olofsson, Mikael Karlsson, Rickard Sjögren, and Björn Zackrisson. 2004. "Can Photon IMRT Be Improved by Combination with Mixed Electron and Photon Techniques?" *Acta Oncologica* 43 (8): 727–735. <http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/02841860410002761>.
- Nguyen, France, Carole Rubino, Sylvie Guerin, Ibrahima Diallo, Akthar Samand, Mike Hawkins, Odile Oberlin, Dimitri Lefkopoulos, and Florent De Vathaire. 2008. "Risk of a Second Malignant Neoplasm After Cancer in Childhood Treated With Radiotherapy: Correlation With the Integral Dose Restricted to the Irradiated Fields." *International Journal of Radiation Oncology*Biolog*Physics* 70 (3): 908–15. doi:10.1016/j.ijrobp.2007.10.034.
- Nordell, B., and A. Brahme. 1984. "Angular Distribution and Yield from Bremsstrahlung Targets (for Radiation Therapy)." *Physics in Medicine and Biology* 29 (7): 797. doi:10.1088/0031-9155/29/7/004.
- Nunn, A. A., S. D. Davis, J. A. Micka, and L. A. DeWerd. 2008. "LiF:Mg,Ti TLD Response as a Function of Photon Energy for Moderately Filtered X-Ray Spectra in the Range of 20–250 kVp Relative to C60o." *Medical Physics* 35 (5): 1859–69. doi:10.1118/1.2898137.
- Ogunleye, O. T., and A. O. Fregene. 1981. "Application of Cavity Theories to High-Energy Response of LiF Dosimeters." *Radiation Research* 87 (2): 251–64. doi:10.2307/3575582.
- Pennington, Edward C., Shirish K. Jani, and B.-Chen Wen. 1988. "Leakage Radiation from Electron Applicators on a Medical Accelerator." *Medical Physics* 15 (5): 763–65. doi:10.1118/1.596191.
- "Pitcher_Diss.pdf." 2015. Accessed November 30. http://etd.lsu.edu/docs/available/etd-08192015-162751/unrestricted/Pitcher_Diss.pdf.
- Podgorsak, Ervin B. 2016. *Radiation Physics for Medical Physicists*. Springer.
- Richter, Christian, Jörg Pawelke, Leonhard Karsch, and Julia Woithe. 2009. "Energy Dependence of EBT-1 Radiochromic Film Response for Photon (10kVp–15MVp) and Electron Beams (6–18MeV) Readout by a Flatbed Scanner." *Medical Physics* 36 (12): 5506–14. doi:10.1118/1.3253902.
- Ronckers, Cécile M., Michele M. Doody, John E. Lonstein, Marilyn Stovall, and Charles E. Land. 2008. "Multiple Diagnostic X-Rays for Spine Deformities and Risk of Breast Cancer." *Cancer Epidemiology, Biomarkers & Prevention: A Publication of the American Association for Cancer Research, Cosponsored by the American Society of Preventive Oncology* 17 (3): 605–13. doi:10.1158/1055-9965.EPI-07-2628.

- Rosca, Florin. 2012. "A Hybrid Electron and Photon IMRT Planning Technique That Lowers Normal Tissue Integral Patient Dose Using Standard Hardware." *Medical Physics* 39 (6): 2964–71. doi:10.1118/1.4709606.
- Rosenberg, I. 2008. "Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students." *British Journal of Cancer* 98 (5): 1020. doi:10.1038/sj.bjc.6604224.
- Rusk, Benjamin D., Robert L. Carver, John P. Gibbons, and Kenneth R. Hogstrom. 2016. "A Dosimetric Comparison of Copper and Cerrobend Electron Inserts." *Journal of Applied Clinical Medical Physics* 17 (5): 6282.
- Rutqvist, Lars E., Ingmar Lax, Tommy Fornander, and Hemming Johansson. 1992. "Cardiovascular Mortality in a Randomized Trial of Adjuvant Radiation Therapy versus Surgery Alone in Primary Breast Cancer." *International Journal of Radiation Oncology*Biophysics* 22 (5): 887–96. doi:10.1016/0360-3016(92)90784-F.
- Salguero, Francisco Javier, Bianey Palma, Rafael Arrans, Joan Rosello, and Antonio Leal. 2009. "Modulated Electron Radiotherapy Treatment Planning Using a Photon Multileaf Collimator for Post-Mastectomized Chest Walls." *Radiotherapy and Oncology: Journal of the European Society for Therapeutic Radiology and Oncology* 93 (3): 625–32. doi:10.1016/j.radonc.2009.08.021.
- Salomaa, Sisko, Kevin M. Prise, Michael J. Atkinson, Andrzej Wojcik, Anssi Auvinen, Bernd Grosche, Laure Sabatier, et al. 2013. "State of the Art in Research into the Risk of Low Dose Radiation Exposure—findings of the Fourth MELODI Workshop." *Journal of Radiological Protection* 33 (3): 589. doi:10.1088/0952-4746/33/3/589.
- Scarboro, Sarah B., David S. Followill, Rebecca M. Howell, and Stephen F. Kry. 2011a. "Variations in Photon Energy Spectra of a 6 MV Beam and Their Impact on TLD Response." *Medical Physics* 38 (5): 2619–28. doi:10.1118/1.3575419.
- . 2011b. "Variations in Photon Energy Spectra of a 6 MV Beam and Their Impact on TLD Response." *Medical Physics* 38 (5): 2619–28. doi:10.1118/1.3575419.
- Schiff, L. I. 1946. "Energy-Angle Distribution of Betatron Target Radiation." *Physical Review* 70 (1–2): 87–87. doi:10.1103/PhysRev.70.87.
- Schneider, Uwe, Antony Lomax, and Beate Timmermann. 2008. "Second Cancers in Children Treated with Modern Radiotherapy Techniques." *Radiotherapy and Oncology: Journal of the European Society for Therapeutic Radiology and Oncology* 89 (2): 135–40. doi:10.1016/j.radonc.2008.07.017.
- "SEER Cancer Statistics Review 1975-2002 - Previous Version - SEER Cancer Statistics." 2016. Accessed December 8. https://seer.cancer.gov/archive/csr/1975_2002/.
- Shimozato, Tomohiro, Kuniyasu Okudaira, Hiraku Fuse, and Katsuyoshi Tabushi. 2013. "Monte Carlo Simulation and Measurement of Radiation Leakage from Applicators Used in External Electron Radiotherapy." *Physica Medica* 29 (4): 388–96. doi:10.1016/j.ejmp.2012.06.006.
- Shiu, Almon S., and Kenneth R. Hogstrom. 1991. "Pencil-beam Redefinition Algorithm for Electron Dose Distributions." *Medical Physics* 18 (1): 7–18. doi:10.1118/1.596697.
- Shiu, Almon S., Samuel Tung, Kenneth R. Hogstrom, John W. Wong, Russell L. Gerber, William B. Harms, James A. Purdy, Randall K. Ten Haken, Daniel L. McShan, and Benedick A. Fraass. 1992. "Verification Data for Electron Beam Dose Algorithms." *Medical Physics* 19 (3): 623–36. doi:10.1118/1.596808.
- Shokrani, Parvaneh, Milad Baradaran-Ghahfarokhi, and Maryam Khorami Zadeh. 2013. "A Novel Approach in Electron Beam Radiation Therapy of Lips Carcinoma: A Monte Carlo Study." *Medical Physics* 40 (4): 41720. doi:10.1118/1.4795756.
- Sipilä, Petri, Jarkko Ojala, Sampsa Kaijaluoto, Ilkka Jokelainen, and Antti Kosunen. 2016. "Gafchromic EBT3 Film Dosimetry in Electron Beams — Energy Dependence and Improved Film Read-Out." *Journal of Applied Clinical Medical Physics* 17 (1). <http://www.jacmp.org/index.php/jacmp/article/view/5970>.
- Sorcini, B. B., S. Hyödynmaa, and A. Brahme. 1996. "The Role of Phantom and Treatment Head Generated Bremsstrahlung in High-Energy Electron Beam Dosimetry." *Physics in Medicine and Biology* 41 (12): 2657. doi:10.1088/0031-9155/41/12/006.
- Sorcini, Bruno B., Simo Hyödynmaa, and Anders Brahme. 1997. "Quantification of Mean Energy and Photon Contamination for Accurate Dosimetry of High-Energy Electron Beams." *Physics in Medicine and Biology* 42 (10): 1849. doi:10.1088/0031-9155/42/10/001.

- Stovall, Marilyn, Susan A. Smith, Bryan M. Langholz, John D. Boice Jr., Roy E. Shore, Michael Andersson, Thomas A. Buchholz, et al. 2008. "Dose to the Contralateral Breast From Radiotherapy and Risk of Second Primary Breast Cancer in the WECARE Study." *International Journal of Radiation Oncology*Biophysics* 72 (4): 1021–30. doi:10.1016/j.ijrobp.2008.02.040.
- Su, Fan-Chi, Yaxi Liu, Sotirios Stathakis, Chengyu Shi, Carlos Esquivel, and Niko Papanikolaou. 2007. "Dosimetry Characteristics of GAFCHROMIC® EBT Film Responding to Therapeutic Electron Beams." *Applied Radiation and Isotopes* 65 (10): 1187–92. doi:10.1016/j.apradiso.2007.05.005.
- Sutherland, J. G. H., and D. W. O. Rogers. 2010. "Monte Carlo Calculated Absorbed-Dose Energy Dependence of EBT and EBT2 Film." *Medical Physics* 37 (3): 1110–16. doi:10.1118/1.3301574.
- Svensson, R., and A. Brahme. 1996. "Effective Source Size, Yield and Beam Profile from Multi-Layered Bremsstrahlung Targets." *Physics in Medicine and Biology* 41 (8): 1353–79.
- Svensson, Roger, and Anders Brahme. 1996. "Effective Source Size, Yield and Beam Profile from Multi-Layered Bremsstrahlung Targets." *Physics in Medicine and Biology* 41 (8): 1353. doi:10.1088/0031-9155/41/8/008.
- Tabata, Tatsuo, and Rinsuke Ito. 1975. "A Generalized Empirical Equation for the Transmission Coefficient of Electrons." *Nuclear Instruments and Methods* 127 (3): 429–34. doi:10.1016/S0029-554X(75)80016-4.
- Tubiana, Maurice. 2009. "Can We Reduce the Incidence of Second Primary Malignancies Occurring after Radiotherapy? A Critical Review." *Radiotherapy and Oncology* 91 (1): 4–15. doi:10.1016/j.radonc.2008.12.016.
- Tubiana, Maurice, Ibrahima Diallo, Jean Chavaudra, Dimitri Lefkopoulos, Jean Bourhis, Théodore Girinsky, André Bridier, et al. 2011. "A New Method of Assessing the Dose-Carcinogenic Effect Relationship in Patients Exposed to Ionizing Radiation. A Concise Presentation of Preliminary Data." *Health Physics* 100 (3): 296–99.
- Veiga, Lene H. S., Erik Holmberg, Harald Anderson, Linda Pottern, Siegal Sadetzki, M. Jacob Adams, Ritsu Sakata, et al. 2016. "Thyroid Cancer after Childhood Exposure to External Radiation: An Updated Pooled Analysis of 12 Studies." *Radiation Research* 185 (5): 473–84. doi:10.1667/RR14213.1.
- Yang, R., S. Xu, W. Jiang, C. Xie, and J. Wang. 2009. "Integral Dose in Three-Dimensional Conformal Radiotherapy, Intensity-Modulated Radiotherapy and Helical Tomotherapy." *Clinical Oncology* 21 (9): 706–12. doi:10.1016/j.clon.2009.08.002.
- Yeboah, Collins, Alex Karotki, Dylan Hunt, and Rick Holly. 2010. "Quantification and Reduction of Peripheral Dose from Leakage Radiation on Siemens Primus Accelerators in Electron Therapy Mode." *Journal of Applied Clinical Medical Physics* 11 (3). doi:10.1120/jacmp.v11i3.3105.
- Zhu, Timothy C., Indra J. Das, and Bengt E. Bjärngard. 2001. "Characteristics of Bremsstrahlung in Electron Beams." *Medical Physics* 28 (7): 1352–58. doi:10.1118/1.1382608.

8 Productions Scientifiques :

Articles:

1. **Mohamad M. Alabdoaburas et al** *Experimental assessment of out-of-field dose components in high energy electron beams used in external beam radiotherapy.* J Appl Clin Med Phys. 2015;16(6).
<http://www.ncbi.nlm.nih.gov/m/pubmed/26699572/>
2. **Mohamad M. Alabdoaburas et al** Analytic modelling of stray dose in high energy electron beams used in external radiotherapy (à soumettre)

Participation à des congrès internationaux:

Communications orales :

1. World Congress on Medical Physics and Biomedical Engineering (IUPESM 2015) in Toronto. Canada. (7-12 june 2015) **M. Mohamad Alabdoaburas**, J. P. Mege, J.Chavaudra, A.Verès, F. De Vathaire, D. Lefkopoulos and I. Diallo “*Analytic modelling of in-field and out-of-field bremsstrahlung dose distribution in high energy electrons beams used in external radiotherapy*”
<http://wc2015.org/wp-content/uploads/2015/04/IUPESM-Scientific-Program-Website-oral.pdf>
2. 8th European conference on medical physics (ECMP2014) in Athens, Greece. (11 - 13 September 2014), Alabdoaburas, Mohamad M., Jean-Pierre Mege, Jean Chavaudra, Jérémie Vû Bezin, Atilla Verès, Florent de Vathaire, Dimitri Lefkopoulos, and Ibrahima Diallo. 2015. “Experimental Assessment of out-of-Field Dose Components in High Energy Electron Beams Used in External Beam Radiotherapy.” Journal of Applied Clinical Medical Physics 16 (6).
<http://www.jacmp.org/index.php/jacmp/article/view/5616>.

Posters

1. World Congress on Medical Physics and Biomedical Engineering (IUPESM 2015) in Toronto. Canada. (7-12 june 2015) **M. Mohamad Alabdoaburas**, J. P. Mege, J.Chavaudra, A.Verès, F. De Vathaire, D. Lefkopoulos and I. Diallo “*Experimental assessment of out-of-field dose components in high energy electron beams used in external beam radiotherapy*”
2. 3rd ESTRO Furom (European Society for Radiotherapy & Oncology) in Barcelona, Spain. (24-28 April 2015). **M. Mohamad Alabdoaburas**, J. P. Mege, J.Chavaudra, A.Verès, D. Lefkopoulos and I. Diallo “*Investigation of out-of-field dose in high-energy electron beams used in external radiotherapy*”
3. **M. Mohamad Alabdoaburas**, J. P. Mege, J.Chavaudra, A.Verès, F. De Vathaire, D. Lefkopoulos and I. Diallo “*Experimental assessment of peripheral dose in high-energy electron beams used in*

external radiotherapy" 25th meeting of SFRO (Société Française de Radiothérapie Oncologique) in Paris, France. (16 - 18 October 2014)

9 Annexes

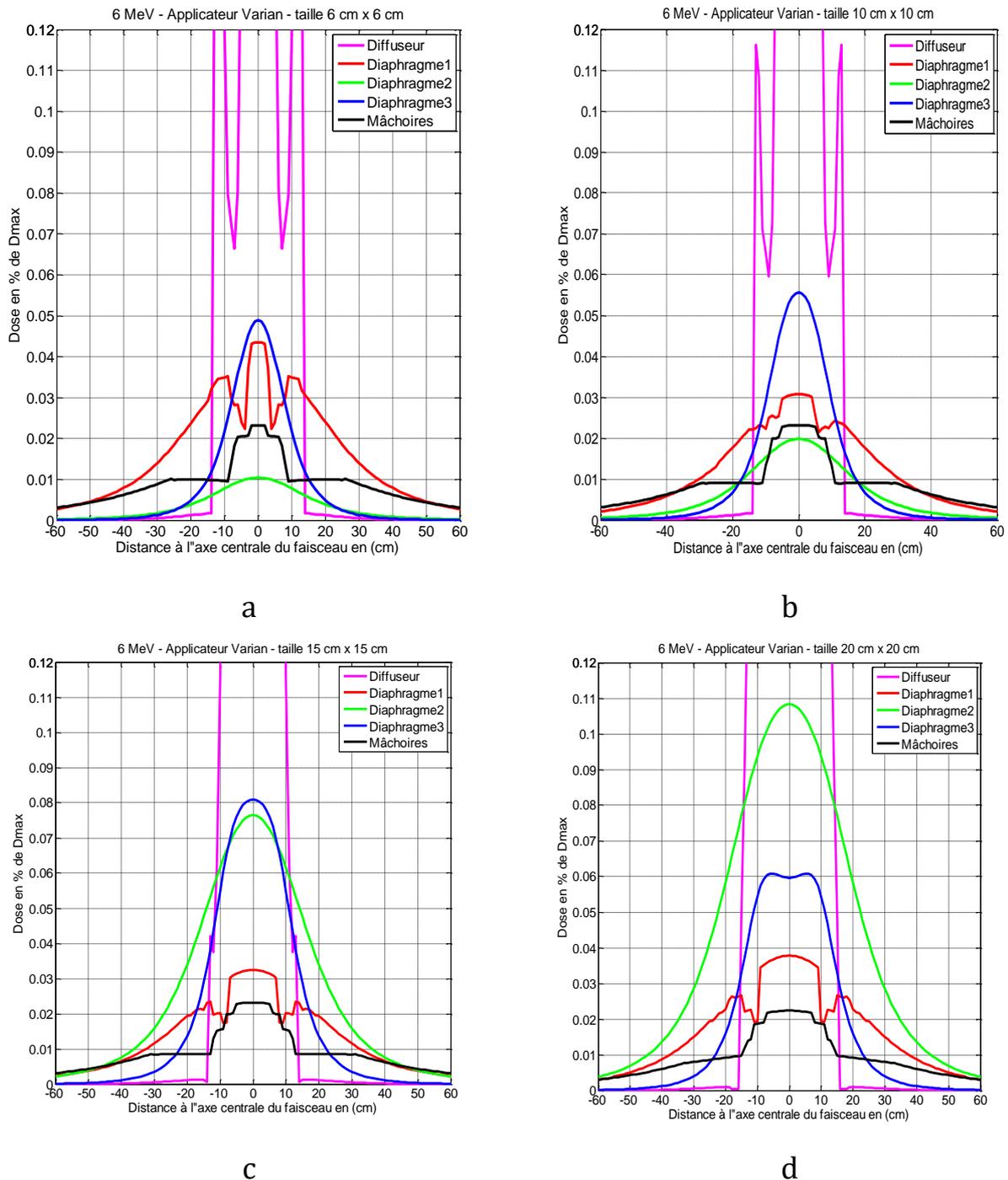
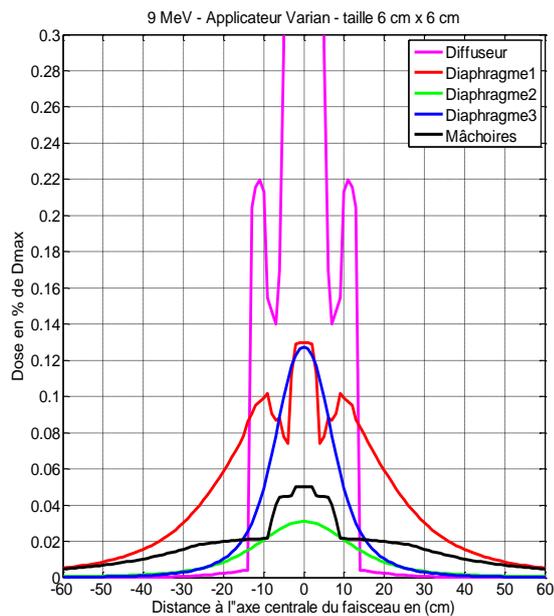
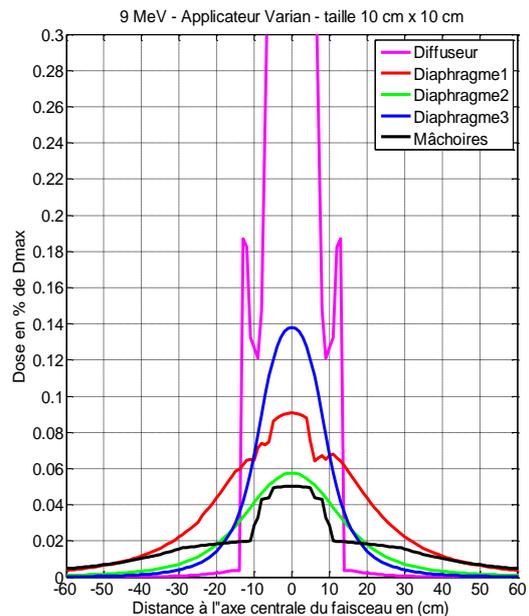


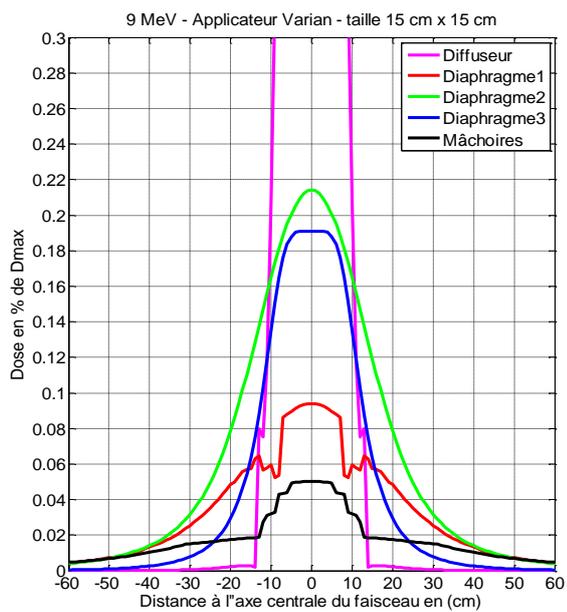
Figure 1 : Les profils de différentes composantes de la dose des rayonnements de freinage séparés en fonction de la distance de l'axe du faisceau, à la profondeur de 10 cm dans l'eau, pour l'énergie de 6 MeV, sur le linac Varian 2300C/D pour les applicateurs de (a) 6 cm x 6 cm, (b) 10 cm x 10 cm, (c) 15 cm x 15 cm et (d) 20 cm x 20 cm. Les figures sont limitées en hauteur pour permettre une visibilité meilleure des profils des composantes provenant du système de collimation.



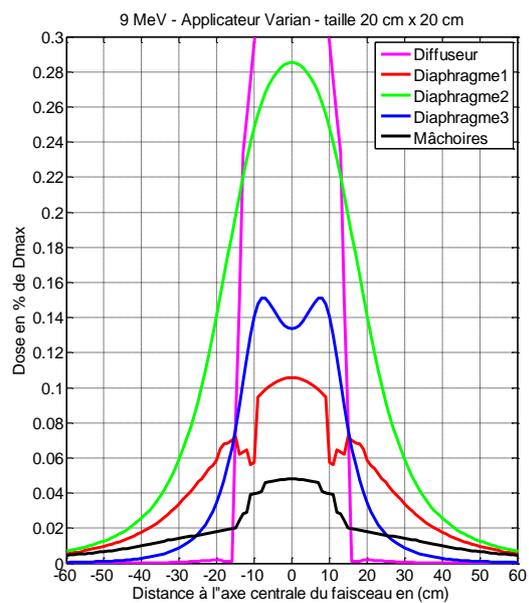
a



b

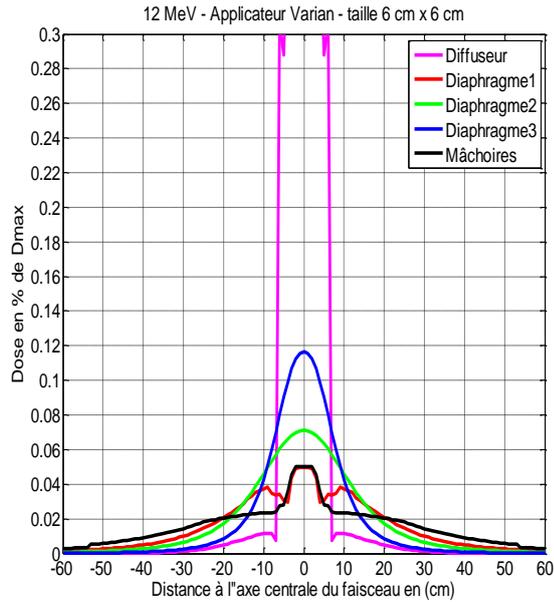


c

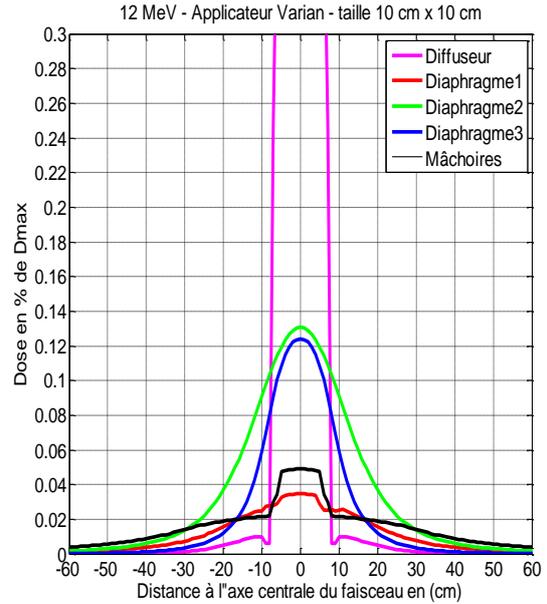


d

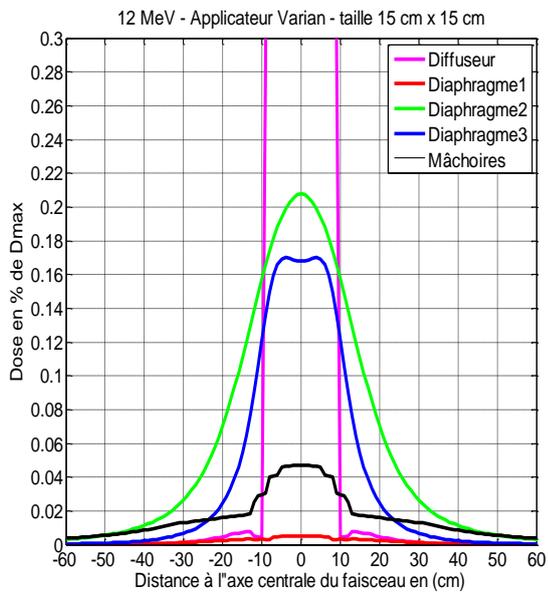
Figure 2 : Les profils de différentes composantes de la dose des rayonnements de freinage séparés en fonction de la distance de l'axe du faisceau, à la profondeur de 10 cm dans l'eau, pour l'énergie de 9 MeV, sur le linac Varian 2300C/D pour les applicateurs de (a) 6 cm x 6 cm, (b) 10 cm x 10 cm, (c) 15 cm x 15 cm et (d) 20 cm x 20 cm. Les figures sont limitées en hauteur pour permettre une visibilité meilleure des profils des composantes provenant du système de collimation.



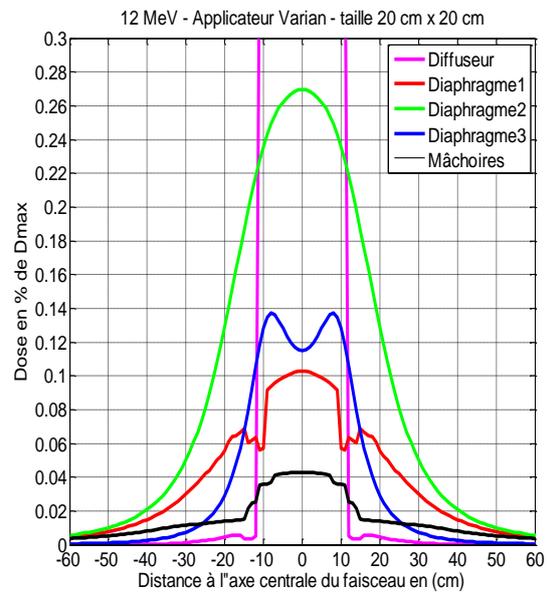
a



b

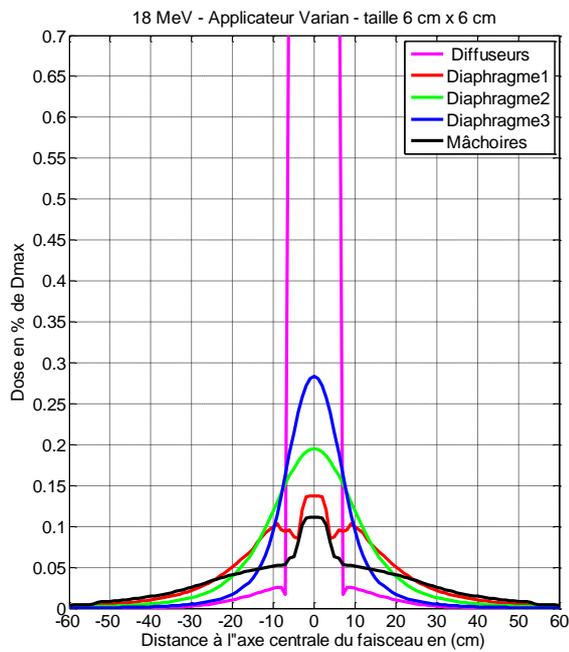


c

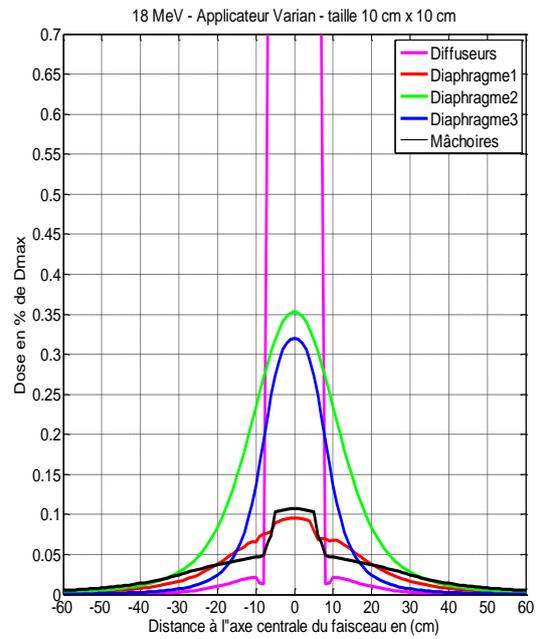


d

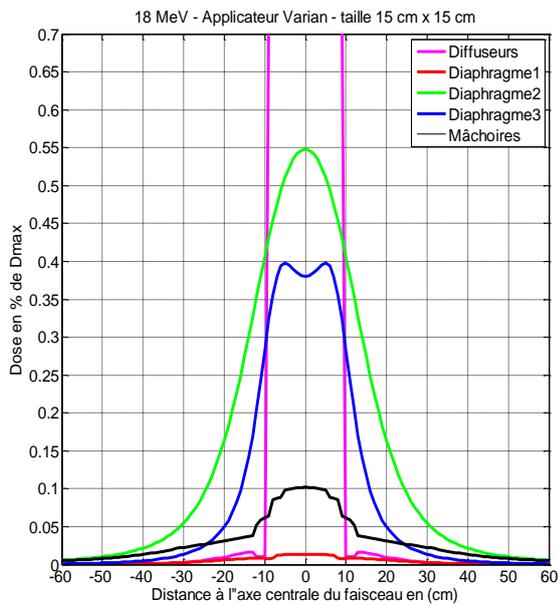
Figure 3 : Les profils de différentes composantes de la dose des rayonnement de freinage séparés en fonction de la distance de l'axe du faisceau, à la profondeur de 10 cm dans l'eau, pour l'énergie de 12 MeV, sur le linac Varian 2300C/D pour les applicateurs de (a) 6 cm x 6 cm, (b) 10 cm x 10 cm, (c) 15 cm x 15 cm et (d) 20 cm x 20 cm. Les figures sont limitées en hauteur pour permettre une visibilité meilleure des profils des composante provenant du système de collimation.



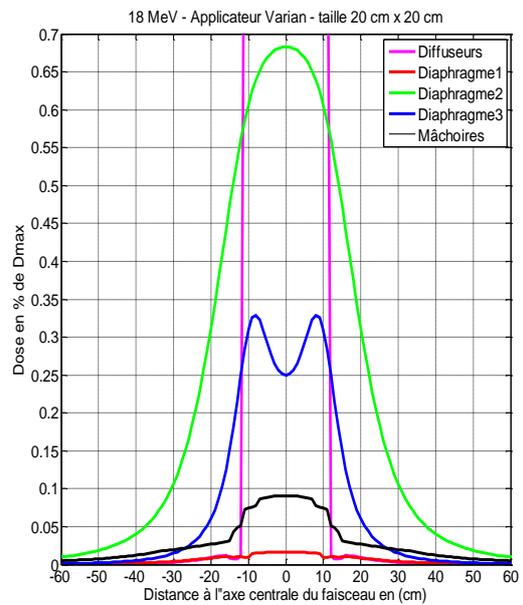
a



b



c

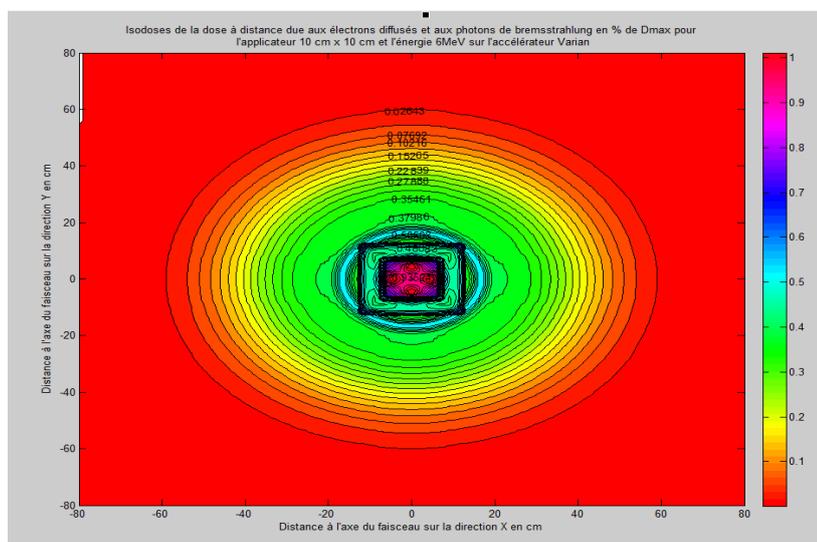


d

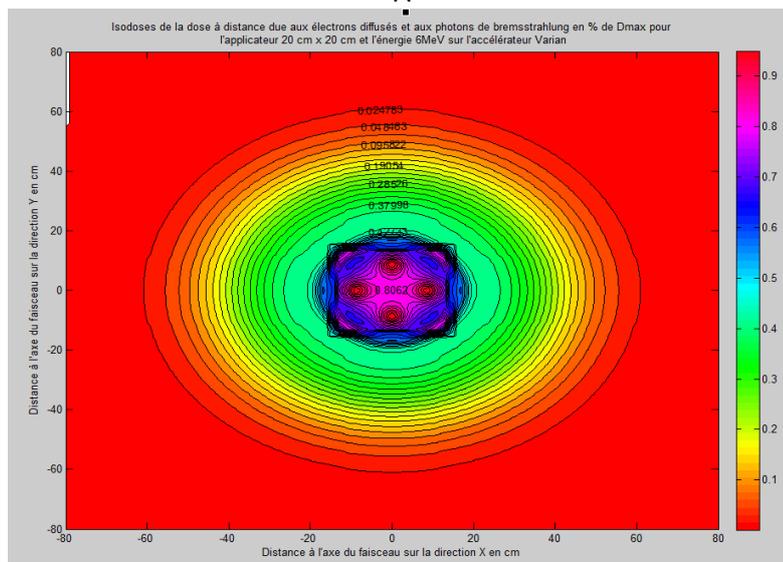
Figure 4 : Les profils de différentes composantes de la dose des rayonnements de freinage séparés en fonction de la distance de l'axe du faisceau, à la profondeur de 10 cm dans l'eau, pour l'énergie de 18 MeV, sur le linac Varian 2300C/D pour les applicateurs de (a) 6 cm x 6 cm, (b) 10 cm x 10 cm, (c) 15 cm x 15 cm et (d) 20 cm x 20 cm. Les figures sont limitées en hauteur pour permettre une visibilité meilleure des profils des composantes provenant du système de collimation.

Les isodoses calculés de la dose à distance à la profondeur de 1 cm dans l'eau prennent des formes carrés au-dessous de l'applicateur qui représentent la forme des diaphragmes de l'applicateur. Ensuite, ils deviennent presque circulaires lorsqu'ils s'éloignent du bord du champ, comme c'est illustré dans la figure 4-12 (annexe).

Les isodoses dans le champ d'irradiation exposent des points chauds aux centres des côtés du champ d'irradiation, cela s'explique par le fait que nous n'avons considéré que les voxels centrés dans les côtés du trimmer comme des sources de photons de contamination, comme illustrés dans la figure 3-4. Donc, pour arriver à des calculs plus précis, il serait mieux de prendre en compte tous les voxels présents au long du trimmer, surtout lorsqu'on a une forme complexe du champ d'irradiation.



A



B

Figure 5: les isodoses de la dose à distance due aux électrons diffusés et aux photons de contamination en % de Dmax à la profondeur de 1 cm dans l'eau, pour les applicateurs (a) 10 cm x 10 cm et (b) 20 cm x 20 cm, pour l'énergie de 6 MeV sur l'accélérateur de Varian.

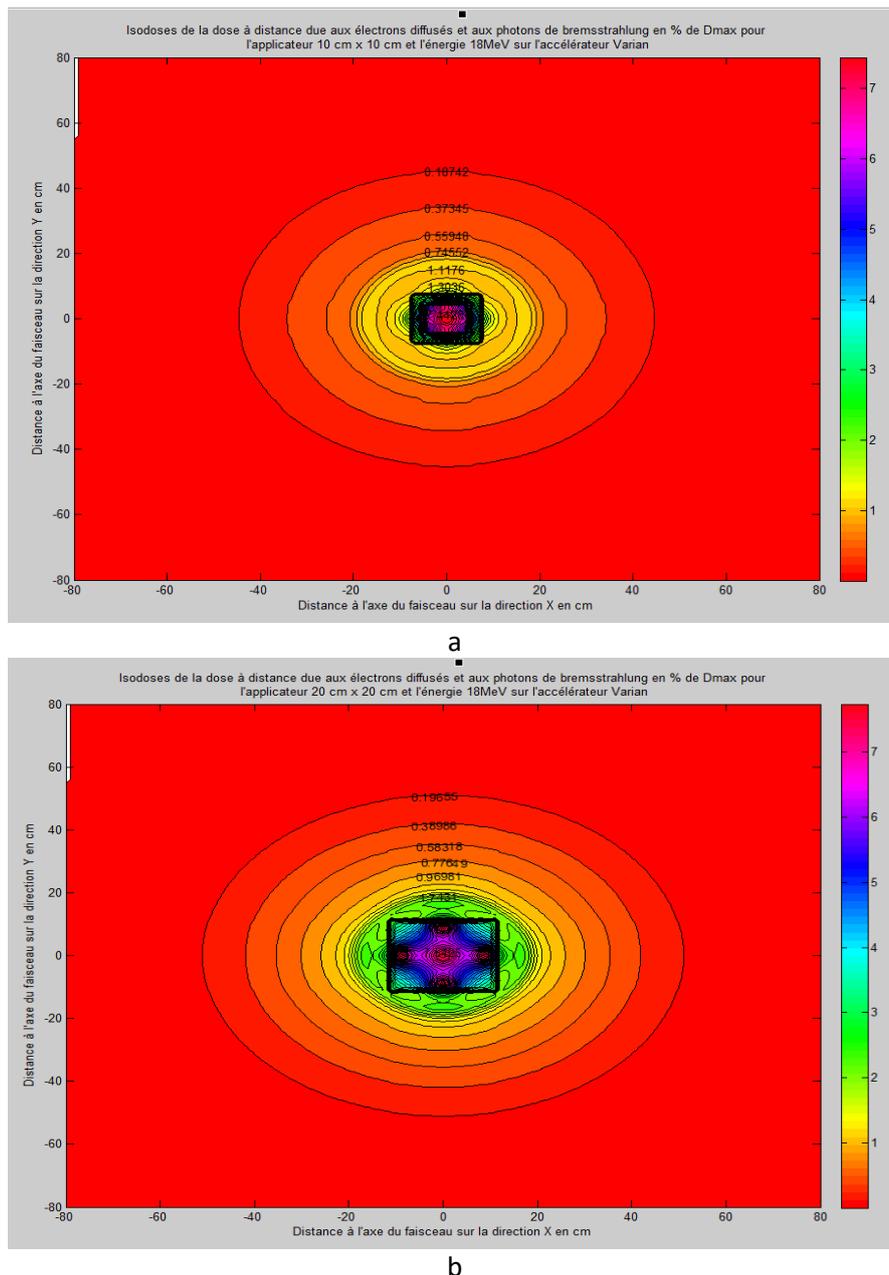


Figure 6 : les isodoses de la dose à distance due aux électrons diffusés et aux photons de contamination en % de Dmax à la profondeur de 1 cm dans l'eau, pour les applicateurs (a) 10 cm x 10 cm et (b) 20 cm x 20 cm, pour l'énergie de 18 MeV sur l'accélérateur de Varian.

Titre : Etude dosimétrique et modélisation des composantes de la dose à distance pour les faisceaux d'électrons en radiothérapie externe

Mots clés : faisceau d'électrons ; dose à distance ; modélisation ; dosimétrie

Résumé : Les grandes améliorations dans les procédures de radiothérapie ont conduit à des taux de survie élevés. En conséquence, les effets secondaires possibles de la dose délivrée aux tissus sains sont devenus une préoccupation croissante pour les radiothérapeutes. L'estimation de la dose à distance présente un intérêt clinique important pour évaluer le risque aux structures sensibles situées hors du champ d'irradiation, tels que le fœtus chez une patiente enceinte, la thyroïde, l'œil et le pacemaker. Dans cet objectif, Les travaux principaux se sont focalisés sur la dose à distance due aux faisceaux de photons. Cependant, la dose à distance due aux faisceaux d'électrons n'a jamais été prise en compte, ce qui peut conduire à des sous-estimations des doses à distance lorsque le traitement est fait entièrement ou partiellement par les électrons. C'est la raison pour laquelle, une étude approfondie de la dose à distance pour les faisceaux d'électrons est devenue indispensable afin de mieux estimer la dose à distance quel que soit le type de traitement. Dans ce travail de thèse, nous avons premièrement réalisé une étude expérimentale de la dose à distance des faisceaux d'électrons de haute énergie produits

par différents accélérateurs linéaires, équipés de différents types d'applicateurs. Nous avons analysé l'influence de différents paramètres du faisceau sur la dose à distance tels que l'énergie du faisceau, la taille et le type de l'applicateur, la distance à l'axe du faisceau ainsi que la profondeur dans l'eau. Nous avons séparé la dose à distance en deux composantes principales telles que la composante des rayonnements de freinage et la composante des électrons diffusés. Ensuite, nous avons développé d'une part, un premier modèle pour le calcul de la composante de la dose due aux rayonnements de freinage produit par le faisceau d'électrons en tout point dans le patient, et d'autre part un deuxième modèle analytique pour le calcul de la dose due aux électrons diffusés en dehors du champ d'irradiation. Enfin, nous avons évalué l'application de nos modèles de calcul de dose à distance dans une situation clinique réelle afin de valider nos logiciels, l'objectif étant de mettre un point un outil logiciel innovant, répondant à la fois aux besoins de la radiothérapie moderne et à ceux de l'épidémiologie de la dose comme facteur de risque d'effets iatrogènes.

Title: Dosimetry and modeling study of electron beams components from electron beams used in external radiotherapy.

Key words: electron beam; out-of-field dose; modeling; dosimetry

Abstract: The large improvements in the radiotherapy (RT) procedures have led to high survival rates. So the possible side late effects of the radiotherapy due to the doses deposited into the normal tissues have become a growing concern for the radio-oncologists. The assessment of the dose outside the radiation field presents an important clinical benefit for estimating the risk at sensible structures situated partially or entirely outside the radiation field, especially in pediatric, pregnant patients or the patients having cardiac implantable devices. More understanding of side effects of RT will require not only improved control of the high doses delivered to the target volumes, but also better knowledge of the unintended but unavoidable lower doses delivered out of the target. In this context, most studies on out-of-field dose estimation focus on photon beams. Nevertheless, electron beams are still an important component of RT, for treating superficial tumors (at depths < 5 cm). The out-of-field dose from electron beams has never been taken account, which causes an under estimation of this dose when the radiotherapy is done only or partly by the electrons. For this reason, a detailed investigation of the out-of-field dose from electron beams is essential for better estimation of the out-of-field dose regardless the

radiotherapy type. In this thesis, we have experimentally evaluated the out-of-field doses in high-energy electron beams for three linear accelerators equipped with different electron applicator types used in daily practice. The dependence of this dose on different parameters, such as the applicator size, the electron beam energy, the depth, and the off-axis distance have been investigated. The scattered electrons component and the bremsstrahlung photons component have been separated by a semi-experimental method. We have developed a multi-source model based on existing multi-scattering models for calculating the bremsstrahlung dose distribution at any point in the patient inside and outside the radiation field. We have also analytically calculated the scattered electrons dose distribution outside the radiation field. These two models permit to calculate the total out-of-field dose from electron beams anywhere in the patient. Finally, we have evaluated the application of our models of dose calculation in a real clinical situation in order to validate our software, the aim being to set up an innovative software tool, meeting both the needs of radiotherapy and epidemiology of the dose as a risk factor for iatrogenic effects

