

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE Ferhat ABBAS SETIF 1



THESE

Présentée à la faculté des sciences
Département de physique

Pour l'obtention du diplôme de DOCTORAT
Spécialité : Radio physique et Imagerie Biomédicale

Par

Hachemi Taha

THEME

Mesures des paramètres de sortie correctifs des accélérateurs pour des petits faisceaux de photons à hautes énergies.

Devant le jury :

Azizi Hacene	Professeur	Univ. Ferhat Abbas Sétif 1	Président
Chaoui Zine El Abidine	Professeur	Univ. Ferhat Abbas Sétif 1	Directeur de thèse
Kharfi Fayçal	Professeur	Univ. Ferhat Abbas Sétif 1	Examineur
Toutaoui-Khelassi Nadia	Ch.Expert (HDR)	Centre de Recherche Nucléaire d'Alger	Examineur
Khelifi Rachid	Professeur	Univ. Saâd Dahlab Blida 1	Examineur

Remerciements

Tout d'abord, mes remerciements chaleureux vont au Pr. Chaoui Zine-El-Abidine Professeur Chercheur au Laboratoire d'optoélectronique et composant, mon enseignant et mon directeur de thèse. Je tiens à lui transmettre mon profond respect et toute ma gratitude pour sa disponibilité et son aide précieuse tout au long de la durée de ma thèse pendant laquelle j'ai énormément appris. Sa rigueur scientifique m'a grandement stimulée. Merci de m'avoir initié à la recherche scientifique. Merci pour votre confiance, vos conseils, discussions et surtout vos encouragements.

Je tiens à exprimer mes sincères remerciements au Pr. Bouamama. C'est lui, avec le Pr. Chaoui Zine-El-Abidine qui m'ont réellement transmis la passion de la physique médicale. Leurs enseignements, leurs conseils, leur écoute et leur aide tant scientifique qu'humaine, m'ont beaucoup aidé dans la spécialisation dans ce domaine.

Je souhaiterai également remercier vivement les membres du Jury qui m'ont fait l'honneur d'accepter de juger ce travail de thèse et d'avoir lu ce manuscrit avec attention. Merci au Pr. Hacene Azizi, professeur à l'université Ferhat Abbas, d'accepter de présider le jury. Merci au Pr. Kharfi Fayçal, professeur à l'université Ferhat Abbas, Pr. Toutaoui Khelassi Nadia, professeur au centre de recherche nucléaire d'Alger et au Pr. Khelifi Rachid, professeur à l'université Saad Dahlab de Blida, d'avoir accepté de faire partie du jury. Je les remercie pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail, pour leur disponibilité et leurs discussions.

C'est dans le cadre de la convention entre l'Université de Sétif 1 et le Centre de Lutte Contre le Cancer (CLCC), et entre le Laboratoire Optoélectronique et composant et le Département de Physique, que j'ai eu la possibilité de faire la partie expérimentale de ma thèse au niveau du service de radiothérapie du CLCC de Sétif. C'est une chance dont j'ai mesuré l'ampleur au quotidien pendant ma thèse. La concentration d'autant de compétences scientifiques, techniques et technologiques en fait réellement un cadre privilégié.

Je tiens à remercier particulièrement le Pr. Khadidja Boudaoud, et le Dr. Saad Khoudri. Responsables du service de radiothérapie à Sétif ainsi que toute l'équipe, pour leur accueil, leur disponibilité et leur professionnalisme.

Je tiens également à remercier très chaleureusement toute l'équipe du « LOC » pour leur accueil, leur bonne humeur et leur professionnalisme, tout au long de ma thèse en particulier : Pr Ounoughi, Pr Chegaar, Mme Fatma, Mme Ramdani, Mme Narimen et Mme Nassima.

L'enseignement de qualité dispensé par le Master 2 à la Faculté des Sciences de L'Université de Sétif 1 a également su nourrir mes réflexions et a représenté une profonde satisfaction intellectuelle, merci donc à tous les enseignants-chercheurs du département de physique. Je remercie en particulier Les professeurs Adouda Adjiri, Kharfi Fayçal, Hacene Azzizi, Belhoucine, Belkhatat, Chwaba, et le Docteur Batka.

Je tiens à remercier spécialement mon ami le professeur Bourboune Fateh qui m'a beaucoup appris sur les défis à relever dans le monde. A la fois philosophe et scientifique, il m'a accordé sa confiance en partageant ses connaissances et expériences. Merci pour votre présence, vos encouragements et pour nos longues discussions.

Et bien sûr, je tiens à exprimer sincèrement et tendrement toute ma gratitude à mes très chers parents, Hacene et Amel, qui ont toujours été là pour moi. Je remercie mes frères Yahia et Idris, pour leurs encouragements.

Enfin, je remercie mes amis fidèles Roubhi Salim, Cheniti Islem et Said Abdelghafour Messalti qui ont toujours été là pour moi. Leur soutien inconditionnel et leurs encouragements ont été d'une grande aide.

Table des matières

Remerciements

Acronymes

Table des illustrations

Introduction générale.....	1
----------------------------	---

Chapitre 01 : Physique des mini faisceaux

1. Les mini-faisceaux : historique et définition	5
2. Problématique des petits champs	5
2.1. Conditions liées au faisceau.....	6
2.2. Conditions liées au détecteur	8
3. Plage d'équilibre des particules chargées latérales.....	9
4. Caractéristiques des dosimètres utilisés	10
5. Définition des FOCs et des Conditions des mesures	11
6. Dosimétrie relative des petits champs statiques	14
7. Problématique	17
8. Objectif de la thèse.....	20

Chapitre 02 : Validation dosimétriques des PSFs par simulation Monte Carlo

1. Introduction.....	22
2. Simulation numérique à l'aide du code PENELOPE	22
2.1. La méthode Monte Carlo	22
2.2. Présentation du code de calcul PENELOPE	23
2.3. Algorithme du transport dans PENELOPE	24
2.4. Outils et paramètres de simulation pour PENELOPE	27
2.5. Techniques de réduction de variance.....	29
2.6. Géométries dans PENELOPE	30
3. Accélérateur linéaire de type Varian iX du CLCC de Sétif	32
3.1. Description de la tête d'irradiation du Varian iX	34
3.2. Modélisation de la tête d'irradiation du Varian iX.....	35
3.3. Géométrie	39
3.3.1. La cible	42
3.3.2. Le collimateur primaire et fenêtre de sortie.....	42
3.3.3. Le filtre égalisateur et feuilles de diffusion	43
3.3.4. Les Chambres Monitrices.....	45
3.3.5. Le miroir	45
3.3.6. Les Collimateurs secondaires	46
3.3.7. Les applicateurs.....	46
4. Résultats et Discussion	47
4.1. Monte Carlo du fichier d'espace de phase (PSF)–Photons	47
4.2. Monte Carlo du fichier d'espace de phase (PSF) -Electrons	51
5. Conclusion	54

Table des matières

Chapitre 03 Validation des mesures dosimétriques dans un fantôme d'eau

1. Introduction.....	56
2. Ajustement du modèle pour Varian iX.....	56
2.1. Optimisation par comparaison des données dosimétriques de base mesurées et calculées.....	57
2.2. Optimisation par comparaison de la dose absolue mesurée et calculée.....	57
3. Résultats et Discussion.....	61
3.1. Mesures et validation de PSF en mode relatif–Photons en milieu homogène	61
3.2. Mesures et validation de PSF en mode absolu–Photons en milieu homogène	68
3.3. Mesures et validation de PSF en mode relatif–Electrons en milieu homogène	70
4. Applications dans les petits champs en milieu hétérogène	74
4.1. Calcul de la dose pour les photons dans le TPS	74
4.2. Modélisation MC de la géométrie hétérogène	75
5. Résultats en milieu hétérogène et Discussions	77
5.1. Interface EAU/OS.....	77
5.2. Interface EAU/POUMON	80
5.3. Interface à cinq insertions	83
6. Conclusion	86

Chapitre 04 : Etudes et corrections de la réponse des détecteurs dans les mini-faisceaux

1. Introduction.....	86
2. Données dosimétriques de base	86
3. Mesures expérimentales du rapport d'ouverture du collimateur	87
4. Modélisation des détecteurs dans un fantôme d'eau.....	89
5. Paramètre de simulation Monte Carlo.....	91
6. Discussions et résultats.....	93
7. Conclusion	100

Conclusion générale et perspectives

Références

Acronymes

IRSN : Institut de radioprotection et de sûreté nucléaire

ASN : Autorité de sûreté nucléaire

AFSSAPS : Agence Française de Sécurité Sanitaire des Produits de Santé

IMRT : Radiothérapie par modulation d'intensité

AAA : Analytical Anisotropic Algorithm

PBC : Pencil Beam Convolution

TDM : Tomodensitométries

TRS-398 : Technique Rapport Série 398

TRS-483 : Technique Rapport Série 483

PENELOPE : PENetration and Energy LOss of Positons and Electrons

KERMA : Kinetic Energy Rest Masse

TCPE : Equilibre Transitoire des Particules Chargées

IAEA : International Atomic Energy Agency

LINAC : LINear particle Accelerator

MC : Monte Carlo

Exp : Expérimentale

2D : Deux dimensions

3D : Trois dimensions

LCPE : Lateral Charged Particle Equilibrium (Equilibre de Particule Chargé Latéralement)

rLCPE : Définie comme le rayon minimum Equilibre de Particule Chargé Latéralement

FWHM : Full Width at Half Maximum (Pleine largeur à mi-hauteur)

TPR : Tissue Phantom Ratio (rapport tissu fantôme)

FOC ou $\Omega_{Q_{clin}Q_{msr}}^{f_{clin}f_{msr}}$: Facteurs d'ouverture du collimateur.

Acronymes

MLC : MultiLeaf Collimator (collimateur multi-lames)

PDD : Percentage Depth Dose (rendement en profondeur)

ROI : Region Of Interest (région d'intérêt)

SDD : Source-to-Detector Distance (distance source-détecteur)

SSD : Source-to-Surface Distance (distance source-surface)

TPS : Treatment Planning System (système de planification de traitement)

DCS : Sections Efficaces Différentielles

PDF : Fonctions de Distribution de Probabilité

HPC : High Performance Calculator

LPM : Libre Parcours Moyen

PSF : Espace de phase

CBCT : Cone Beam Computed Tomography

UM : Unité Monitrice

f_{clin} : Taille de champs clinique

f_{msr} : Taille de champs de référence (machine spécifique référence)

$D_{W,Q_{msr}}^{f_{msr}}$: Dose absorbée à l'eau, à la profondeur de référence dans l'eau, pour f_{msr} pour un faisceau d'un indice de qualité Q_{msr}

$D_{W,Q_{clin}}^{f_{clin}}$: Dose absorbée à l'eau, à une profondeur de référence dans l'eau, pour un champ clinique f_{clin} pour un faisceau d'un indice de qualité Q_{clin}

$M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}$: Lecture du dosimètre dans le champ f_{clin}

$M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}$: Lecture du dosimètre dans le champ f_{msr}

$K_{Q_{clin}Q_{msr}}^{f_{clin}f_{msr}}$: Facteur de correction des petits champs

Acronymes

$D_{\text{CH-Monitor}}$: Valeur moyenne dans le volume d'air de la chambre Monitrice de la simulation MC

$D_{\text{CH-Monitor}}^{\text{abs}}$: Valeur moyenne absolue dans le volume d'air de la chambre Monitrice de la simulation MC

$D_{\text{CH-Monitor}}^{\text{FR}}$: Contribution à $D_{\text{CH-Monitor}}$ due au faisceau entrant dans la chambre du moniteur par le haut de la simulation MC

$D_{\text{CH-Monitor}}^{\text{BC}}$: Contribution à $D_{\text{CH-Monitor}}$ due aux particules rétrodiffusées par les mâchoires de la simulation MC

$D_{\text{pen}}^{\text{abs}}$: Dose absolue dans un point à l'intérieur d'un fantôme de la simulation MC

D_{pen} : Dose dans un point à l'intérieur d'un fantôme de la simulation MC

$D_{\text{pen}}^{\text{abs,cv}}$: Dose absolue dans un point à l'intérieur d'un fantôme de la simulation MC normalisée par le nombre de particules incidentes sur la cible à 1UM

$D_{\text{pen}}^{\text{cv}}$: Dose dans un point à l'intérieur d'un fantôme de la simulation MC normalisée par le nombre de particules incidentes sur la cible à 1UM

N_{mb_e} : Nombre d'électrons sur la cible

Figures

- Fig. 1.1.** Série de rapports techniques TRS-483
- Fig. 1.2.** L'effet du chevauchement des pénombres au niveau FWHM du profile du faisceau pour les petits champs
- Fig. 1.3.** Illustration schématique de l'effet d'occlusion de la source
- Fig. 1.4.** Illustration de l'effet de perte d'équilibre des particules chargées latérales
- Fig. 1.5.** Géométrie zoomée sur la tête des détecteurs PTW 30013, PTW 31013, PTW 31010, PinPoint3D PTW 31016 et la Diode-E PTW 60017 (de la gauche vers la droite)
- Fig. 1.6.** Positionnement de la chambre d'ionisation et la diode vers le point effectif de la mesure selon le protocole IAEA.
- Fig. 1.7.** Illustration de la passation de la dosimétrie de référence à la dosimétrie relative
- Fig. 1.8.** Facteurs de correction de sortie pour la Diode-EPTW-60017(TRS 483)
- Fig. 1.9.** Facteurs de correction de sortie pour le détecteur PinPoint-3D PTW-31016 (TRS 483)
-
- Fig. 2.1.** Synopsis Algorithme du transport dans PENELOPE
- Fig. 2.2.** HPC utilisé dans notre travaille qui est hébergé au sein du LOC
- Fig. 2.3.** Différentes coupes de surface dans la géométrie de PENELOPE
- Fig. 2.4.** Type de rayonnements de l'accélérateur Linéaire de type Varian iX.
- Fig. 2.5.** Schéma d'irradiation pour un faisceau de photon
- Fig. 2.6.** Schéma d'irradiation pour un faisceau d'électron.
- Fig. 2.7.** 3D-gview de Varian iX en mode photon
- Fig. 2.8.** 3D-gview de Varian iX en mode électron
- Fig. 2.9.** 3D-gview de la cible d'irradiation
- Fig. 2.10.** 3D-gview une coupe axiale suivant z pour le collimateur primaire
- Fig. 2.11.** 3D-gview Filtre égalisateur uniquement pour les photons 6MV
- Fig. 2.12.** 3D-gview feuilles de diffusion uniquement pour les électrons 6, 9, 12 et 20 MeV
- Fig. 2.13.** 3D-gview chambre d'ionisation
- Fig. 2.14.** 3D-gview du miroir

Table des illustrations

Fig. 2.15. 3D-gview du Collimateur secondaire (Mâchoires)

Fig. 2.16. 3D-gview des applicateurs 6x6 et 10x10 cm²

Fig. 2.17. Spectre d'énergie (distribution spectrale) pour un faisceau de photons de 6 MV obtenu à partir d'une simulation MC pour les champs standard à SSD 100 cm.

Fig. 2.18. Spectre d'énergie (distribution spectrale) pour un faisceau de photons de 6 MV obtenu à partir d'une simulation MC pour petits champs à SSD 100 cm.

Fig. 2.19. Contributions des photons et des électrons au spectre d'énergie totale (distribution spectrale) obtenue à partir de la simulation MC pour 6MV Varian iX, taille de champ 10x10 cm² à SSD 100 cm.

Fig. 2.20. Résultats MC de la distribution 2D (X, Y) (à gauche) et 3D (1 / cm³) (à droite) des particules dans le PSF pour 6 MV à 100 cm SSD pour une taille de champ de 10x10 cm².

Fig. 2.21. Résultats MC de 2D (X, Y), coordonnées des particules dans le PSF pour 6 MV à 100 cm SSD: à gauche: taille de champ de 0,5x0,5 cm², à droite: taille du champ 3x3 cm².

Fig. 2.22. Les espaces de la phase pour les deux applicateurs 6x6 cm² et 10x10 cm²

Fig. 2.23. Spectre d'énergie (distribution spectrale) pour un faisceau d'électron de 6MeV obtenu à partir d'une simulation MC.

Fig. 2.24. Spectre d'énergie (distribution spectrale) pour un faisceau d'électron de 9 MeV obtenu à partir d'une simulation MC.

Fig. 2.25. Spectre d'énergie (distribution spectrale) pour un faisceau d'électron de 20 MeV obtenu à partir d'une simulation MC.

Fig. 3.1.a Pourcentage de la dose de profondeur la ligne continue est expérimentale et les points orange sont la simulation MC PENELOPE pour un champ de 10x10cm²

Fig. 3.1.b Pourcentage de la dose de profondeur la ligne continue est expérimentale et les points orange sont la simulation MC PENELOPE pour un champ de 8x8cm².

Fig. 3.1.c Pourcentage de la dose de profondeur la ligne continue est expérimentale et les points orange sont la simulation MC PENELOPE pour un champ de 6x6cm²

Fig. 3.1.d Pourcentage de la dose de profondeur la ligne continue est expérimentale et les points orange sont la simulation MC PENELOPE pour un champ de 4x4cm².

Fig. 3.1.e Pourcentage de la dose de profondeur la ligne continue est expérimentale et les points orange sont la simulation MC PENELOPE pour un champ de 2x2cm².

Table des illustrations

Fig. 3.1.e Pourcentage de la dose de profondeur la ligne continue est expérimentale et les points orange sont la simulation MC PENELOPE pour un champ de $1 \times 1 \text{ cm}^2$.

Fig. 3.2. MC PENELOPE 3D profils à 1,4 et 10 cm de profondeur pour un champ de 10×10 , 6×6 et $2 \times 2 \text{ cm}^2$.

Fig. 3.3.a. Mesures expérimentales à 1,4 et 10 cm respectivement pour des lignes de profil continues et discontinues. Les points rouge et bleu sont les résultats de MC PENELOPE à 1,4 et 10 cm de profondeur respectivement pour un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

Fig. 3.3.b. Mesures expérimentales à 1,4 et 10 cm respectivement pour des lignes de profil continues et discontinues. Les points rouge et bleu sont les résultats de MC PENELOPE à 1,4 et 10 cm de profondeur respectivement pour un champ de $8 \times 8 \text{ cm}^2$.

Fig. 3.3.c. Mesures expérimentales à 1,4 et 10 cm respectivement pour des lignes de profil continues et discontinues. Les points rouge et bleu sont les résultats de MC PENELOPE à 1,4 et 10 cm de profondeur respectivement pour un champ de $6 \times 6 \text{ cm}^2$.

Fig. 3.3.d. Mesures expérimentales à 1,4 et 10 cm respectivement pour des lignes de profil continues et discontinues. Les points rouge et bleu sont les résultats de MC PENELOPE à 1,4 et 10 cm de profondeur respectivement pour un champ de $4 \times 4 \text{ cm}^2$.

Fig. 3.3.e. Mesures expérimentales à 1,4 et 10 cm respectivement pour des lignes de profil continues et discontinues. Les points rouge et bleu sont les résultats de MC PENELOPE à 1,4 et 10 cm de profondeur respectivement pour un champ de $2 \times 2 \text{ cm}^2$.

Fig. 3.4.a. Pourcentage de la dose de profondeur la ligne continue est expérimentale et les points sont la simulation MC PENELOPE pour un applicateur de $6 \times 6 \text{ cm}^2$ pour l'énergie 6 MeV.

Fig. 3.4.b. Pourcentage de la dose de profondeur la ligne continue est expérimentale et les points sont la simulation MC PENELOPE pour un applicateur de $6 \times 6 \text{ cm}^2$ pour l'énergie 9 MeV.

Fig. 3.4.c. Pourcentage de la dose de profondeur la ligne continue est expérimentale et les points sont la simulation MC PENELOPE pour un applicateur de $6 \times 6 \text{ cm}^2$ pour l'énergie 20 MeV.

Fig. 3.5.a. Pourcentage de la dose de profondeur la ligne continue est expérimentale et les points sont la simulation MC PENELOPE pour un applicateur de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ pour l'énergie 6 MeV.

Fig. 3.5.b. Pourcentage de la dose de profondeur la ligne continue est expérimentale et les points sont la simulation MC PENELOPE pour un applicateur de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ pour l'énergie 9 MeV.

Fig. 3.5.c. Pourcentage de la dose de profondeur la ligne continue est expérimentale et les points sont la simulation MC PENELOPE pour un applicateur de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ pour l'énergie 20 MeV.

Table des illustrations

Fig. 3.6. Á la droite fantôme virtuel d'eau hétérogène avec un matériau osseux ou pulmonaire modélisé dans l'Eclipse TPS. A la gauche, le même fantôme à eau est modélisé avec le code PENELOPE et visualisé à l'aide du gview-2D

Fig. 3.7. Á la droite le fantôme virtuel d'eau hétérogène avec cinq inserts (Os / Cartilage / Poumon / Adipeux / Muscle) comme matériaux modélisés dans l'Eclipse TPS. Á la gauche, le même fantôme est modélisé avec le code PENELOPE et visualisé à l'aide du gview-2D

Fig. 3.8.a. La courbe représente le pourcentage de dose en profondeur. Rouge, vert et noir représentent respectivement les algorithmes AAA, PBC et MC-PENELOPE. Pour partie hétérogène (Eau / Os), pour le champ 1x1 cm².

Fig. 3.8.b. La courbe représente le pourcentage de dose en profondeur. Rouge, vert et noir représentent respectivement les algorithmes AAA, PBC et MC-PENELOPE. Pour partie hétérogène (Eau / Os), pour le champ 2x2 cm².

Fig. 3.8.c. La courbe représente le pourcentage de dose en profondeur. Rouge, vert et noir représentent respectivement les algorithmes AAA, PBC et MC-PENELOPE. Pour partie hétérogène (Eau / Os), pour le champ 3x3 cm².

Fig. 3.8.d. La courbe représente le pourcentage de dose en profondeur. Rouge, vert et noir représentent respectivement les algorithmes AAA, PBC et MC-PENELOPE. Pour partie hétérogène (Eau / Os), pour le champ 5x5 cm².

Fig. 3.9.a. La courbe représente le pourcentage de dose en profondeur. Rouge, vert et noir représentent respectivement les algorithmes AAA, PBC et MC-PENELOPE. Pour partie hétérogène (Eau / Poumon), pour le champ 1x1 cm².

Fig. 3.9.b. La courbe représente le pourcentage de dose en profondeur. Rouge, vert et noir représentent respectivement les algorithmes AAA, PBC et MC-PENELOPE. Pour partie hétérogène (Eau / Poumon), pour le champ 2x2 cm².

Fig. 3.9.c. La courbe représente le pourcentage de dose en profondeur. Rouge, vert et noir représentent respectivement les algorithmes AAA, PBC et MC-PENELOPE. Pour partie hétérogène (Eau / Poumon), pour le champ 3x3 cm².

Fig. 3.9.d. La courbe représente le pourcentage de dose en profondeur. Rouge, vert et noir représentent respectivement les algorithmes AAA, PBC et MC-PENELOPE. Pour partie hétérogène (Eau / Poumon), pour le champ 5x5 cm².

Fig. 3.10.a. Les courbes représentent le pourcentage de profondeur de la dose. Rouge, vert et noir représentent respectivement les algorithmes AAA, PBC et MC-PENELOPE. Pour les cinq inserts d'hétérogène (eau / corticale / os / poumon / adipeux / muscle / eau), pour 1x1 cm².

Table des illustrations

Fig. 3.10.b. Les courbes représentent le pourcentage de profondeur de la dose. Rouge, vert et noir représentent respectivement les algorithmes AAA, PBC et MC-PENELOPE. Pour les cinq inserts d'hétérogène (eau / corticale / os / poumon / adipeux / muscle / eau), pour $2 \times 2 \text{ cm}^2$.

Fig. 3.10.c. Les courbes représentent le pourcentage de profondeur de la dose. Rouge, vert et noir représentent respectivement les algorithmes AAA, PBC et MC-PENELOPE. Pour les cinq inserts d'hétérogène (eau / corticale / os / poumon / adipeux / muscle / eau), pour $3 \times 3 \text{ cm}^2$.

Fig. 3.10.d. Les courbes représentent le pourcentage de profondeur de la dose. Rouge, vert et noir représentent respectivement les algorithmes AAA, PBC et MC-PENELOPE. Pour les cinq inserts d'hétérogène (eau / corticale / os / poumon / adipeux / muscle / eau), pour $5 \times 5 \text{ cm}^2$.

Fig. 4.1. Schéma représentant les différentes distances entre le faisceau, le fantôme d'eau et le détecteur.

Fig. 4.2. Définition du facteur d'ouverture du collimateur dans le cas du Varian iX

Fig. 4.3. Modèle 3D selon les plans du fabricant du PinPoint-3D type PTW T31016 micro-chambre (à gauche) et Diode-E type PTW T60017 non blindée (à droite). Les modèles sont simulés en utilisant Pengeom/PENELOPE (Salvat, 2014)

Fig. 4.4. Modèle 2D d'un cylindre de 0.785 mm^2 de surface circulaire et de $30 \mu\text{m}$ d'épaisseur dans un fantôme d'eau. Le modèle est simulé en utilisant Pengeom/PENELOPE (Salvat, 2014)

Fig. 4.5. Mesures du facteur de sortie donné et résultats du MC

Fig. 4.6.a. Comparaison des facteurs de correction de sortie MC actuels du détecteur Diode-E T60017 non blindé (orientation parallèle) avec les données TRS 483 (AAPM, 2017), mesures et calculs récents. Les lignes sont les limites suggérées dans TRS 483

Fig. 4.6.b Comparaison des facteurs de correction de sortie MC actuels du détecteur à micro-chambre PinPoint 3D T31016 (orientation perpendiculaire) avec les données TRS 483 (AAPM, 2017), mesures récentes et calculs. Les lignes sont les limites de TRS 483. Exp1, données expérimentales d'Elekta Versa HD; Exp2, données expérimentales de la machine Varian

Fig. 4.7.a. Facteurs de correction de sortie MC pour le détecteur Diode-E T60017 (orientation parallèle) par rapport aux données TRS 483 MC de Benmakhlouf et al. (2014).

Fig. 4.7.b. Facteurs de correction de sortie MC pour le détecteur PinPoint 3D T31016 (orientation perpendiculaire) par rapport aux données TRS 483 MC de Benmakhlouf et al. (2014).

Table des illustrations

Fig. 5.1. Facteurs de correction de sortie pour les détecteurs Exradin A14SL et A26 (TRS483)

Fig. 5.2. Facteurs de correction de sortie pour les détecteurs PinPoint PTW-31006 et PTW-31014 (TRS483)

Fig. 5.3. Facteurs de correction de sortie pour les détecteurs Diodes PTW-60008 et IBA-SFD (TRS483)

Tableaux

Tableau 1.1. Caractéristiques des dosimètres utilisés pour la mesure des FOC

Tableau 1.2. Tous les détecteurs (Chambre d'ionisation + Semi-conducteur) utilisés dans TRS-483 pour les petits champs

Tableau 2.1. Paramètres de simulation des trois parties de l'accélérateur

Tableau 2.2. Les énergies utilisées pour validation des PSF

Tableau 3.1. Doses absolues expérimentales et MC pour un champ de 10 x 10 cm²

Tableau 3.2. Doses absolues expérimentales et MC pour un champ de 6 x 6 cm²

Tableau 3.3. Doses absolues expérimentales et MC pour un champ de 4 x 4 cm²

Tableau 3.4. Les paramètres de simulation utilisés dans l'évaluation des algorithmes du TPS dans les mini-faisceaux.

Tableau 3.5. Les erreurs maximales des deux algorithmes AAA et PBC par rapport à MC

Tableau 4.1. Les mesures expérimentales des FOCs pour les cinq dosimètres.

Tableau 4.2. Valeur simulation MC dans un cylindre de 0.785 mm² de surface circulaire ; 30 µm d'épaisseur

Tableau 4.3. Facteurs de correction de sortie calculés par MC de la Diode-E T60017 non blindée et PinPoint-3D T31016 pour le faisceau de photons 6MV

Introduction générale

Introduction générale

La radiothérapie externe est une modalité dominante et très efficace pour la destruction des tumeurs non invasives. Les techniques et le niveau de performance ont considérablement augmentés (Mijinheer, 2017). En radiothérapie clinique, l'utilisation de faisceaux de photons de l'ordre du méga volts d'énergies et de tailles de champ différents nécessite une dosimétrie améliorée avec une grande précision (Mayles et al., 2007; Khan et al., 2016; Andreo et al., 2017). En pratique, les machines de photons et électrons à hautes énergies (Accélérateurs Linéaires) fonctionnent en respectant des protocoles et des conditions de références préétablies. En général, en radiothérapie conventionnelle, les faisceaux utilisés sont de taille moyenne ou bien large. En radiothérapie moderne, généralement, des petits faisceaux de radiations sont utilisés pour maintenir les organes à risques à un niveau de dosage le plus bas que possible; cela nécessite une nouvelle mise en service des accélérateurs linéaires prenant compte des nouveaux paramètres de sortie des accélérateurs pour des petits faisceaux de champs 0.5×0.5 jusqu'à $10 \times 10 \text{cm}^2$.

Actuellement, il existe une référence métrologique pour mesurer la dose dans les mini-faisceaux. Il s'agit du protocole IAEA 483 (International Atomic Energy Agency) publié en 2017, utilisé pour calculer la dose absorbée dans les petits champs. Les mini-faisceaux utilisés en radiothérapie sont caractérisés par un manque d'équilibre électronique latéral ; les techniques et les algorithmes commerciaux de dosimétrie actuels au niveau du CAC de Sétif ne sont pas tout-à-fait adaptés pour réaliser la dosimétrie de ce type de faisceaux. D'une part, les données de base nécessaires au paramétrage du TPS, notamment les facteurs d'ouverture du collimateur (FOC), peuvent présenter une dispersion allant jusqu'à plusieurs dizaines de pourcents lors de mesures avec différents détecteurs (Verhaegen et al., 1998 ; Das et al., 2000 ; Cheng et al., 2007 ; Das et al., 2008). D'autre part, la plupart des algorithmes de calculs implémentés dans les TPS ne permettent pas de modéliser correctement les phénomènes physiques propres aux faisceaux de photons de petites dimensions utilisés en radiothérapie (Wilcox et al., 2008 ; Ma et al., 2008). D'où la nécessité de corriger les facteurs de sortie pour les deux détecteurs dédiés pour les petits champs. Pour dériver ces derniers pour des détecteurs de petit champ, il existe dans la littérature, trois types d'ensembles de corrections qui ont été utilisés par plusieurs auteurs. La première méthode est la méthode de lecture, c'est une méthode purement expérimentale qui consiste à corriger les détecteurs dans les petits champs vis à vis d'un autre détecteur de référence. La deuxième méthode est une méthode hybride entre la méthode de lecture et méthode de MC.

Dans cette méthode on corrige les lectures expérimentales réalisées au niveau du CAC vis-à-vis des calculs de la dose dans un petit volume d'eau par MC. La troisième méthode est la méthode de MC qui est la plus importante et la plus précise, est une correction MC dans laquelle tous les facteurs sont calculés au moyen de simulations MC qui est dérivée du formalisme (Alfonso et al., 2008).

En général, les logiciels commerciaux sont analytiques et solides; cependant, pour une précision élevée, les calculs de Monte Carlo (MC) sont bien adaptés à la radiothérapie (Seco et Verhaegen, 2013). Des algorithmes MC simplifiés mais valides sont déjà utilisés dans les centres cliniques et beaucoup d'efforts sont consacrés à la mise en œuvre de calculs complets de MC. L'opinion générale de l'AIEA est que les simulations de MC pour la radiothérapie donnent des distributions de doses correctes qui sont considérées comme des doses de référence par rapport aux approximations des systèmes de planification du traitement (TPS). Nos objectifs sont cohérents avec cette perspective en mettant en œuvre les calculs de MC comme outil de référence. En ce qui concerne l'utilisation de PSF précis dans les simulations MC, plusieurs auteurs ont souligné l'importance des paramètres utilisés pour modéliser la tête de l'accélérateur linéaire pour les profils simulés, les courbes de dose en profondeur et les facteurs de sortie. En effet, la connaissance de la précision de la source de rayonnement avec / sans filtre d'aplatissement pour accélérateurs affecte la certitude de la PSF (Capote et al., 2006). L'influence de la modélisation de la tête d'accélérateur, en termes de taille focale incidente sur la cible et l'énergie électronique incidente, a été précédemment abordée (Scott et al., 2009; Francescon et al., 2011; Sterpin et al., 2011) et a abouti à un effet significatif de la taille du spot de l'accélérateur linéaire sur les facteurs de correction résultants. En conséquence, même si deux machines du même type sont modélisées, les ensembles de données mesurées différeront et les paramètres ajustés dans le modèle MC différeront également. D'où la nécessité de simuler et valider notre propre accélérateur. La modélisation MC présentée ici contribue de manière significative dans notre centre de cancérologie; il ajoute un outil précieux de calculs et de validation dans différentes données de mise en service. Nous utilisons le code de simulation MC PENELOPE (Salvat, 2015) dans nos calculs et il répond très bien au test FANO (Lee, 2018). Il s'agit d'un système de simulation puissant éprouvé (Sempau et al., 2004, 2011; Hugtenburg et al., 2007; Hugtenburg, 2009; Sempau et Andreo, 2011; Benmakhlouf et al., 2014; Salvat, 2014; Hugtenburg et Reynard, 2020; Reynard et Hugtenburg, 2020) pour le transport d'électrons, de positons et de photons. En

conséquence, il est bien adapté dans notre cas pour simuler la tête d'accélérateur en modes photons et électrons avec / sans fantômes et dosimètres.

Le premier chapitre de ce manuscrit présente les problèmes dosimétriques liés aux mini-faisceaux et du nouveau formalisme de l'IAEA (Alfonso et al., 2008); les différentes caractéristiques des dosimètres utilisés pour la mesure du FOC et la physique de la dosimétrie relative des petits champs.

Le second chapitre est consacré à la détermination, par simulation Monte Carlo à un développement des modèles numériques, à l'aide du code PENELOPE, pour la modélisation de la tête d'irradiation du Varian iX. Ensuite, les données de base des espaces de phases (PSFs) obtenues par simulation sont comparées à celles mesurées au niveau du centre de lutte contre le cancer de Sétif sont analysés et discutés.

Le troisième chapitre d'une part, prolonge la validation et la confirmation des résultats du second chapitre par la validation des PSFs en modes relatif et absolu pour les photons et uniquement en mode relatif pour les électrons vis-à-vis des mesures réalisées expérimentalement sur la machine Varian iX à l'aide de différents détecteurs.

D'autre part une étude réalisée comme application dans les petits champs. L'évaluation dosimétrique des algorithmes AAA et PBC par rapport à MC, afin de mieux comprendre les phénomènes physiques propres aux mini-faisceaux.

Le quatrième chapitre est dédié à l'étude et les corrections de la réponse des détecteurs dans les mini-faisceaux Pour cela, deux détecteurs ont été modélisés (Diode-E et PinPoint3D) afin de quantifier l'importance de l'effet des petits champs qui interviennent sur la réponse des détecteurs en mini-faisceaux.

Chapitre 01

Physique des mini faisceaux

1. Les mini-faisceaux : historique et définition

Tout commence en avril 2007, le CHU de Toulouse en France déclare une surexposition concernant des patients traités en radiothérapie stéréotaxique. Suite à cet accident, l'Institut de radioprotection et de sûreté nucléaire (IRSN), mandaté par l'Autorité de sûreté nucléaire (ASN) et l'Agence française de sécurité sanitaire des produits de santé (Afssaps), pilote une étude sur la problématique de la mesure de la dose dans les faisceaux de photons de très petites dimensions. En radiothérapie des petits champs, on utilise la convergence de faisceaux de photons de haute énergie générés par des accélérateurs médicaux d'électrons de tension accélératrice nominale inférieure ou égale à 10 MV de petites dimensions, obtenue par une collimation statique. Ces faisceaux sont appelés « mini-faisceaux ». L'utilisation de ce type de faisceaux permet une conformation aux tumeurs de petites tailles impossible par les traitements classiques. Ils permettent de traiter de façon non invasive des tumeurs malignes situées dans ou à proximité d'organes critiques que ce soit en radiothérapie stéréotaxique (fractionnement du traitement), en radio-chirurgie (forte dose en une seule séance) ou en radiothérapie conformationnelle avec modulation d'intensité (IMRT).

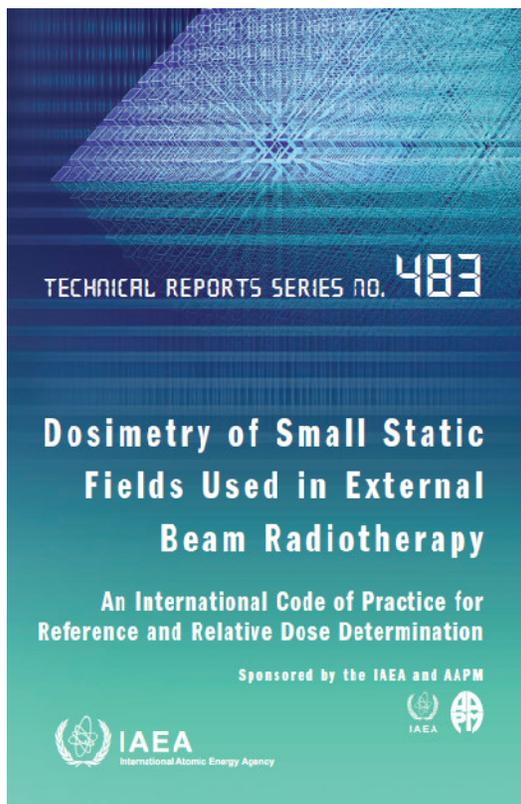


Fig. 1.1. Série de rapports techniques TRS-483

2. Problématique des petits champs

Les petits champs en radiothérapie externe sont créés par collimation en aval d'un faisceau de photons aplati ou non. Différents types de collimations sont utilisés, notamment des mâchoires et des MLC. Les petits champs de photons diffèrent des champs de référence conventionnels dans leurs dimensions latérales, ce qui provoque le chevauchement des pénombres des deux côtés du champ et rend la plupart des grands détecteurs couramment utilisés par rapport à la taille du champ de rayonnement. Ceci a des répercussions physiques sur la dosimétrie.

Au moins l'une des trois conditions physiques suivantes sera remplie pour qu'un faisceau de photons externe soit désigné petit par [AAPM, 2017](#), qui sont :

- Manque d'Equilibre de Particule Chargé sur l'axe du faisceau (LCPE).
- Occlusion partielle de la source primaire de photons par les dispositifs de collimation sur l'axe du faisceau.
- La taille du détecteur est similaire ou grande par rapport aux dimensions du faisceau.

Les deux premières caractéristiques sont liées au faisceau, tandis que la troisième est liée au détecteur pour une taille de champ donnée. Ces trois conditions entraînent un chevauchement entre la pénombre de champ et le volume du détecteur.

2.1. Conditions liées au faisceau

La perte de LCPE se produit dans les faisceaux de photons si la demi-largeur ou le rayon du faisceau est inférieur à la plage maximale d'électrons secondaires qui contribuent de manière significative à la dose absorbée. Cette condition a été quantifiée en évaluant le rayon minimum d'un champ de photons circulaire pour lequel le KERMA de collision dans l'eau et la dose absorbée dans l'eau ont atteint les valeurs déterminées par les conditions d'équilibre transitoire des particules chargées (TCPE) à large faisceau. Une illustration est montrée sur la Fig.1.2. L'absence de LCPE est problématique pour la dosimétrie utilisant les matériaux de détection autres que l'eau. Un paramètre pratique qui détermine quantitativement quand les tailles de champ sont petites, est la plage d'équilibre des particules chargées latérales (rLCPE), définie comme le rayon minimum d'un champ de photons circulaires pour lequel le KERMA de collision dans l'eau et la dose absorbée dans l'eau sont égaux au centre du champ (mis à part une correction pour le centre de production d'électrons en TCPE).

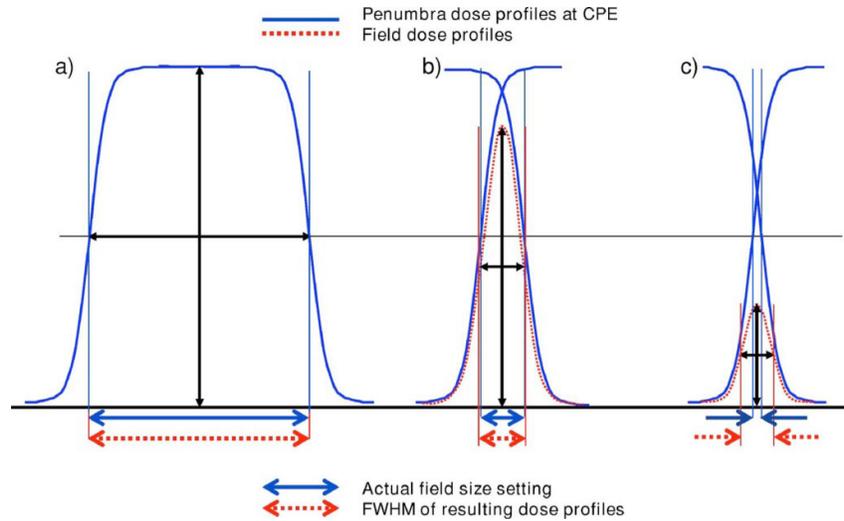


Fig. 1.2. L'effet du chevauchement des pénombres au niveau FWHM du profil du faisceau pour les petits champs

La deuxième condition est illustrée sur la Fig. 1.3 et est liée à la taille finie de la source de faisceau de photons primaires, la tache focale étendue, qui est généralement déterminée par le FWHM de la distribution de fluence des photons de bremsstrahlung sortant de la cible. Un petit champ créé par collimation qui protège une partie de la source de photons primaires finie produira une sortie de faisceau plus faible sur l'axe du faisceau par rapport aux tailles de champ où la source n'est pas partiellement bloquée. Cet effet d'occlusion de la source primaire devient important lorsque la taille du champ est comparable ou inférieure à la taille de la source primaire de photons. Pour les accélérateurs linéaires modernes où la taille de la source de photons primaires n'est pas supérieure à 5 mm, l'occlusion directe de la source se produit généralement à des tailles de champ plus petites que celles où commence le déséquilibre latéral des électrons. La perte de LCPE et l'effet d'occlusion de la source de photons primaires sont tous deux responsables d'une forte baisse de la sortie du faisceau avec une taille de champ décroissante.

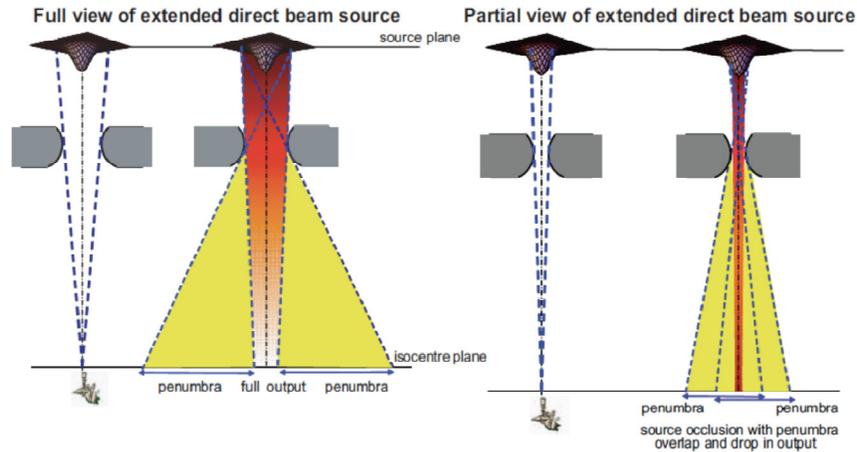


Fig. 1.3. Illustration schématique de l'effet d'occlusion de la source

Cette décroissance devient plus prononcée lorsque l'énergie du faisceau de photons augmente ou que la densité du milieu diminue dans les deux cas, les plages d'électrons augmentent.

2.2. Conditions liées au détecteur

La troisième caractéristique qui caractérise un petit champ est la taille du détecteur par rapport à la taille du champ de rayonnement. Un détecteur produit un signal proportionnel à la dose moyenne absorbée sur son volume sensible et ce signal est affecté par l'homogénéité de la dose absorbée sur le volume de détection. L'effet dans un petit champ est illustré sur la Fig. 1.4. Un processus de déconvolution serait nécessaire pour dériver la dose absorbée dans l'eau en un point à partir de ce signal. Outre la moyenne volumique, la perturbation de la fluence des particules chargées (et donc l'écart par rapport aux conditions de la théorie des cavités de Bragg – Gray) due à la présence d'un détecteur est un problème important et il faut noter que les deux effets sont toujours intriqués. En présence de gradients de dose importants et en l'absence de conditions LCPE, les perturbations de fluence deviennent importantes et difficiles à modéliser. Les corrections pour la moyenne des volumes auront également une plus grande incertitude. Les difficultés dosimétriques ainsi provoquées commencent à apparaître dès que les effets des gradients latéraux de dose absorbée et du déséquilibre des particules chargées atteignent le volume du détecteur. Pour ces raisons, on peut supposer que des conditions de petits champs existent lorsque le bord externe du volume du détecteur est à une distance du bord de champ inférieure au r_{LCPE} dans le milieu. Pour éviter cette condition dans les mesures d'axe central, la demi-largeur ou le rayon du faisceau doit être au moins aussi grand que r_{LCPE} plus la moitié de la taille du volume externe du détecteur.

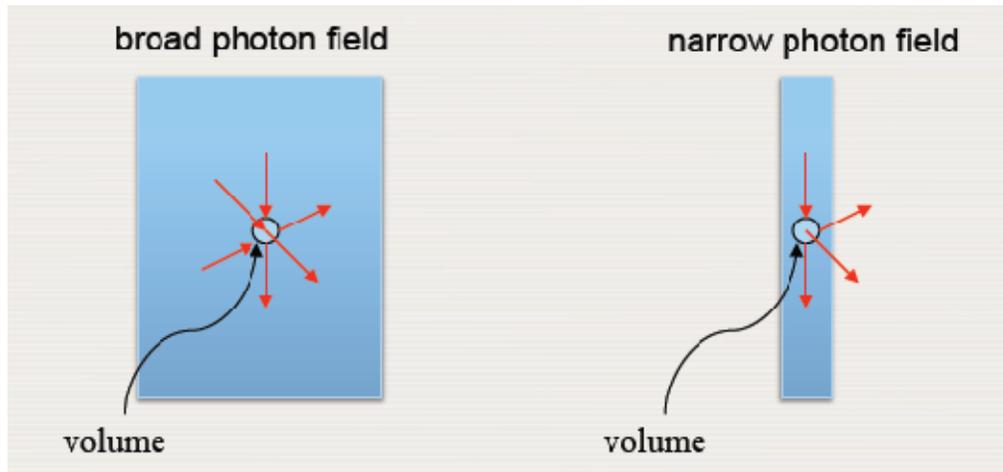


Fig. 1.4. Illustration de l'effet de perte d'équilibre des particules chargées latérales

3. Plage d'équilibre des particules chargées latérales

Le rLCPE est un paramètre important pour établir la relation entre la taille du champ et la taille minimale du détecteur pour laquelle les conditions LCPE existent. Le rLCPE dépend de l'énergie du faisceau et a été quantifié par [Li et al., 1995](#) ; qui a effectué des simulations de Monte Carlo de la dose absorbée à l'eau et au KERMA de l'eau dans l'eau pour des faisceaux de photons d'énergies nominales différentes. Le rLCPE a été calculé comme le rayon minimum d'un champ circulaire pour lequel la dose absorbée à l'eau au centre du champ est liée par un facteur constant au KERMA de l'eau dans l'eau. Des calculs de Monte Carlo mis à jour par [Papaconstadopoulos, 2016](#) ; ont été effectués pour ce paramètre, et exprimés en fonction de l'indice de qualité du faisceau de photons conventionnel $TPR_{20,10}(10)$, le rLCPE (en cm) est donné par:

$$r_{LCPE} = 8.369 \times TPR_{20,10}(10) - 4.382 \quad (1.1)$$

Lorsque l'indice de qualité du faisceau $\%dd(10,10)_x$ est utilisé, le rLCPE peut être dérivé en utilisant une relation approximative entre $\%dd(10,10)_x$ et le $TPR_{20,10}(10)$ par [Kalachet Rogers, 2003](#):

$$r_{LCPE} = 77.97 \times 10^{-3} \times \%dd(10,10)_x - 4.112 \quad (1.2)$$

4. Caractéristiques des dosimètres utilisés

La justesse de la dosimétrie des mini-faisceaux nécessite un soin particulier dans le choix des détecteurs en termes de résolution spatiale, d'équivalence eau des matériaux et de précision. Deux types de détecteurs actifs, disponibles dans le commerce et conçus pour être utilisés dans des faisceaux de faibles dimensions, ont été investigués durant ce travail : Une diode PTW 60017 et une chambre d'ionisation PinPoint PTW 31016. La liste des détecteurs actifs utilisés pour les mesures dans les petits champs illustrés dans la Fig. 1.6. Et leurs caractéristiques sont indiquées dans le Tableau 1.1.

La diode PTW 60017 est une diode non blindée, contrairement aux diodes blindées qui contiennent des éléments métalliques dans l'enrobage qui entoure le volume actif afin de stopper les photons de basses énergies provenant de la diffusion des photons primaires par le milieu. En effet, les photons interagissent à basse énergie dans le silicium de manière plus importante que dans l'eau par effet photo-électrique entraînant une sur-réponse des diodes aux basses énergies.

Type	référence	Volume actif	Matériaux	
			Détection	Enrobage
Chambres d'ionisations	PinPoint 3D Type 31016	0.015cc	Air	PMMA Graphite Aluminium
	PTW Type 31010	0.125cc		
	PTW Type 31013	0.3cc		
	PTW Type 30013	0.6cc		
Diode	PTW Type 60017 E	0,03 mm ³ (1 mm ² de surface circulaire ; 30 µm d'épaisseur)	Silicium	Epoxy RW3 FR4

Tableau 1.1. Caractéristiques des dosimètres utilisés pour la mesure des FOCs

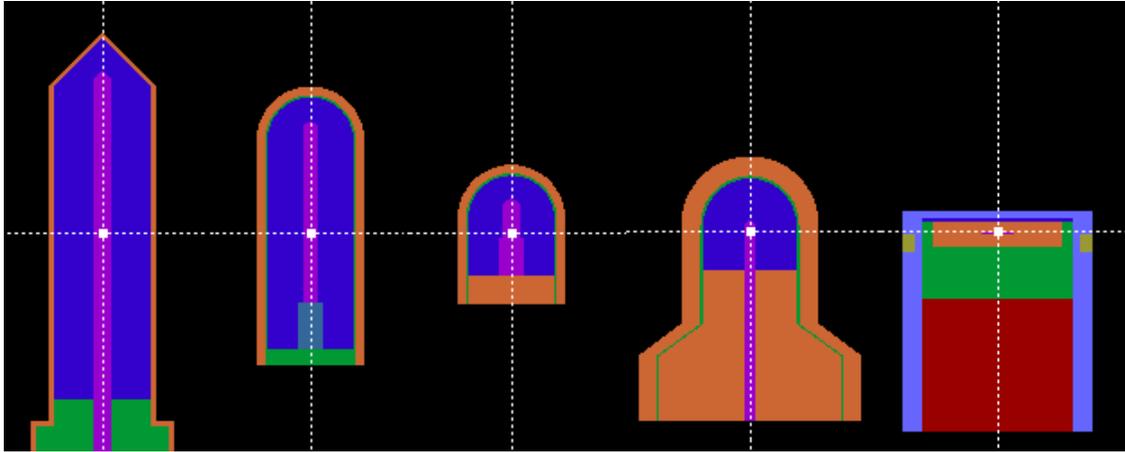


Fig. 1.5. Géométrie zoomée sur la tête des détecteurs PTW 30013, PTW 31013, PTW 31010, PinPoint3D PTW 31016 et la Diode-E PTW 60017 (de la gauche vers la droite)

5. Définition des FOCs et des Conditions des mesures

Les facteurs d'ouverture du collimateur (FOC) sont les facteurs qui permettent de calculer le débit de dose sur l'axe des faisceaux pour n'importe quelle taille de champ à partir du débit de référence. Le FOC est défini par le rapport de la dose absorbée sur l'axe du faisceau à la distance de référence, à la profondeur de référence, pour un champ de dimension f_{clin} , à la dose mesurée à la même distance et à la même profondeur pour le champ de référence, f_{msr}

$$\Omega_{Q_{clin}Q_{msr}}^{f_{clin}f_{msr}} = \frac{D_{W,Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{W,Q_{msr}}^{f_{msr}}} \quad (1.3)$$

Des conditions de mesure particulières peuvent être demandées par certains constructeurs pour alimenter en données de base leur TPS ; ces conditions doivent être respectées.

Nous avons réalisé des mesures de rendement en profondeur, des profils et des FOCs dans l'eau, avec des chambres d'ionisation et des diodes en choisissant le faisceau de photons de 6 MV pour une série de petits champs carrés définis par les mâchoires de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$, jusqu'à la taille de champ standard $10 \times 10 \text{ cm}^2$ avec un pas de 0.5cm.

L'ensemble de mesures réalisées avec les différents détecteurs a été précédé par le centrage du détecteur à l'aide de deux profils dosimétriques in-plane et cross-plane. Afin de réaliser des mesures des PDDs ou des profils, chaque détecteur a été décalé vers le point effectif de

mesure selon le protocole IAEA dans les faisceaux de photons de haute énergie Fig. 1.6 et donc pour des chambres d'ionisations le décalage à la surface de l'eau a été fait vers le bas. Contrairement à la diode vers le haut. Ce décalage a été réalisé par le Truffix et le Holder spécifique de chaque détecteur qui permettent le positionnement direct des dosimètres à leur point effectif.

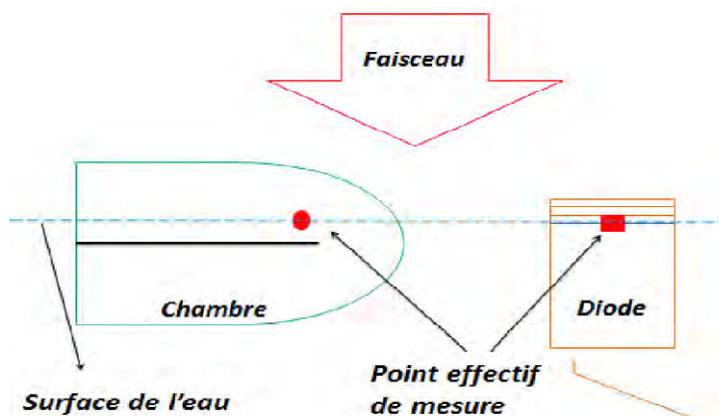


Fig. 1.6. Positionnement de la chambre d'ionisation et la diode vers le point effectif de la mesure selon le protocole IAEA.

Par rapport la mesure des FOCs, les détecteurs ont été placés à 10cm de profondeur pour la SSD de 100cm. Les détecteurs habituellement recommandés pour ce type de mesures en radiothérapie pour la dosimétrie relative dans les petits champs présente des défis supplémentaires tels que la nécessité d'utiliser des détecteurs de petit volume, la capacité de mesures à haute résolution spatiale et la nécessité de surmonter les problèmes de positionnement. Répondre à toutes les exigences citées est un défi pour la conception des détecteurs. On va essayer dans la présente section de présenter d'abord les caractéristiques génériques des détecteurs utilisés dans les mesures expérimentales dans notre travail à la dosimétrie sur petit champ.

- Les chambres d'ionisation classiques d'un volume de 0,3 à 0,6 cm³ ne conviennent pas à la dosimétrie relative dans les petits faisceaux car leur taille est trop grande et elles sous-estiment la dose absorbée à l'eau sur l'axe central d'un petit champ par [Alfonso et al, 2008](#). Ces chambres ioniques doivent être évitées pour les mesures de profil car les corrections pour les effets de moyenne de volume sont trop importantes.

- Les petites chambres d'ionisation à air d'un volume de 0,01 à 0,3 cm³ (mini-chambres, chambres PinPoint) se sont révélées appropriées pour les mesures de paramètres de champ jusqu'à 2 × 2 cm² (Laub et al, 2003 et Le et al, 201). Ils ont une réponse énergétique favorable aux photons de faible énergie et une réponse directionnelle uniforme. Ils sont également indépendants du débit de dose absorbée. Les effets de tige et de câble doivent être vérifiés et corrigés.

- Les diodes de silicium ont généralement un volume sensible suffisamment petit (typiquement <0,2 mm³) pour que les effets de moyenne de volume soient faibles. Cependant, leur dépendance angulaire n'est pas uniforme en raison de la construction interne et des matériaux utilisés, et peut varier de 3% en grandeur (Westermarck et al, 2000). Pour cette raison, il est conseillé de les utiliser uniquement avec l'axe de symétrie parallèle à l'axe du faisceau. Les diodes sont connues pour sur-répondre aux photons de faible énergie en raison des différences de coefficients d'absorption d'énergie massique du silicium et de l'eau aux énergies keV. Cependant, dans les petits champs, où le rayonnement diffusé est réduit, la contribution des photons de faible énergie est plutôt faible. Il faut prendre soin de sélectionner un type de diode approprié. Les diodes non blindées «diodes électroniques» ont des propriétés mieux adaptées à la dosimétrie à petit champ que les diodes blindées «diodes photoniques» (EKLUND et al, 2009 ; Eklund, 2010 ; Scott et al, 2009 ; et Yin et al, 2004). Cela provoque une sur-réponse de la diode. Il a été montré que la réponse des diodes blindées n'est pas totalement indépendante des changements de taille de champ et de profondeur de mesure (Eklund, 2010). L'augmentation de la contribution des photons diffusés à faible énergie avec la profondeur se traduit par une sur-réponse des diodes blindées. Cependant, certaines diodes ont montré une sous-réponse à de grandes profondeurs (Francescon et al, 2014 et Heydarian et al, 1996) qui a été attribuée à la réponse dépendante du débit de dose absorbée.

Dans les petits champs, l'utilisation de diodes non blindées est conseillée. Pour les mesures dans de très petits champs, des diodes stéréotaxiques sont utilisées. Les diodes ont une durée de vie limitée et leur sensibilité dépend de la dose absorbée accumulée. Pour cette raison, il est conseillé de vérifier périodiquement la constance de leur réponse relative. D'où la nécessité de simuler les deux détecteurs la Diode-E et la PinPoint-3D et corriger les facteurs de sortie.

6. Dosimétrie relative des petits champs statiques

Le formalisme et la nomenclature utilisés sont principalement publiés par [Alfonso et al., 2008](#). La dosimétrie relative pour les petits champs cliniques f_{clin} avec l'indice de qualité Q_{clin} , est basée sur la détermination de la dose absorbée dans l'eau comme suit:

$$D_{W,Q_{clin}}^{f_{clin}} = D_{W,Q_{msr}}^{f_{msr}} \times \Omega_{Q_{clin}Q_{msr}}^{f_{clin}f_{msr}} \quad (1.4)$$

Où ; f_{clin} désigne le champ de rayonnement clinique pour lequel la dose absorbée dans l'eau doit être déterminée. f_{msr} est le champ msr, pour les modalités statiques ou les machines de traitement qui ne peuvent pas établir le champ de référence conventionnel. Q_{clin} est la qualité du faisceau du champ clinique f_{clin} . Q_{msr} est la qualité du faisceau de f_{msr} et $\Omega_{Q_{clin}Q_{msr}}^{f_{clin}f_{msr}}$ est un facteur de champ qui convertit la dose à l'eau pour le f_{msr} à la dose absorbée à l'eau pour le champ clinique f_{clin} donné comme

$$\Omega_{Q_{clin}Q_{msr}}^{f_{clin}f_{msr}} = \frac{D_{W,Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{W,Q_{msr}}^{f_{msr}}} = \frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \times \left[\frac{D_{W,Q_{clin}}^{f_{clin}}/M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{W,Q_{msr}}^{f_{msr}}/M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \right] \quad (1.5)$$

Où ; $M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}$ est la lecture du dosimètre dans le champ f_{clin} . $M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}$ est la lecture du dosimètre dans le champ f_{msr} . $D_{W,Q_{clin}}^{f_{clin}}$ est la dose absorbée à l'eau, à une profondeur de référence dans l'eau, pour un champ clinique f_{clin} pour un faisceau d'un indice de qualité Q_{clin} et $D_{W,Q_{msr}}^{f_{msr}}$ est la dose absorbée à l'eau, à la profondeur de référence dans l'eau, pour f_{msr} pour un faisceau d'un indice de qualité Q_{msr} .

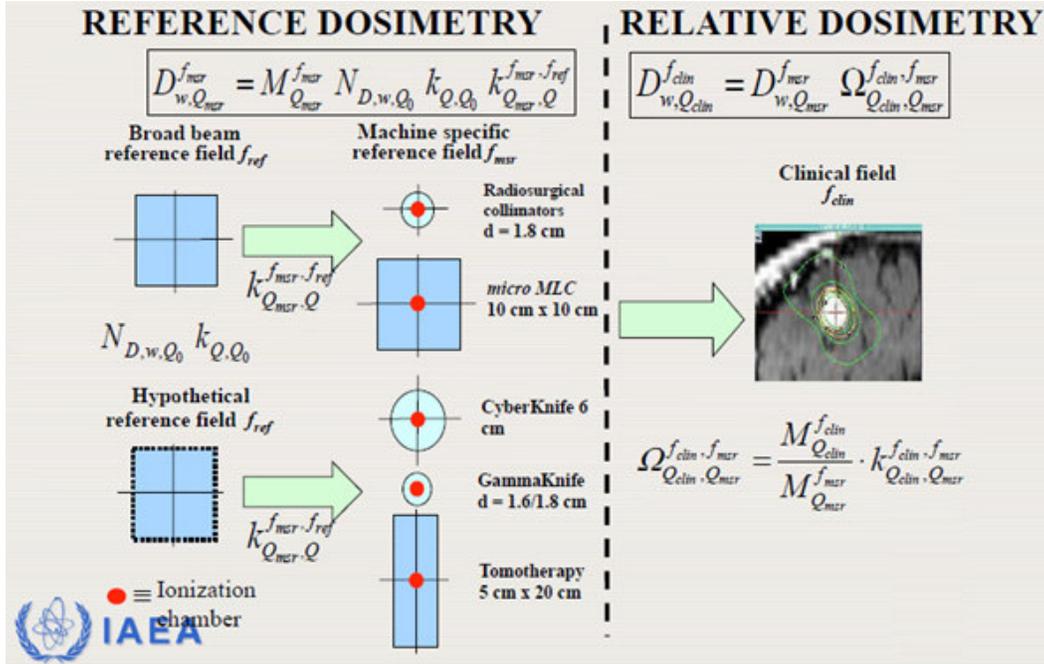


Fig. 1.7. Illustration de la passation de la dosimétrie de référence à la dosimétrie relative

Pour dériver des facteurs de correction de sortie de petit champ pour la gamme de détecteurs de petit champ considérée dans la littérature, trois types d'ensembles de corrections ont été utilisé par plusieurs auteurs

- La première méthode est la méthode de lecture, cette méthode qui est consacré spécialement aux centres de lutte contre le cancer. C'est une méthode purement expérimentale qui consiste à corriger les dosimètres dans les petits champs vis à vis d'un autre détecteur de référence $[Det\ ref]$. On suppose que la lecture est proportionnelle à la dose et qu'il n'y pas de perte pour les quatre facteurs de dose; cette méthode est utilisée dans la littérature par plusieurs auteurs (Bassinnet et al., 2013; Lechner et al., 2013; Tanny et al., 2015; Underwood et al., 2015; Akino et al., 2018; Biasi et al., 2018; Clemente et al., 2018; Park et al., 2018; Denia et al., 2019; Francescon et al., 2019; Galavis et al., 2019; Casar et al., 2020) et l'équation 1.5. Devient.

$$K_{Q_{clin}Q_{msr}}^{f_{clin}f_{msr}} = \left[\frac{D_{W,Q_{clin}}^{f_{clin}} / M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{W,Q_{msr}}^{f_{msr}} / M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \right] \approx \left[\frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}} [Det\ ref] K_V [ref] / M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}} [Det\ ref] / M_{det,Q_{msr}}^{f_{msr}}} \right] \quad (1.6)$$

Il faut souligner que les détecteurs de référence sont sans perturbation sauf pour le calcul de la moyenne du volume qui doit être obligatoirement corrigé. Si ce n'est pas le cas on doit corriger les détecteurs par rapport aux perturbations.

- La deuxième méthode est une méthode hybride entre la méthode de lecture et méthode de MC. Dans cette méthode qui est utilisée moins que la première, on corrige les lectures expérimentales réalisées au niveau du CAC vis-à-vis aux calculs de la dose dans un petits volume d'eau par MC. On suppose que la dose est proportionnelle à la lecture et qu'il n'y pas de perte pour les deux facteurs de lectures. Cette méthode est utilisée moins que la première dans la littérature (Labour et al., 2018; Reynard and Hugtenburg, 2020). Et l'équation 1.5. Devient.

$$K_{Q_{clin}Q_{msr}}^{f_{clin}f_{msr}} = \left[\frac{D_{W,Q_{clin}}^{f_{clin}}/M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{W,Q_{msr}}^{f_{msr}}/M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \right] \quad (1.7)$$

- La troisième méthode est la méthode de MC qui est la plus importante et la plus précise, est une correction MC dans laquelle tous les facteurs sont calculés au moyen de simulations MC qui est dérivée du formalisme Alfonso et al., 2008. Cette méthode est utilisée dans la littérature par plusieurs auteurs Cran-mer-Sargison et al., 2012; Czarnecki et al., 2013; Fenwick et al., 2013; Underwood et al., 2013; Benmakhlouf et al., 2014; De Coste et al., 2017; Partanen et al., 2017; Keivan et al., 2018; Girardi et al., 2019; Morales et al., 2020; Weber et al., 2020.

$$K_{Q_{clin}Q_{msr}}^{f_{clin}f_{msr}} = \left[\frac{D_{W,Q_{clin}}^{f_{clin}}/M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{W,Q_{msr}}^{f_{msr}}/M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \right] \approx \left[\frac{D_{W,Q_{clin}}^{f_{clin}}/D_{det,Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{W,Q_{msr}}^{f_{msr}}/D_{det,Q_{msr}}^{f_{msr}}} \right] \quad (1.8)$$

Il faut noter que la méthode de MC est la méthode de référence grâce à la puissance des algorithmes de calculs MC qui nous permet une bonne approche au facteur de correction des petits champs comme le montre l'équation 1.8. La méthode de MC est la méthode qui nous intéresse et qui va faire l'objet de ce travail.

Avant novembre 2017 la date de la publication du TRS 483, il n'existait pas de système de détection idéale pour caractériser de manière précise les mini-faisceaux. La plus grande difficulté réside dans la détermination du facteur d'ouverture du collimateur FOC lorsqu'on se trouve en condition des mini-faisceaux. Suite à l'accident du surdosage de 150 % à l'hôpital de Toulouse en 2006, plusieurs laboratoires de recherche mènent leurs enquêtes et méthodologies pour résoudre les problèmes sur les mini faisceaux.

Dans ce contexte, Entre 2016 et 2017 notre laboratoire Optoélectronique et Composants a initié un programme de recherche intitulé «Dosimétrie et Micro-dosimétrie des tumeurs: Applications au niveau du centre de lutte contre le cancer de Sétif», ayant le code « B00L02UN190120190007».

Le programme visant à caractériser les mini-faisceaux et mettre en œuvre des techniques dosimétriques adaptées et définir les méthodologies nécessaires à une mesure fiable, exacte, précise et reproductible de la dose (relative) dans les mini faisceaux de photons utilisés en radiothérapie.

7. Problématique

La problématique principale de ce travail est la mesure et la modélisation des faisceaux de photons de petites dimensions en vue de la détermination de la dose absorbée en radiothérapie des petits champs.

La plupart des publications utilisant une correction lecture comme le montre le tableau ci-dessous (état d'art du TRS483) très peu de correction Monte Carlo utilisées dans les mini faisceaux. Pour la PinPoint-3D et pour la diode-E un manque des facteurs de corrections pour différents petits champs vis-à-vis de la méthode de correction MC comme le montre le tableau 1.2 et les fig. 1.8 et fig. 1.9. D'où la nécessité dans notre travail de simuler les deux détecteurs PinPoint-3D et la diode-E. Et donner une large gamme de résultats pour différentes tailles de champs.

Détecteurs (Chambres d'ionisation et semi-conducteurs)	Nombre de fois utilisé	
	MC	Exp
Exradin A14SL micro Shonkaslimline	-	3
Exradin A16 micro	2	5
Exradin A26 micro IC	-	2
IBA/ Wellhöfer CC01	2	4
IBA/ Wellhöfer CC04	-	3
IBA/ Wellhöfer CC13/ IC10/ IC15	-	8
PTW 31002 Flexible	-	5
PTW 31006 PinPoint/steel el. (micro IC)	-	6
PTW 31010 Semiflex	1	5
PTW 31014 PinPoint	1	5
PTW 31016 PinPoint 3D	2	4
IBA PFD3G shielded diode	1	6
IBA EFD3G unshielded diode	1	5
IBA SFD unshielded diode (stereotactic)	2	9
PTW 60008 shielded diode	1	9
PTW 60012 unshielded diode	3	7
PTW 60016 shielded diode	3	4
PTW 60017 unshielded diode	3	6
PTW 60018 unshielded diode (stereotactic)	1	1
PTW 60003 naturaldiamond	3	7
PTW 60019 CVD diamond	1	10
PTW 31018 liquid ion chamber (microLion)	6	7
Sun Nuclear EDGE Detector	2	5

Tableau 1.2. Tous les détecteurs (Chambre d'ionisation + Semi-conducteur) utilisés dans TRS-483 pour les petits champs

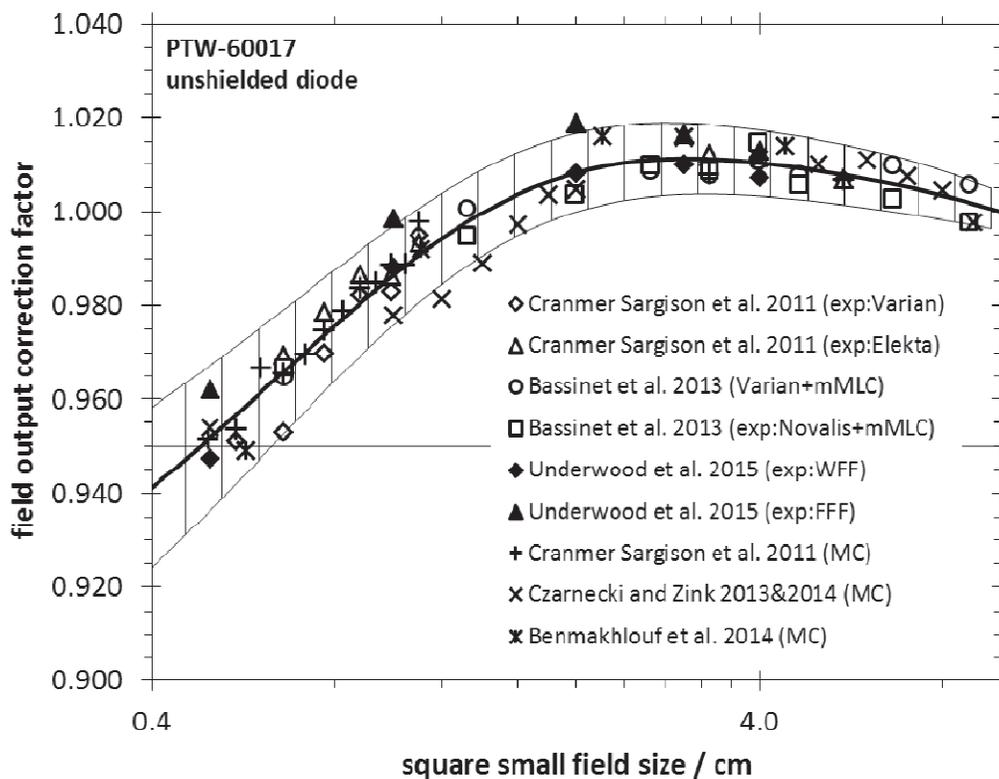


Fig. 1.8. Facteurs de correction de sortie pour la Diode-EPTW-60017(TRS 483)

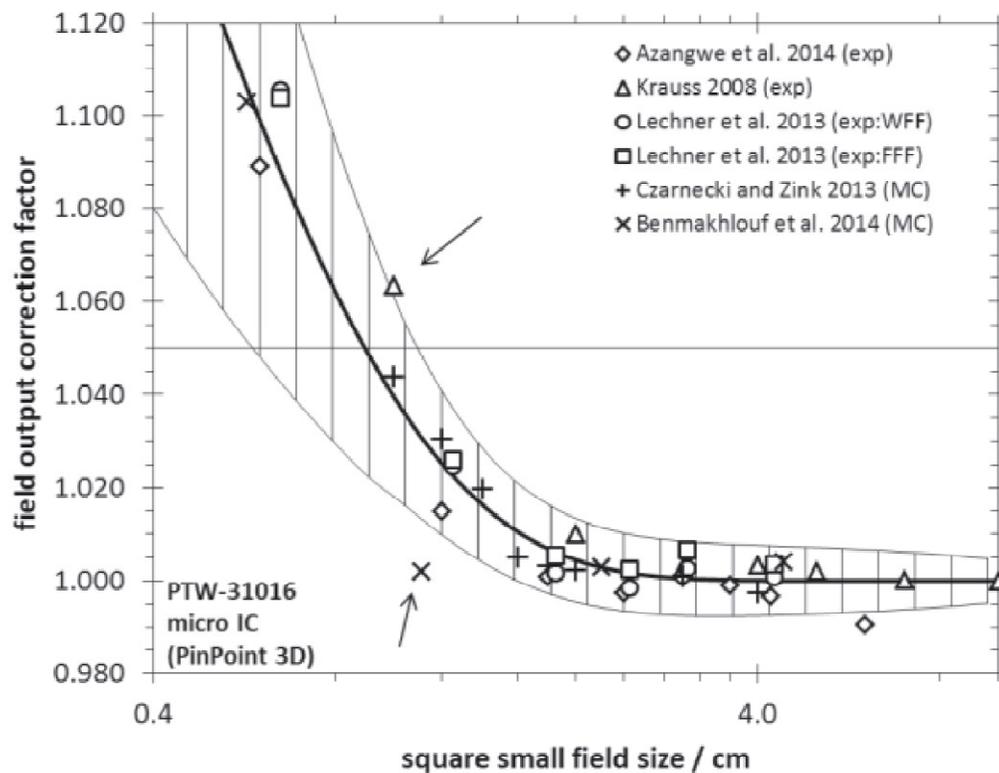


Fig. 1.9. Facteurs de correction de sortie pour le détecteur PinPoint-3D PTW-31016 (TRS 483)

8. Objectif de la thèse

La thèse s'inscrit dans le cadre du programme de recherche sur la dosimétrie des mini-faisceaux. L'objectif de la thèse est de permettre une meilleure évaluation de la dose délivrée aux patients traités par radiothérapie des mini-faisceaux. La thèse s'est articulée autour de deux axes principaux, liés à l'étape du calcul de dose réalisé par le TPS à savoir la détermination des données dosimétriques de base dans les mini-faisceaux et l'évaluation des algorithmes de calcul implémentés dans les TPS utilisés en radiothérapie. Le premier axe porte sur la détermination des données dosimétriques de base dans les mini faisceaux, notamment celle du facteur d'ouverture du collimateur. Pour cette partie, qui est principalement basée sur une approche numérique, pour un Linac Varian iX ainsi que certains détecteurs utilisés pour les mesures dans les mini-faisceaux ont été modélisés à l'aide du code MC PÉNÉLOPE. Ce travail a permis d'approcher les données dosimétriques de base de référence pour Varian iX et d'identifier les détecteurs capables de mesurer la dose dans les champs les plus petits avec le minimum d'incertitude et de mieux comprendre les phénomènes physiques propres aux mini-faisceaux et les variations de réponse des détecteurs. Le second axe est consacré à l'évaluation de la dose calculée par le TPS associé au Varian iX et la dose simulée par MC. Deux configurations hétérogénéités ont été calculées à l'aide des deux algorithmes du TPS. Les distributions de dose obtenues à l'aide du TPS ont été comparées à l'aide du modèle MC.

Chapitre 02

Validation dosimétriques des PSFs par simulation Monte Carlo

1. Introduction

La radiothérapie externe est la technique la plus courante pour le traitement de la tumeur. Les rayonnements ionisants sont produits sous forme de faisceaux de dimensions et d'énergie variables par un accélérateur linéaire de particules situé à distance du patient. Le faisceau de rayonnement atteint la tumeur en traversant la peau du patient afin de déposer la dose nécessaire à la destruction des cellules tumorales.

Ce chapitre est consacré à la détermination, par simulation numérique, des données de base pour une installation délivrant des faisceaux de radiothérapie en générant des fichiers d'espace de phase (PSF). Après avoir eu accès aux données nécessaires à la modélisation auprès du département de radiothérapie de Sétif d'autre part, celui-ci présente plus de difficultés de modélisation qu'un CyberKnife. En particulier le filtre égalisateur à modéliser. L'appareil modélisé dans ce travail est Varian iX du Centre de Lutte Contre le Cancer de Sétif. Le code de calcul Monte Carlo PENELOPE a été utilisé dans cette démarche.

2. Simulation numérique à l'aide du code PENELOPE

2.1. La méthode Monte Carlo

Le nom Monte Carlo (MC) a été inventé dans les années 40 par des scientifiques travaillant sur le projet d'armes nucléaires à Los Alamos, pour désigner une classe de méthodes numériques basées sur l'utilisation de nombres aléatoires. Le terme « Monte Carlo » fait référence à la capitale de la principauté de Monaco, notamment connue pour ses jeux de hasard. En effet, la méthode MC consistait à l'origine à simuler sur ordinateur un phénomène stochastique qui est la diffusion de neutrons dans les matériaux fissibles. Dans le cadre de la physique médicale, on utilise la méthode MC pour simuler le transport et les interactions des particules à travers la matière. Dans cette simulation du transport des rayonnements, l'histoire qui est la trajectoire d'une particule, est considérée comme une séquence aléatoire de vols libres qui se termine par un événement d'interaction où la particule change de direction de mouvement, perd de l'énergie et, à l'occasion, produit des particules secondaires. De nombreux codes de calcul MC sont utilisés pour des applications en radiothérapie tels que EGS4 (Nelson et al., 1985), EGS4/BEAM (Rogers et al., 1995), EGSnrc (Kawrakow, 2000b), MCNP (Briesmeister, 2000), MCNPX (Waters et al., 2007), GEANT4 (Allison et al., 2003) et PENELOPE (Salvat et al., 2014)

La simulation MC d'un arrangement expérimental donné, par exemple, un faisceau d'électrons, provenant d'un accélérateur et frappant un fantôme d'eau consiste en la génération numérique d'histoires aléatoires. Pour simuler ces histoires, nous avons besoin d'un modèle d'interaction, c'est-à-dire un ensemble de sections efficaces différentielles (DCS) pour les mécanismes d'interaction pertinents. Les DCS déterminent les fonctions de distribution de probabilité (PDF) des variables aléatoires qui caractérisent une piste :

- 1) Libre parcours entre les événements d'interaction successifs,
- 2) Types d'interactions ayant lieu
- 3) La perte d'énergie et la déformation angulaire dans un événement particulier et état initial des particules secondaires émises, le cas échéant.

Une fois ces fichiers PDF connus, des histoires aléatoires peuvent être générés en utilisant des méthodes d'échantillonnage appropriées. Si le nombre d'histoires générées est suffisamment grand, des informations quantitatives sur le processus de transport peuvent être obtenues en faisant simplement la moyenne des historiques simulés. En particulier, la simulation du transport de rayonnement dans des essais de géométries simple et complexes, tandis que même les géométries fines les plus simples par exemple, les feuilles minces sont très difficiles à traiter par l'équation de transport. Le principal inconvénient de la méthode de Monte Carlo réside dans sa nature aléatoire est que tous les résultats sont affectés par des incertitudes statistiques, qui peuvent être réduites au détriment de l'augmentation de la population échantillonnée et donc du temps de calcul. Dans des circonstances particulières, les incertitudes statistiques peuvent être réduites en utilisant des techniques de réduction de la variance.

2.2. Présentation du code de calcul PENELOPE

C'est le code de calcul PENELOPE « PENetration and Energy LOss of Positons and Electrons » (version 2014), qui a été choisi pour les simulations numériques réalisées dans ce travail pour deux raisons principales. Premièrement, les modèles physiques utilisés par ce code pour le transport des électrons sont plus justes. En effet, (Sempau et al., 2003) ont montré un très bon accord entre les simulations et les valeurs expérimentales pour des énergies allant de quelques keV à 1 GeV. D'autres auteurs Das et al., 2001 ; Das et al., 2002 ont également réalisé des benchmarks du code PENELOPE et ils ont trouvé que ce code donne des résultats plus proches des valeurs expérimentales au niveau des interfaces des

milieux hétérogènes que les codes EGS4 et MCNP. L'implémentation des interactions dans PENELOPE repose à la fois sur du calcul analytique mais aussi sur des modèles semi-empiriques et sur des données numériques afin d'avoir le modèle d'interaction le plus fiable. Deuxièmement, l'ouverture, la flexibilité et la structure relativement simple du code écrit en langage Fortran 77 permettent d'adapter le programme principal à ses besoins sans toucher à la partie physique du transport des particules.

Le code PENELOPE simule la physique du transport des électrons, des positons et des photons ayant une énergie comprise entre 50 eV et 1 GeV, dans différents matériaux y compris ceux qui existent dans PENELOPE; 280 éléments et tous les matériaux qu'on peut créer car dans PENELOPE, il existe des moyens d'introduire de son propre gré différents matériaux. Nous avons utilisé le programme principal Penmain qui est fourni avec le code pour la simulation et la validation de l'accélérateur et on a également utilisé le programme Peneasy qui s'avère être plus flexible pour le travail de dosimétrie qui fait appel à plusieurs sous-programmes.

2.3. Algorithme du transport dans PENELOPE

L'algorithme utilisé dans PENELOPE pour simuler le transport des particules est résumé sur l'organigramme présenté sur la Fig. 2.1. Une particule, dite particule primaire, est générée à partir d'un modèle de source défini par l'utilisateur. On définit une histoire comme étant la simulation d'une particule primaire. Le code simule ensuite le transport, à travers la géométrie définie par l'utilisateur, en échantillonnant de manière stochastique la distance parcourue par la particule primaire jusqu'à sa prochaine interaction avec la matière. Cette interaction peut donner lieu à sa diffusion, son absorption ou à la production de particules dites secondaires. Le choix de l'interaction de la particule avec la matière est réalisé connaissant la probabilité que celle-ci se produise. Des échantillonnages permettent alors de déterminer le type d'interaction se produisant ainsi que le résultat de celle-ci (angle de déviation, énergie transmise à la particule secondaire, ...). L'implémentation de ces échantillonnages à l'aide des sections efficaces et l'implémentation des mécanismes d'interaction rayonnement-matière dans PENELOPE sont détaillés par [Sempau et al., 2003](#) ; [Salvat et al., 2014](#). Le transport de la particule primaire est réalisé jusqu'à ce qu'elle soit totalement absorbée par le milieu ou qu'elle sorte du volume de fermeture de la géométrie. Dans l'algorithme de transport, une énergie cinétique minimale appelée énergie d'absorption ou énergie de coupure est définie pour laquelle le transport de la particule n'est plus réalisé

afin d'éviter de simuler des particules de faibles énergies ayant peu d'impact sur le résultat final. La particule est alors tuée, son énergie est déposée localement et la simulation reprend le transport des particules secondaires. Elles sont transportées selon le même algorithme que les particules primaires. Puis, lorsque toutes les particules découlant d'une histoire ont été transportées, une nouvelle histoire est générée en échantillonnant une nouvelle particule primaire à partir de la source. La simulation prend fin selon un critère préalablement défini par l'utilisateur pouvant être une durée totale de simulation, un nombre maximum d'histoires ou encore une incertitude statistique minimale à atteindre sur la grandeur calculée.

L'inconvénient principal d'un calcul réalisé par la méthode MC est le temps de simulation qui peut être très élevé dans certains cas pour atteindre une statistique suffisante. Cependant, l'immense atout de la méthode MC est sa capacité à modéliser au plus près de la réalité de la physique du transport des particules dans des milieux complexes dans la limite toute fois des connaissances sur les sections efficaces d'interaction et des approximations liées au transport des particules chargées afin d'accélérer la simulation.

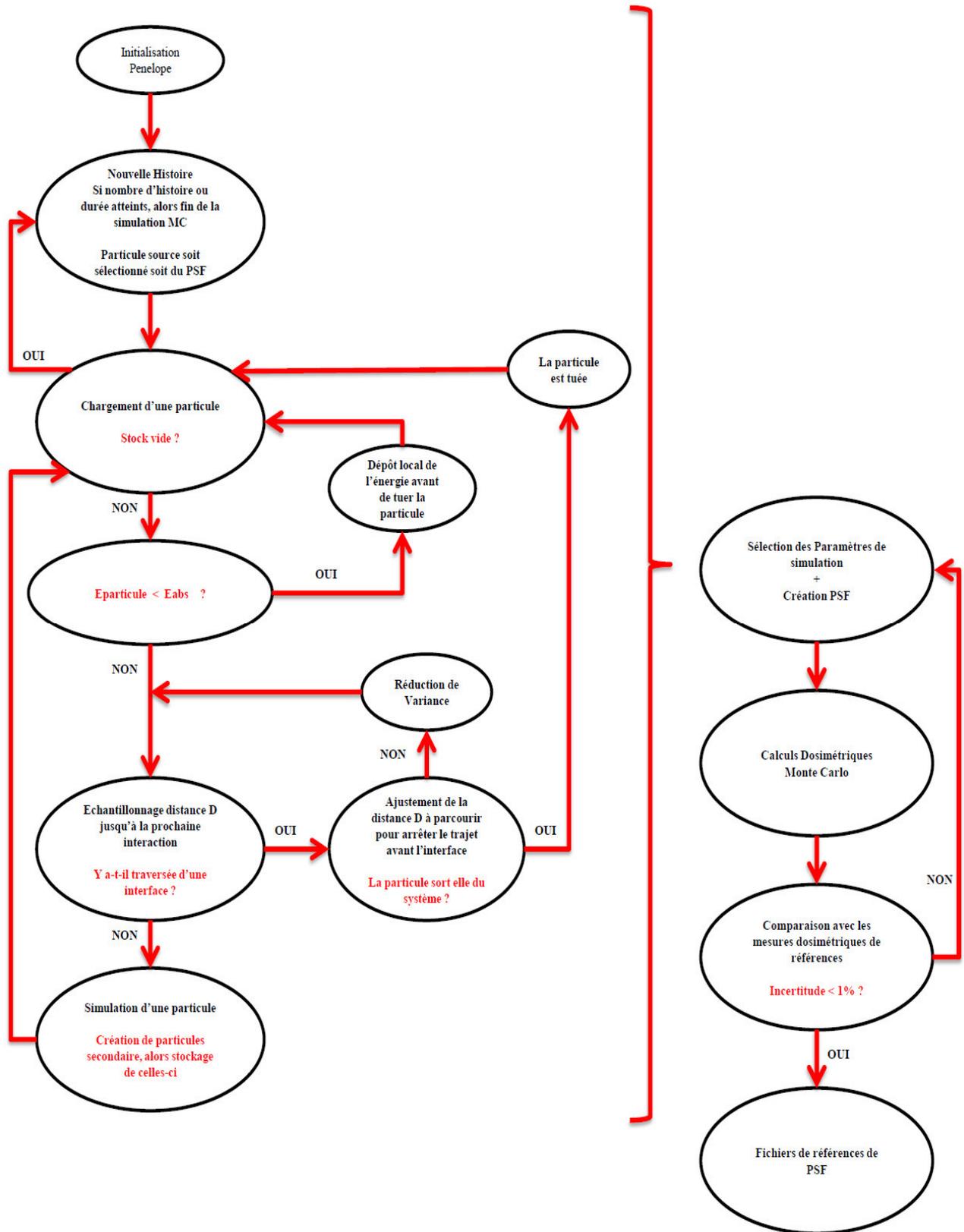


Fig. 2.1. Synopsis Algorithme du transport dans PENELOPE

2.4. Outils et paramètres de simulation pour PENELOPE

La simulation de la tête d'accélérateur et des doses dans des fantômes doit passer par des calculateurs puissants en termes de processeurs et taille des rames. Le laboratoire Optoélectronique et Composant héberge un HPC (High Performance Calculator) de plus de 400 cœurs et des rames de 16 Go par nœud. Permet de traiter les données et d'effectuer des calculs complexes à des vitesses élevées. Etant autorisé comme membre dans le laboratoire, j'ai bénéficié d'un compte utilisateur me permettant d'accéder aux nœuds des machines. Le fait que la radiothérapie utilise des nombres aléatoires principalement dans les codes MC PENELOPE dans notre cas comme c'est décrit au-dessus. Le HPC est d'une importance cruciale dans notre travail. Une exécution appelée job simulant la tête de l'accélérateur prendra plusieurs jours en moyenne pour obtenir un PSF de quelques Go. La taille des fichiers augmente avec l'énergie initiale et la taille du champ.



Fig. 2.2. HPC utilisé dans notre travail qui est hébergé au sein du LOC

Dans le fichier d'entrée de la simulation, il est nécessaire de définir, pour chaque matériau, la valeur de certains paramètres de simulation qui vont avoir un impact direct sur la physique des simulations (Salvat et al., 2014)

E_{abs} : énergie d'absorption pour chaque type de particule photon, électron et positon correspondant à l'énergie cinétique minimale ou à l'énergie de coupure pour laquelle la particule continue d'être transportée dans la matière.

W_{cc} et W_{cr} : seuil de perte d'énergie à partir duquel il faut considérer comme dure l'interaction, respectivement pour les collisions inélastiques et pour l'émission de rayonnement de freinage. Ces deux paramètres définissent les limites entre les interactions dures et molles. Plus la valeur est élevée plus la simulation est rapide mais peut perdre en justesse.

C_1 : Paramètre limitant la déflexion angulaire moyenne θ entre deux évènements considérés comme « durs », c'est-à-dire la déflexion due à tous les évènements « mous » entre deux évènements « durs ». La valeur de C_1 est telle que $C_1 \approx (1 - \cos \theta)$. PENELOPE accepte des valeurs comprises entre 0.0 simulation entièrement détaillée mais lente et 0.2 correspondant à un angle de déflexion moyen de 37° .

C_2 : fraction d'énergie moyenne que les particules peuvent perdre au maximum entre deux évènements durs. PENELOPE accepte des valeurs entre 0.0 simulation entièrement détaillée mais lente et 0.2 perte d'énergie maximum de 20).

D_{SMAX} : distance maximale entre deux évènements. Ce paramètre est particulièrement important pour les milieux de faible épaisseur, pour lesquels il doit être d'une valeur d'au moins un dixième de l'épaisseur qui a été utilisé uniquement dans la cible.

2.5. Techniques de réduction de variance

Afin de diminuer l'incertitude statistique liée au calcul de la dose autour de la région d'intérêt sans avoir à augmenter la durée de simulation, il est possible d'avoir recours à différentes techniques dites de réduction de variance. Dans le cadre de ce travail, nous avons utilisé les techniques d'interactions forcées, de Roulette Russe et de Splitting.

L'interaction forcée consiste à avantager la probabilité des interactions qui nous intéressent (type A) par rapport aux autres interactions (type B). En pratique, on remplace le libre parcours moyen réel $LPM(A)$ par un plus court $LPMforcé(A)$. Pour échantillonner la distance D jusqu'à la prochaine interaction on utilise la distribution exponentielle décroissante avec $LPMforcé(A)$, ce qui est équivalent à augmenter la probabilité d'interaction de type A par unité de longueur d'un facteur $F = \frac{LPM(A)}{LPMforcé(A)} > 1$.

La valeur de F pour chaque type d'interaction est fixée par l'utilisateur dans PENELOPE pour chaque type de particule et chaque matériau présent dans la simulation. Afin de ne pas biaiser la simulation, il est nécessaire de prendre en compte l'augmentation de la probabilité d'interactions de type A par rapport à celles de type B. Le poids statistique $WGHT$ des particules secondaires engendrées et l'énergie déposée lors de l'interaction forcée sont modifiés en conséquence. Le poids statistique $WGHT$ des particules secondaires engendrées et l'énergie déposée lors de l'interaction forcée sont modifiés en conséquence

$$WGHT(\text{ParticulesSecondaires}) = \frac{WGHT(\text{ParticulesSecondaire})}{F} \quad (2.1)$$

Ainsi, bien que les interactions de type B diminuent avec l'utilisation des interactions forcées, les conséquences l'énergie déposée par exemple engendrées par celles-ci seront compensées par un poids statistique plus important que celles de type A. Les techniques de Splitting et de Roulette Russe sont utilisées pour favoriser le flux des particules de leur zone de création, la source, vers la zone d'intérêt, en dupliquant, qui est le cas du Splitting, celles se dirigeant vers la zone d'intérêt ou en éliminant celles ayant peu de chance d'y parvenir, cas de la Roulette Russe. Comme pour l'interaction forcée, pour ne pas biaiser la simulation, il est nécessaire de modifier le poids statistique des particules. Lorsque la particule se dirige dans la bonne direction, on peut appliquer le splitting. Dans ce cas, la particule est dupliquée en $NSPLIT$ particules identiques mais avec un poids $WGHT/NSPLIT$. Lorsque la particule s'éloigne de la bonne direction on peut appliquer la Roulette Russe. Dans ce cas, la particule

est tuée avec une probabilité PKILL, si la particule survit alors son poids est augmenté d'un facteur $1/PSURV$ avec $PSURV = 1 - PKILL$.

2.6. Géométries dans PENELOPE

Dans PENELOPE, la géométrie est rentrée sous forme d'un fichier texte.geo. La définition de la géométrie se fait à l'aide de surfaces élémentaires décrites par deux manières soit avec des surfaces implicites, soit avec des surfaces réduites, qui consistent à introduire les indices I_i correspondant à l'équation quadratique réduite de cette surface avec la possibilité d'effectuer des transformations simples : mise à l'échelle, translation et rotation.

$$F_{(x,y,z)} = I_1x^2 + I_2y^2 + I_3z^2 + I_4z + I_5 = 0 \quad (2.2)$$

Il est alors possible de définir un volume élémentaire fini qu'on appelle Body ou Module à partir de ces surfaces.

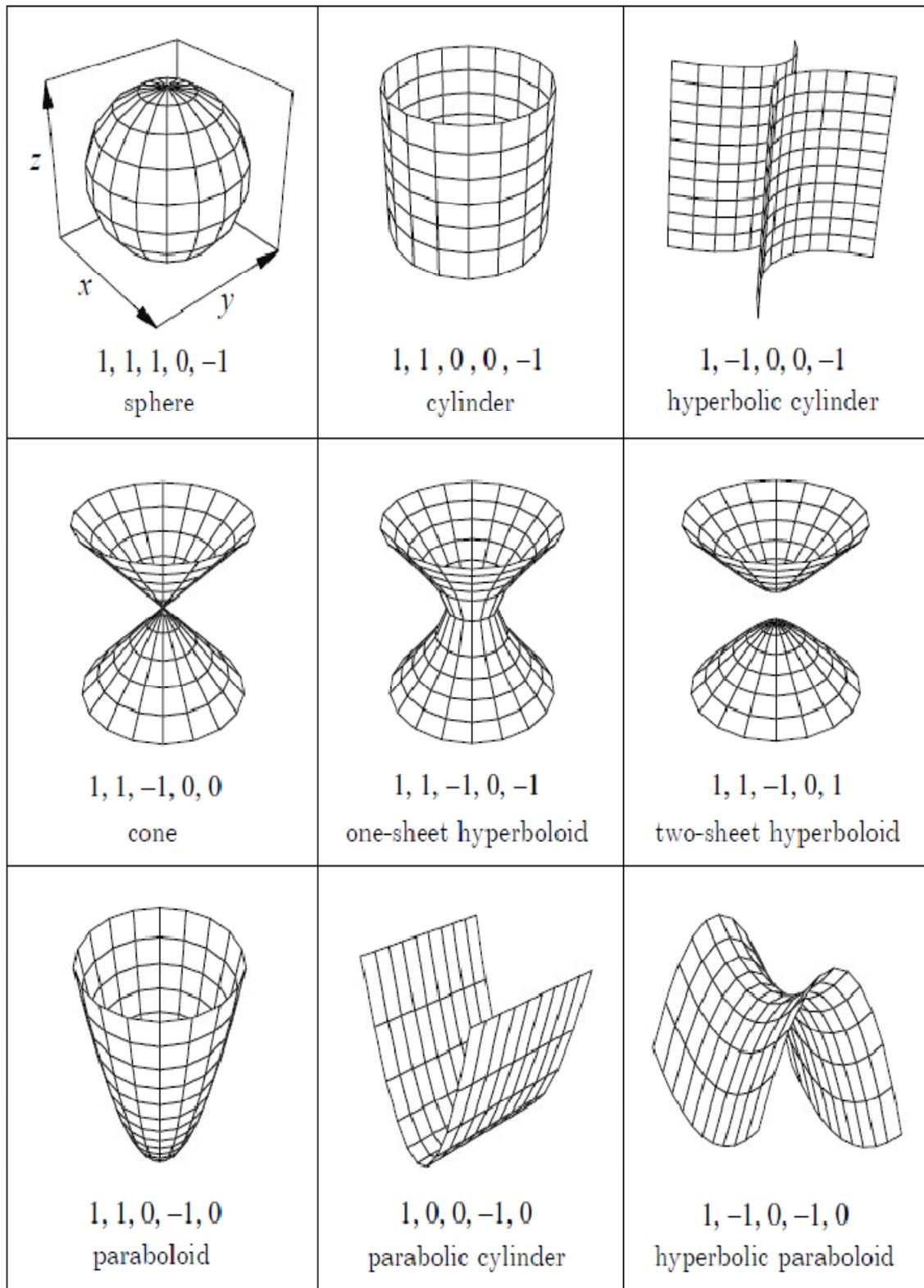


Fig. 2.3. Différentes coupes de surface dans la géométrie de PENELOPE

3. Accélérateur linéaire de type Varian iX du CLCC de Sétif

L'Appareil de radiothérapie externe conventionnelle du Centre de Lutte Contre le Cancer de Sétif est une machine de type Varian iX. Ce système est basé sur un LINAC d'où (Linear Particle Accelerator), délivrant des faisceaux de photon de 6 MV et 18MV et également des faisceaux d'électrons de 6, 9, 12 et 20 MeV. Il permet de traiter des tumeurs localisées dans l'ensemble du corps (prostate, poumon, cerveau, moelle épinière, foie et pancréas) avec une conformation millimétrique. La machine Varian iX possède un système d'imagerie CBCT lui permettant de mieux positionner le patient et suivre la tumeur «tracking» en corrigeant la position du collimateur par comparaison entre la position repérée par le système d'imagerie et la position planifiée dans le TPS. Elle possède également des filtres qui sont placés sur un carrousel pour permettre à la machine d'avoir plusieurs énergies. Les champs sont définis à l'aide de quatre blocs de collimateur parallélépipède conçus de tungstène permettant d'avoir des faisceaux carrés et rectangulaires à la profondeur souhaitée. L'appareil permet d'obtenir les conditions de références du protocole dosimétrique [IAEA TRS-483, 2017]. Celui-ci utilise un champ de référence de 10x10 cm² à une distance de 100 cm. La taille de champ est définie comme la largeur du profil de dose à mi-hauteur en point de référence dans les conditions de référence.

Dans un accélérateur linéaire conçu pour la radiothérapie; tout commence dans le canon à électrons qui expulse les électrons par chauffage d'une plaque métallique par effet thermo-ionique. La cathode incurvée permet la focalisation du faisceau d'électrons. La durée des impulsions est de 2 à 3 microsecondes. Les électrons gagnent de l'énergie en interagissant avec un champ électromagnétique radiofréquence synchronisé plutôt que par une accélération par potentiel direct. Dans l'air libre, les ondes électromagnétiques se déplacent à la vitesse de la lumière, mais dans un guide d'ondes convenablement conçu, la vitesse de propagation des ondes peut être sensiblement réduite. La section accélératrice est constituée d'un long tube cylindrique contenant une série de cavités circulaires. Celles-ci sont conçues pour que la vitesse de propagation des micro-ondes augmente dans la première partie du tube accélérateur jusqu'à ce qu'elle atteigne finalement des vitesses proches de la vitesse de la lumière. Cette dernière nécessite l'injection de micro-ondes de haute énergie dans la section accélératrice. Ces ondes sont créées par le générateur d'ondes hautes fréquences par klystron ou magnétron. Des paquets d'électrons générés dans le canon sont injectés dans le guide en synchronisme avec le rayonnement micro-ondes pulsé et sont transportés le long du guide. Les faisceaux d'électrons à haute énergie, généralement de 6 MeV ou plus, peuvent être directement utilisés

pour la thérapie et présentent un certain nombre d'avantages par rapport aux faisceaux de rayons X (kilovolts). Les faisceaux d'électrons provenant d'accélérateurs linéaires sont utiles pour le traitement des tumeurs jusqu'à environ 70 mm de profondeur, mais pour les tumeurs plus profondes, il est préférable d'utiliser des faisceaux de photons. Si le faisceau d'électrons doit être utilisé pour la thérapie, le faisceau d'électrons initialement étroit doit être élargi en diffusant les électrons.

Aux énergies méga voltage, la direction principale de l'émission de bremsstrahlung est dans la direction directe. Dans les accélérateurs les plus simples, la cible est fixe et la structure accélératrice est coaxiale avec le faisceau de rayons X émergent c'est-à-dire qu'elle est parallèle à la direction de déplacement des électrons afin qu'aucune flexion des électrons ne se produise et est perpendiculaire à l'axe du patient. Pour que le faisceau de rayonnement soit amené à irradier le patient sous n'importe quel angle, il devient nécessaire de plier le faisceau. Les électrons sont facilement déviés dans un champ magnétique et il est pratique de les plier d'environ 90^0 . Le défi de la conception des accélérateurs est de produire un faisceau d'électrons mono-énergétique à courant élevé stable concentré sur un petit point focal qui garantira la production d'un faisceau de rayons X fortement focalisé. Le faisceau de rayons X doit être modifié pour permettre une irradiation uniforme de la zone de traitement prévue du patient, qui peut varier d'une très petite zone jusqu'à un maximum d'environ $40 \times 40 \text{ cm}^2$. Il est également très avantageux de pouvoir choisir l'énergie du faisceau en fonction de la tumeur traitée.

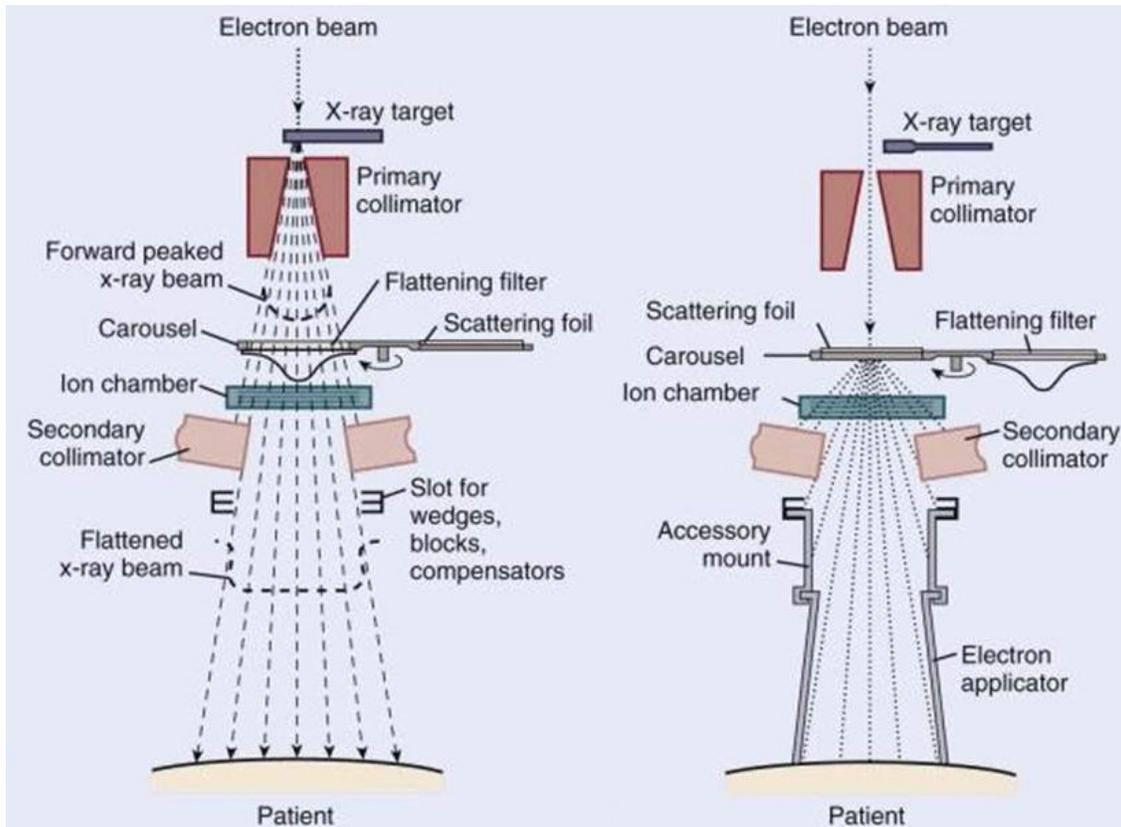


Fig. 2.4. Type de rayonnements de l'accélérateur Linéaire de type Varian iX.

3.1. Description de la tête d'irradiation du Varian iX

L'appareil de radiothérapie conventionnelle faisant l'objet du travail de thèse est l'accélérateur Linac Varian iX. Les dessins industriels de la tête d'irradiation sont fournis par le fabricant, renseignant sur les dimensions, la position et la constitution de différents éléments. Le fonctionnement de la tête d'accélérateur en mode photon est que le faisceau primaire d'électrons vient frapper une cible principalement constituée de tungstène et de cuivre. Ces électrons de haute énergie, soumis au champ électrostatique des atomes de la cible, sont ralentis et ainsi émettent un rayonnement de freinage sous la forme de Bremsstrahlung qui est principalement dû au tungstène. Les électrons qui n'ont pas interagi sont arrêtés par le cuivre qui permet de durcir le spectre de photons. Il y a émission de photons de haute énergie préférentiellement selon la direction incidente des électrons primaires. Le collimateur primaire arrête les photons qui ne vont pas vers la sortie de la tête d'irradiation vers le patient et permet une première collimation conique du faisceau de

photons. En sortie du premier collimateur, le faisceau de photons traverse le filtre égalisateur qui permet l'homogénéité de la dose sur toute la surface du faisceau de photon. Puis le faisceau traverse deux chambres d'ionisation et le miroir, sans être affecté. Ainsi un second collimateur sous forme de quatre parallélépipèdes va permettre de conformer le faisceau de photons selon un champ carré à une distance de 100 cm de la cible. Enfin le faisceau carré sortant du collimateur secondaire passe par les multi-lames qui vont lui donner la forme souhaitée par le traitement.

En mode électron il n'y a pas de cible, le faisceau passe directement dans le collimateur primaire selon la direction incidente initiale. Ce dernier passe dans un diffuseur pour passer d'un faisceau focalisé à un faisceau divergent. Puis le faisceau traverse deux chambres d'ionisation et le miroir sans être affecté. Ainsi un second collimateur, sous forme aussi de quatre parallélépipèdes, va permettre de conformer le faisceau d'électron selon un champ carré. Pour le faisceau d'électron une petite particularité est nécessaire est l'ajout des applicateurs qui vont définir le champ carré final sur le patient.

3.2. Modélisation de la tête d'irradiation du Varian iX

La tête d'irradiation du Linac Varian iX a été modélisée à l'aide du code MC PENELOPE-2014. L'implémentation de la géométrie finale de la tête d'irradiation du Varian iX « Gview_3D », est présentée sur la fig. 2.7 et la fig. 2.8. L'axe du faisceau est aligné sur l'axe Z et l'origine du repère coïncide avec la source. Une cuve à eau a également été modélisée par un cube d'eau avec la surface à 100 cm de la cible pour l'ensemble des simulations, à l'exception des simulations de photons pour le calcul des TPR à 10 et 20 cm de profondeur pour lesquelles la surface est placée respectivement à 90.0 et 80.0 cm de la cible. L'opinion générale de l'AIEA est que les simulations de MC pour la radiothérapie donnent des distributions de doses correctes qui sont considérées comme des doses de référence par rapport aux approximations des TPS.

Afin de réduire le temps de calcul tout en conservant la même statistique, nous avons utilisé les techniques de réduction de variance évoquées précédemment. L'interaction forcée a été appliquée aux électrons interagissant dans la cible pour le rayonnement de freinage et pour l'ionisation des couches atomiques. Que ce soit pour l'ajustement du faisceau primaire d'électrons ou pour le calcul de grandeurs physiques, une fois le modèle ajusté, il est nécessaire de réaliser différents calculs de dose au niveau de la cuve à eau.

Le transport des électrons étant coûteux en temps de calcul, il n'est pas envisageable de simuler à chaque fois le transport des particules au niveau de la tête d'irradiation. Nous avons donc opté pour l'utilisation PSF puisque le transport des particules avant le collimateur secondaire ne change pas. Le fichier PSF est la description détaillée du point de vue de l'énergie, de la position, de la direction, du poids et des paramètres de simulation de tout type de particules primaires et secondaires quittant la tête d'accélérateur. La certitude de ce fichier dépend de la précision avec laquelle la source de rayonnement et le filtre pour les photons et le diffuseur pour les électrons pour les accélérateurs contenant ces derniers sont connus.

La base de données de PSF des photons de la machine Varian iX de l'IAEA, qui est disponible pour le grand public, a été simulée pour un modèle de tête dans le service de radiothérapie de l'hôpital universitaire Sahlgrenska. La simulation a été réalisée par BEAMnrc. Il est à noter que plusieurs densités n'étaient pas précisées et que les dimensions n'étaient pas toujours appropriées. Le PSF résultant a été utilisé dans différentes études dans différentes applications. Sa validation a été effectuée par comparaison avec les données expérimentales. Contrairement aux photons la base de données de PSF des électrons n'existe pas pour la même machine. Le choix de la simulation de l'accélérateur sur trois parties comme il est détaillé dans la fig.2.5. et fig.2.6. a été adopté pour trois objectifs. Le premier, pour diminuer le temps de calculs. Le deuxième, est de créer une base de données de PSF. Un grand PSF a été créé avant mâchoires, prêt à être utilisé n'importe quand et à n'importe quelle hauteur. On évite ainsi de recalculer inutilement toutes les interactions avant les PSF, c'est-à-dire ici dans la tête d'irradiation de Linac Varian iX. Une vingtaine de PSF ont été générés des différentes tailles de champs pour le centre de lutte contre le cancer de notre propre région. Le troisième objectif est de l'utilisation de ces derniers dans la dosimétrie des petits champs. Une fois le faisceau primaire ajusté en champ de référence $10 \times 10 \text{ cm}^2$, un nouvel PSF a été calculé; très volumineux pour permettre par exemple, le calcul dans les petits champs.

Concernant les paramètres de simulation (C_1 , C_2 , W_{cc} , W_{cr} , E_{abs} , D_{smax}), ceux-ci doivent être choisis avec prudence afin de ne pas fausser la justesse des modèles physiques utilisés pour les simulations, tout en conservant un temps de simulation raisonnable. Une étude de sensibilité a été réalisée dans le but d'optimiser ces paramètres. Par exemple, l'influence des paramètres C_1 et C_2 a été étudiée en faisant varier leur valeur entre 0.0 et 0.2. En gros, aucune différence n'a été observée. Les paramètres de simulation qui ont été retenus sont résumés dans le Tableau 2.1.

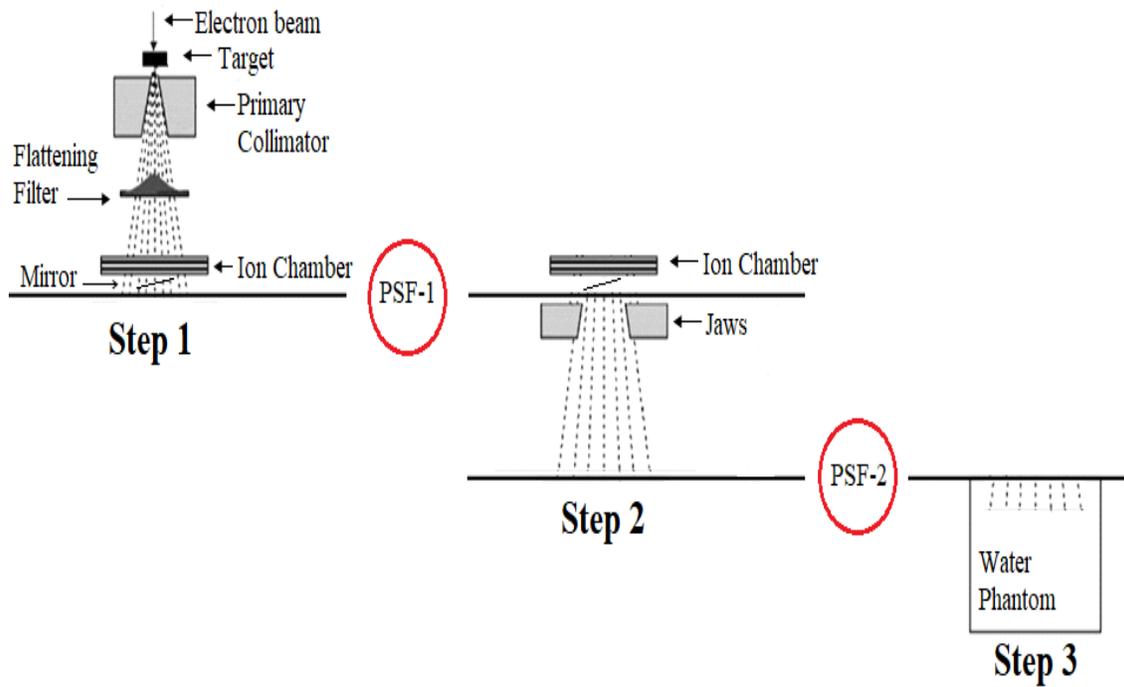


Fig. 2.5. Schéma d'irradiation pour un faisceau de photon

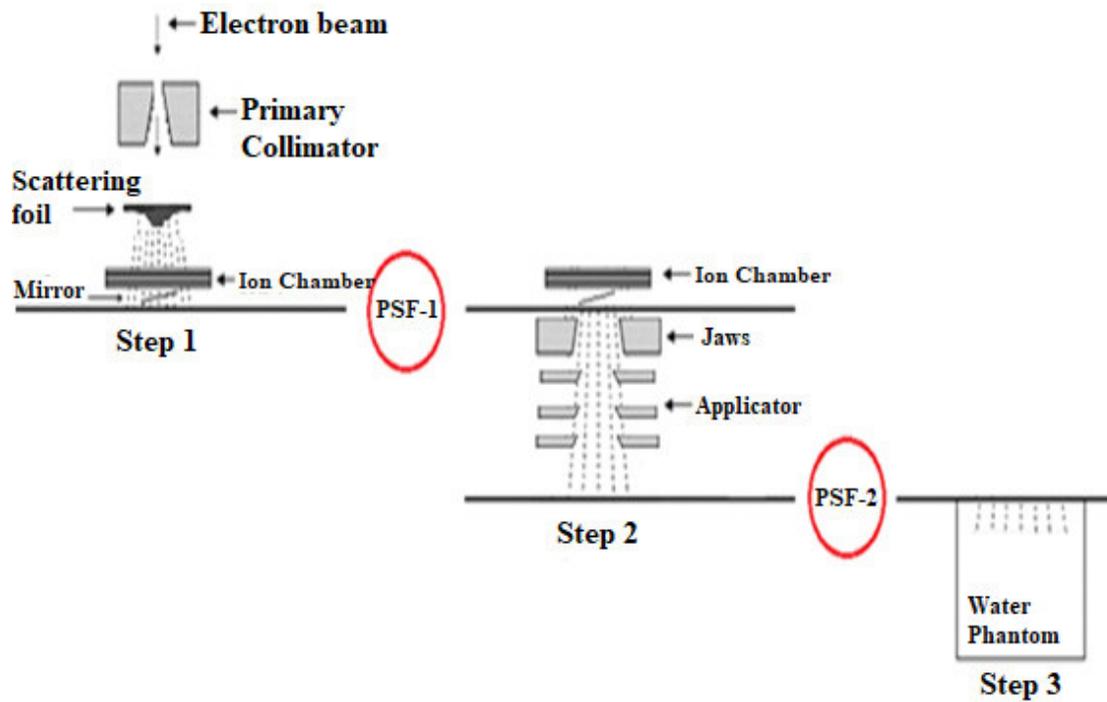


Fig. 2.6. Schéma d'irradiation pour un faisceau d'électron

La région concernée	$E_{abs}(e-,e)$	$E_{abs}(\gamma)$	$C_1 ; C_2$	$W_{ce} ; W_{cr}$	D_{smax}
	Mode Photon				
La cible	7e5; 7e5	1e3	0.1; 0.1	5e3; 5e3	0.00889 seulement pour W.mat
Collimateur Primaire/ Filtre égalisateur/ Chambres Monitrices/ Miroir/ Mâchoires XY/ Fantôme	7e5; 7e5	1e3	0.1; 0.1	5e3; 5e3	---
Mode Electron					
Collimateur Primaire/ Diffuseur/ Chambres Monitrices/ Miroir/ Mâchoires XY/ Applicateur/Fantôme	50; 50	50	0.00; 0.00	0.00; 10	---

Tableau. 2.1. Paramètres de simulation des trois parties de l'accélérateur

Pour les photons plusieurs auteurs ont mis en évidence l'importance des paramètres du modèle simulé sur les profils simulés, les courbes de dose en profondeur et les facteurs de sortie. L'influence de la modélisation de la tête de l'accélérateur, en termes de taille focale incidente sur l'énergie cible et électronique des électrons, a également été abordée. Les résultats montrent un effet significatif de la taille du spot de l'accélérateur linéaire sur les facteurs de correction résultants. Par exemple, [Sheikh-Bagheri and Rogers \(2002b\)](#) analyse l'effet de facteurs telles que les propriétés du faisceau d'électrons, les propriétés du filtre d'aplatissement, les dimensions latérales cibles. Ils confirment également que les courbes de dose en profondeur ne sont sensibles qu'aux changements d'énergie de 0,3 MeV. L'énergie électronique, la largeur du faisceau d'électrons et la densité cible peuvent affecter le modèle d'accélérateur MC ([Keall et al., 2003](#)). Dans la référence [Sham et al. \(2008\)](#) est utilisé le concept d'ajustement de la largeur du point focal en comparant les données mesurées et simulées pour les petits champs, c'est-à-dire les champs de l'ordre de 0,5 x 0,5 cm². Un point focal de 2 mm avec une distribution d'électrons en tant que fonction gaussienne avec une

énergie électronique moyenne de 5,7MeV est utilisé dans la référence [Sheikh-Bagheri and Rogers \(2002b\)](#). [Ding, \(2002\)](#) a utilisé un point focal de 1,2 mm et une énergie moyenne de 6,02 MeV; en conséquence, [Cho et al. \(2005\)](#) ont utilisé 1 mm et 6,2 MeV, [Keall et al. \(2003\)](#) ont utilisé 1,3 mm et 6,2 MeV, et [Jutemark \(2005\)](#) a utilisé 1,2 mm et 6,4 MeV. [Hartmann et coll. \(2001\)](#) ont utilisé une distribution électronique comme fonction cylindrique avec une énergie électronique moyenne de 6,2 MeV et un diamètre de 2 mm pour le point focal. Par conséquent, même si deux machines du même type sont modélisées, les ensembles de données mesurés seront différents et les paramètres ajustés dans le modèle MC seront également différents.

3.3. Géométrie

Notre modélisation du Linac Varian iX s'appuie sur les données du constructeur, elle concerne le faisceau de photons de 6MV et les faisceaux d'électrons 6, 9 et 20 MeV. La tête de l'accélérateur est composée d'éléments invariants quelque soit le type de particule utilisé comme le collimateur primaire, la fenêtre de sortie, les chambres monitrices et miroir. Les éléments qui dépendent de l'énergie d'irradiation choisie et le type de la particule sélectionnées comme la cible et le filtre égalisateur pour les photons et diffuseur pour les électrons, et d'autres qui dépendent de la forme du faisceau comme le collimateur secondaire. Chaque composant de la tête d'irradiation est décrit dans le fichier géométrie (*.geo) spécifiant les surfaces quadratiques qui le délimitent et le matériau qui le compose.

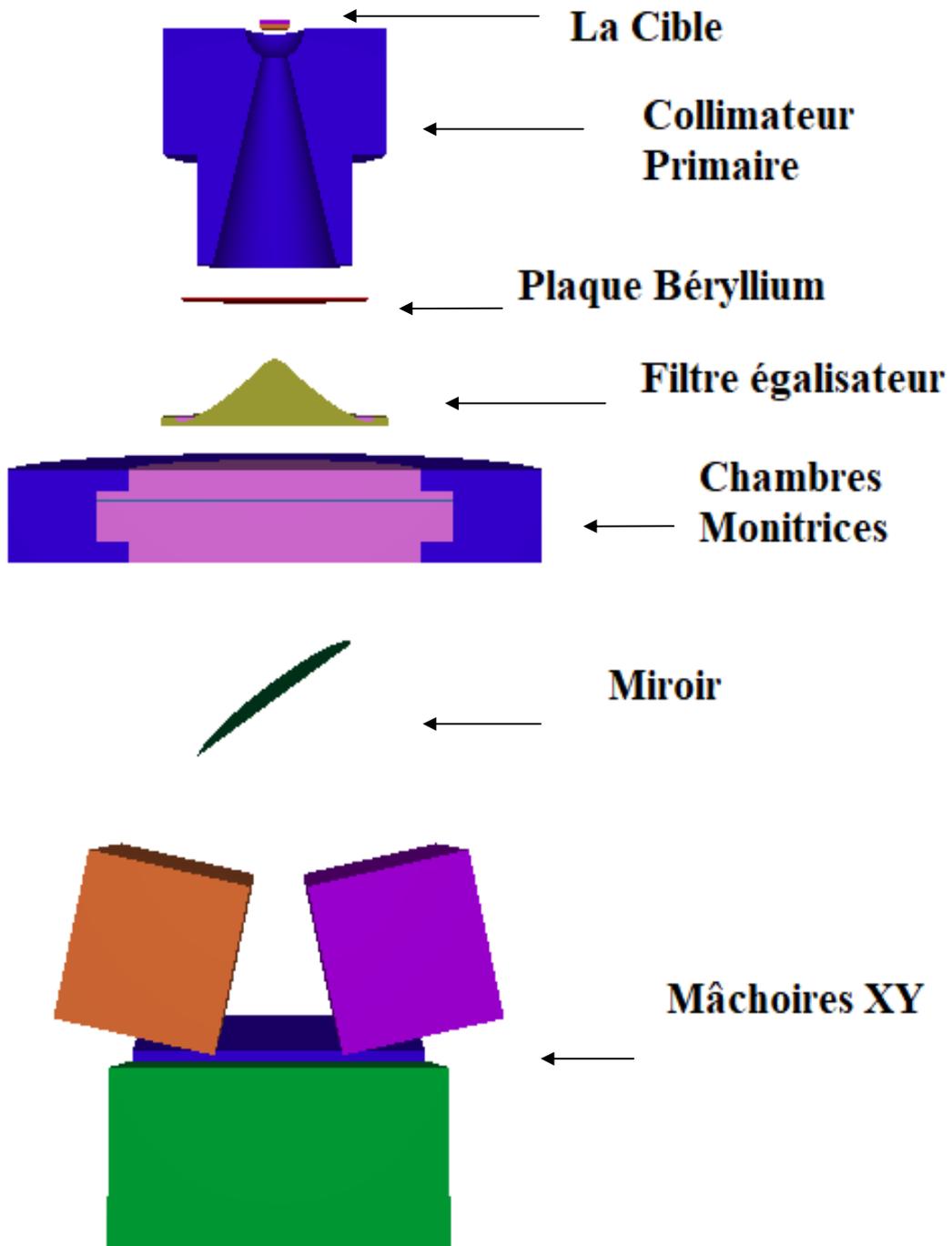


Fig. 2.7. 3D-gview de Varian iX en mode photon

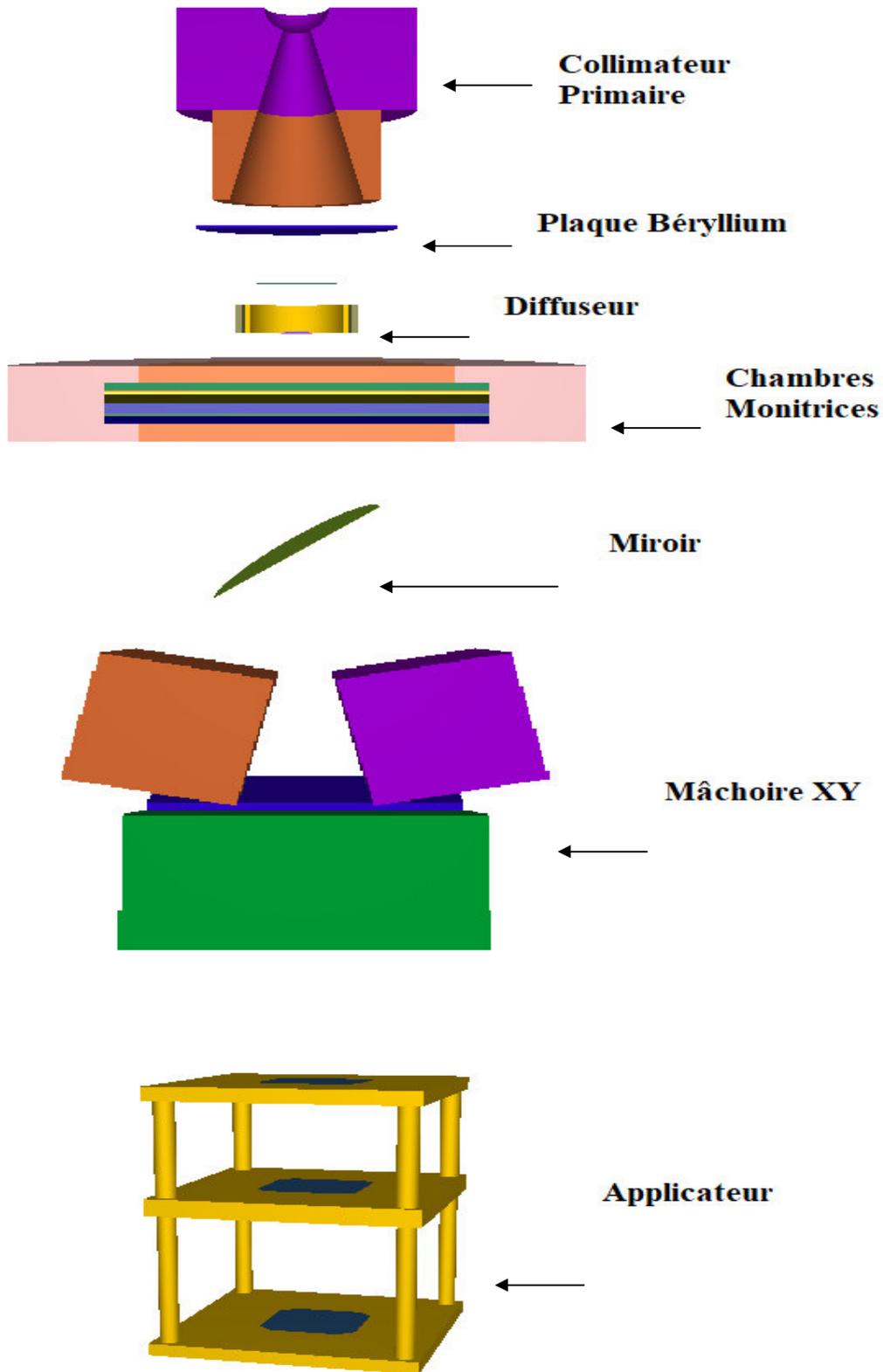


Fig. 2.8. 3D-gview de Varian iX en mode électron

3.3.1. La cible

La cible est constituée d'une plaque de tungstène de quelques millimètres d'épaisseur et d'une plaque de cuivre. Le tungstène permet la production de photons principalement par rayonnement de freinage alors que le cuivre est utilisé pour stopper les RX de basses énergies inutiles au traitement car trop peu pénétrant et pour dissiper rapidement la chaleur.

La Fig. 2.9 représente une vue en 3D de la cible modélisée pour le faisceau de photons X6 uniquement.

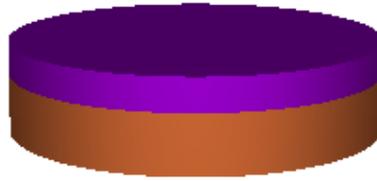


Fig. 2.9. 3D-gview de la cible d'irradiation

3.3.2. Le collimateur primaire et fenêtre de sortie

Le faisceau de rayonnement doit être contraint d'une manière quelconque pour garantir que seule la partie requise du patient est irradiée. Les accélérateurs disposent d'un collimateur primaire circulaire à proximité de la source. Cela limite le champ à une forme circulaire. Le collimateur primaire se compose d'un bloc en tungstène de quelques centimètres de hauteur, il délimite un cône qui définit le champ maximum d'irradiation. Une plaque de béryllium de quelques centaines de micromètres d'épaisseur est placée à la sortie du collimateur primaire pour les photons et les électrons.

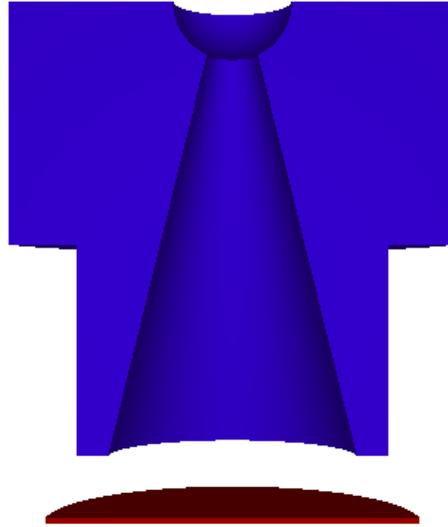


Fig. 2.10. 3D-gview une coupe axiale suivant z pour le collimateur primaire

3.3.3. Le filtre égalisateur et feuilles de diffusion

Les bremsstrahlung sont générés lorsqu'un faisceau d'électrons à haute énergie frappe une cible, et est principalement dirigé vers l'avant pour l'homogénéité du faisceau. L'utilisation d'un filtre aplatissant est nécessaire et permet de compenser le manque de diffusion en bordure de champ en concevant volontairement un profil qui augmente vers les bords. Le filtre d'aplatissement est généralement à symétrie circulaire. La conception du filtre d'aplatissement peut avoir un impact considérable sur le faisceau de rayonnement. Dans notrecas il a été modélisé en superposant quelques dizaines de cônes et il est composé principalement de cuivre pour le faisceau de photon de 6MV.



Fig. 2.11. 3D-gview Filtre égalisateur uniquement pour les photons 6MV

Pour les faisceaux d'électrons, La plupart des conceptions d'accélérateurs linéaires utilisent des feuilles de diffusion pour élargir le faisceau. Dans ce cas, des feuilles minces de métaux à numéro atomique supérieur sont placées dans le faisceau, généralement positionnées sur le même système de glissière ou de carrousel imbriqué qui porte également le filtre d'aplatissement du faisceau de rayons X. Les épaisseurs de feuilles sont choisies pour être un compromis en être suffisamment épaisse pour produire des niveaux acceptables de diffusion d'électrons tout en étant suffisamment mince pour garantir que la perte d'énergie et la contamination bremsstrahlung supplémentaire du faisceau ne soient pas trop élevées.

Comme cet équilibre des interactions électroniques dépend de l'énergie, chaque énergie électronique nécessite sa propre feuille, bien que, en pratique, ce ne soit pas toujours le cas qui est notre cas pour le 6 et 9 MeV. La plupart des conceptions de feuilles de diffusion sont basées sur un système à double feuilles avec deux jeux de feuilles distantes de quelques cm. Le premier est une feuille de numéro atomique d'épaisseur supérieure uniforme comme dans la conception de feuille unique. Il est suivi par la feuille secondaire qui est une pile à peu près en forme de cône de feuilles de numéro atomique inférieur. Cela produit un meilleur équilibre des effets et peut donner un faisceau plus plat sur la largeur requise.

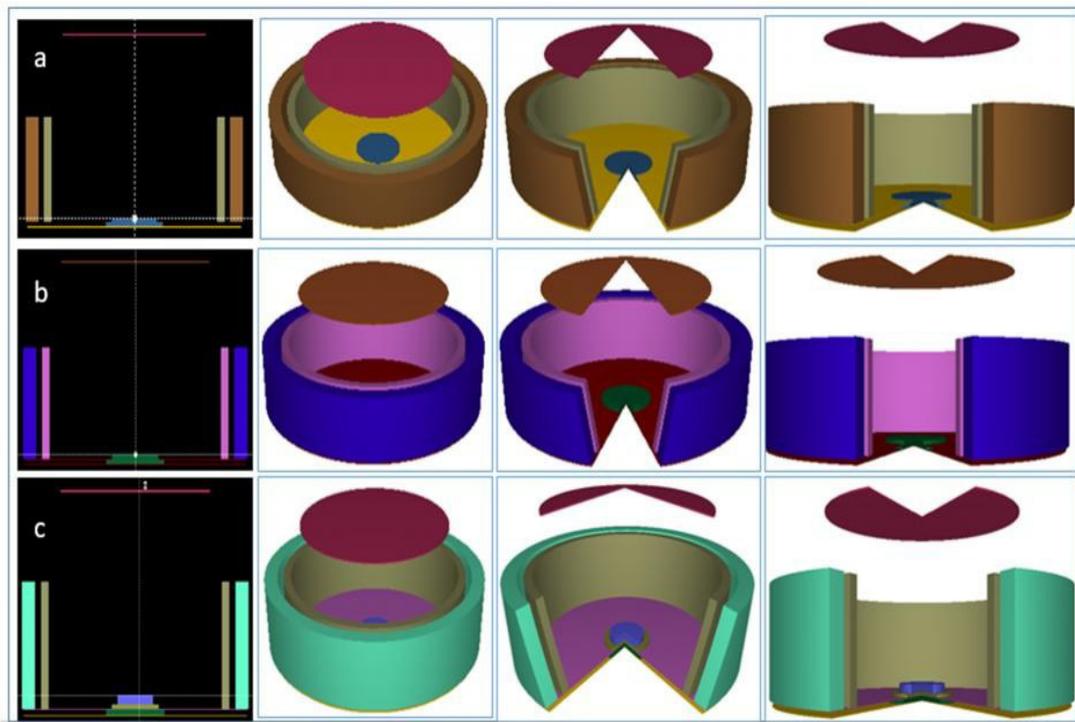


Fig. 2.12. 3D-gview feuilles de diffusion uniquement pour les électrons 6, 9, 12 et 20 MeV

3.3.4. Les Chambres Monitrices

L'ensemble de la chambre est modélisé par sept plaques de Kapton et sept plaques de Cuivre équidistantes : 3 plaques épaisses et 4 plaques plus fines de détection respectivement.

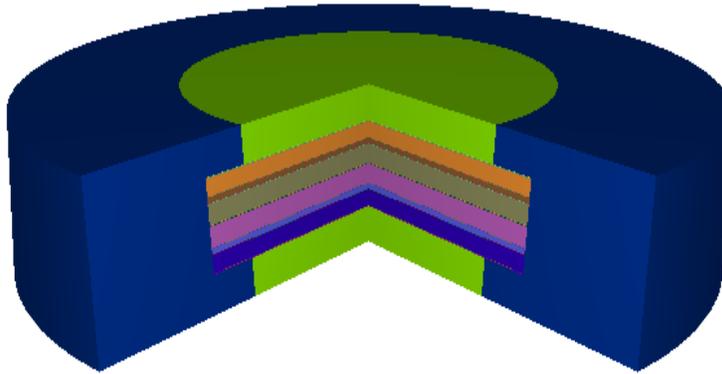


Fig. 2.13. 3D-gview chambre d'ionisation

3.3.5. Le miroir

Il est composé d'une plaque de Mylar de quelques millimètres d'épaisseur formant un angle de quelques dizaines de degrés par rapport à l'axe du faisceau. Le but principal du miroir est de réfléchir la lumière sur la surface pour mieux visualiser le champ d'irradiation.

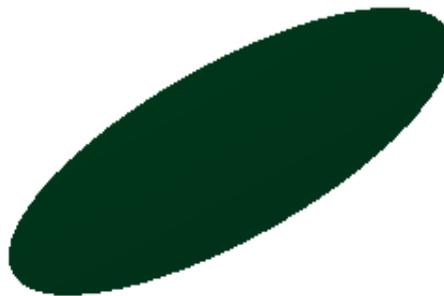


Fig. 2.14. 3D-gview du miroir

3.3.6. Les Collimateurs secondaires

Les collimateurs secondaires sont composés de deux éléments qui sont les mâchoires XY qui délimitent un champ d'irradiation rectangulaire de dimension maximale 40x40 cm² à 100 cm de la source. Les collimateurs secondaires parfois également appelés diaphragmes sont généralement constitués de blocs de tungstène à face plane qui se déplacent en arc de cercle afin que la face du bloc soit alignée avec le bord divergent du champ. Inévitablement, l'une des mâchoires du collimateur sera plus proche de la source que l'autre, et en conséquence, la netteté des bords du faisceau seront différente.

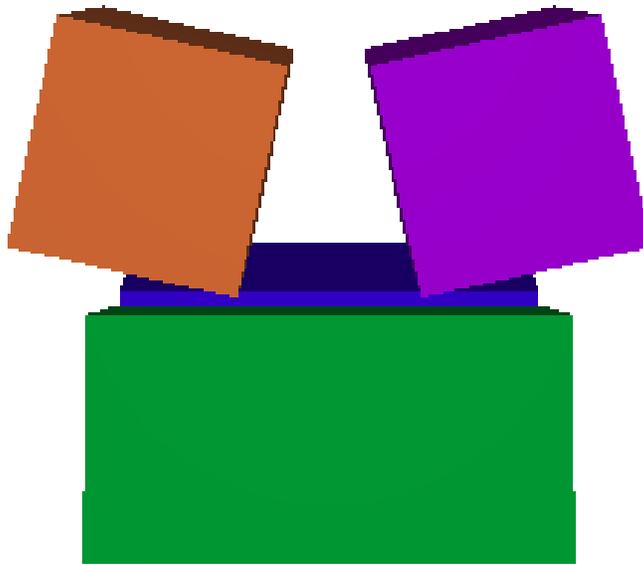


Fig. 2.15. 3D-gview du Collimateur secondaire (Mâchoires)

3.3.7. Les applicateurs

Utilisé uniquement en mode électron, la diffusion des électrons étant si importante, que des applicateurs sont nécessaires pour délimiter le champ très près du patient. De plus, l'applicateur est conçu pour aider à obtenir un faisceau plat sur les largeurs requises. Dans notre travail, nous avons réalisé deux applicateurs ; à savoir l'applicateur 6x6 cm² et l'applicateur 10x10 cm². La géométrie des deux applicateurs en 2D et 3D est présentée dans la Fig. 2.16.

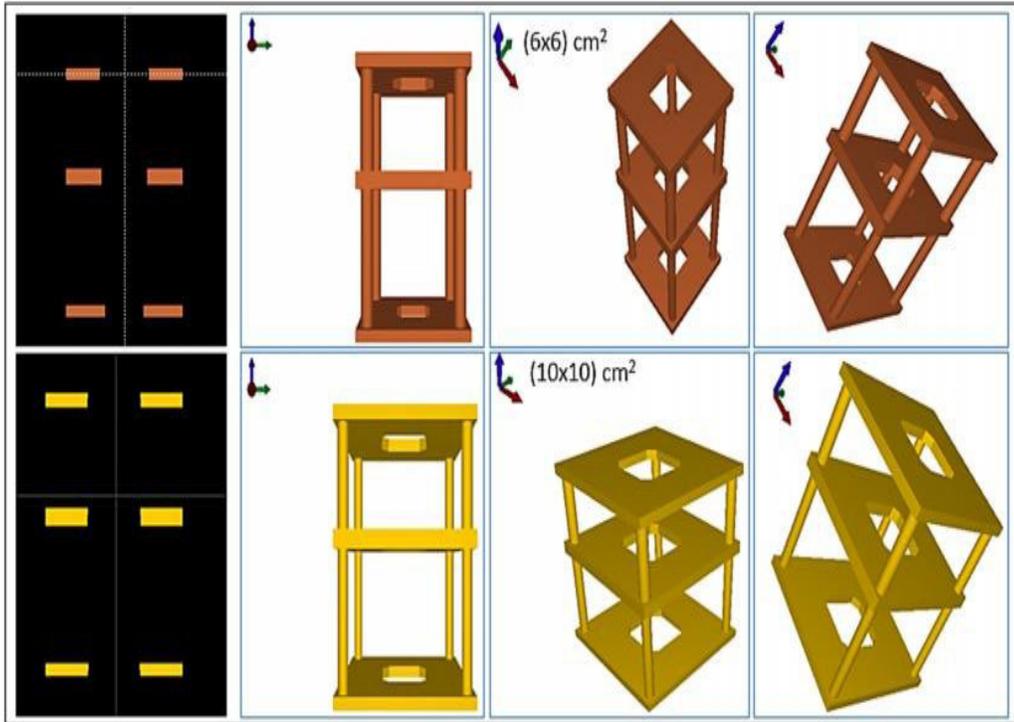


Fig. 2.16. 3D-gview des applicateurs 6x6 et 10x10 cm²

4. Résultats et Discussion

4.1. Monte Carlo du fichier d'espace de phase (PSF)–Photons.

Notre premier résultat MC est le spectre des photons. Le spectre d'énergie photonique, également connu sous le nom de distribution spectrale, est représenté sur la fig. 2.17. et fig. 2.18. Pour une distance de surface de la source (SSD) de 100 cm et une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Le spectre d'énergie du pic de photons incident a été trouvé à 0,5 MeV, ce qui est similaire aux observations précédentes de plusieurs auteurs [Mohan et al., 1985](#); [Sheikh-Bagheri and Rogers, 2002a](#). Il est également en bon accord avec le pic de l'énergie radiale de notre accélérateur linéaire Varian-iX fourni par le constructeur comme le spectre utilisé par le TPS. En ayant confiance dans la validité du spectre d'énergie des photons pour une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, nous avons généré les fichiers d'espace de phase pour les tailles de champ citées ci-dessus. Leur spectre d'énergie photonique correspondant est représenté sur la fig. 2.17. pour les champs standards et sur la fig. 2.18. pour les petits champs.

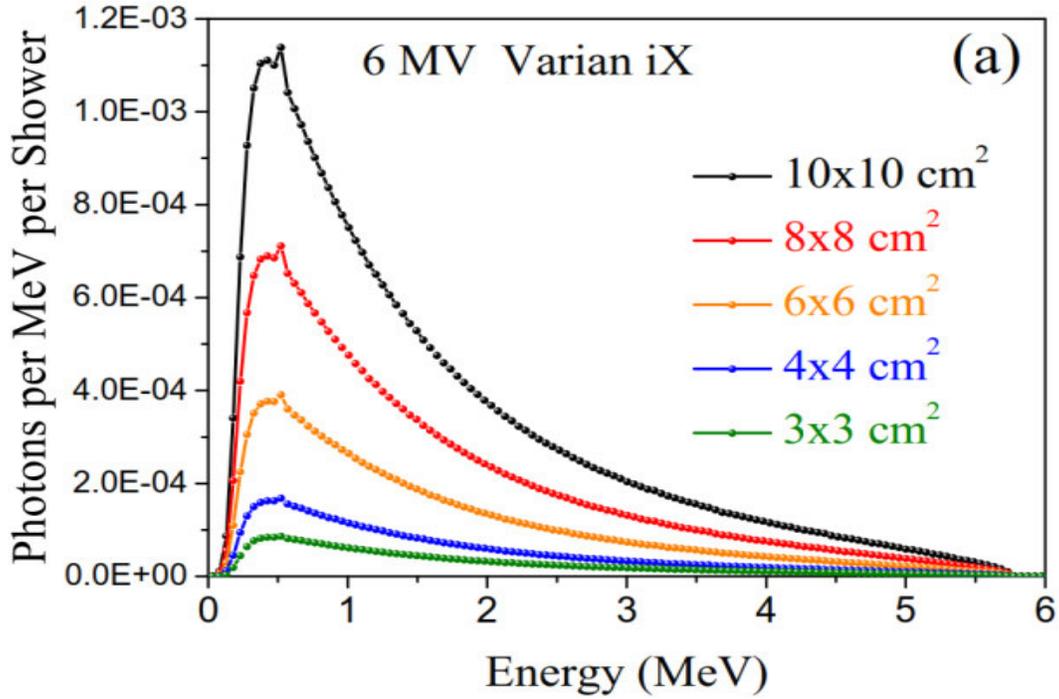


Fig. 2.17. Spectre d'énergie (distribution spectrale) pour un faisceau de photons de 6 MV obtenu à partir d'une simulation MC pour les champs standard à SSD 100 cm.

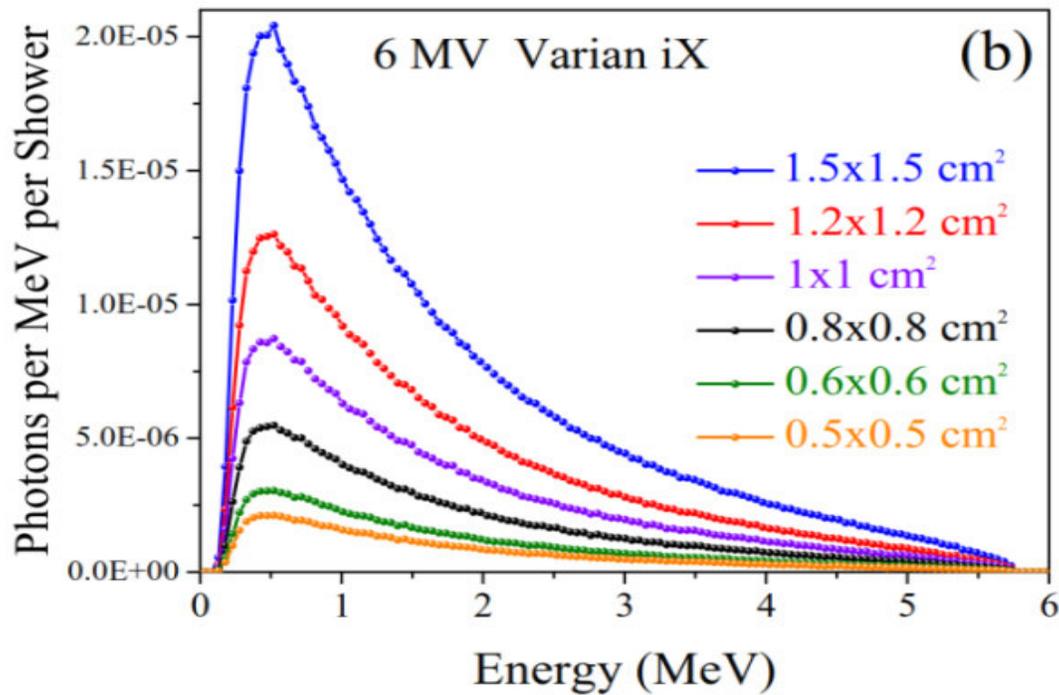


Fig. 2.18. Spectre d'énergie (distribution spectrale) pour un faisceau de photons de 6 MV obtenu à partir d'une simulation MC pour petits champs à SSD 100 cm.

Les contributions des photons et des électrons au spectre d'énergie total, pour une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, à 100 cm SSD sont montrées dans la fig. 2.19. On observe les différences de magnitude entre les deux contributions. La majeure partie du spectre est constituée de photons contaminés par une petite fraction d'électrons.

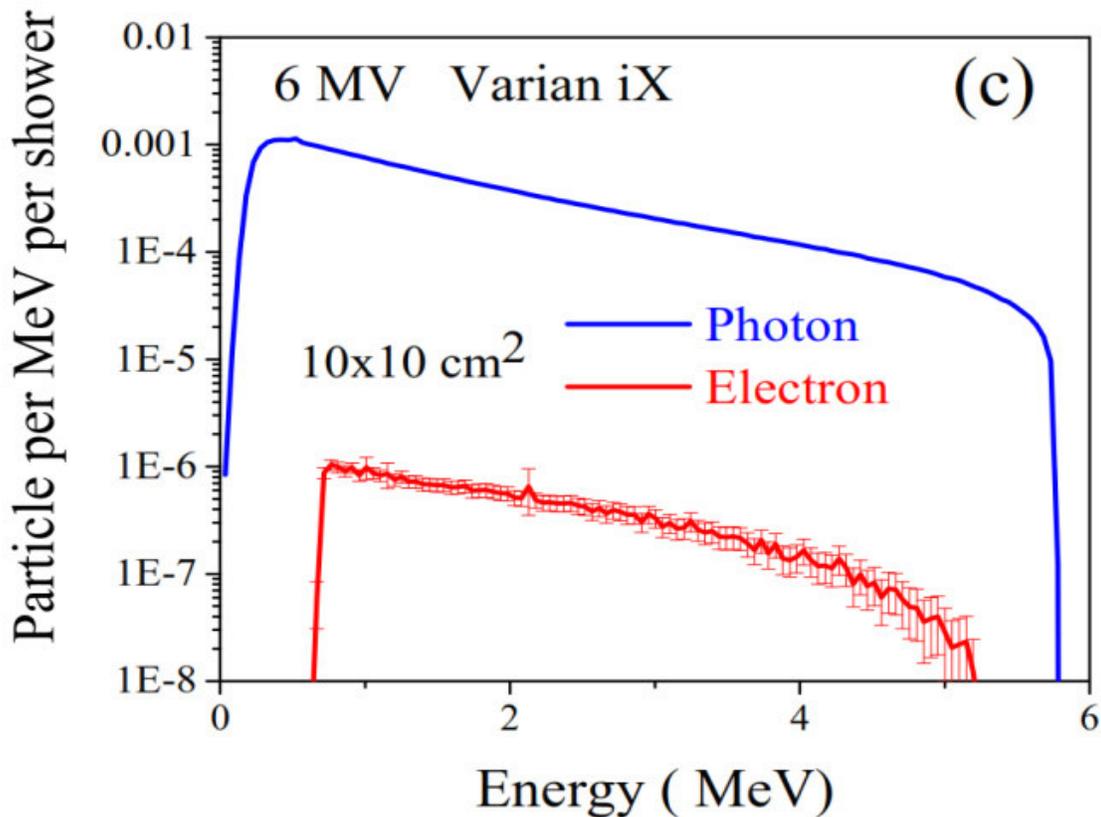


Fig. 2.19. Contributions des photons et des électrons au spectre d'énergie totale (distribution spectrale) obtenue à partir de la simulation MC pour 6MV Varian iX, taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à SSD 100 cm.

La distribution des particules en dimensions 2D est également utilisée pour vérifier nos simulations MC sur le PSF pour les différentes tailles de champs qui nous intéressent. Les distributions 2D du PSF à 100 cm SSD sur la fig. 2.20 pour une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, et la fig. 2.21 pour $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$, et $3 \times 3 \text{ cm}^2$, correspondant exactement aux tailles de champs utilisés. Nous notons que notre indice de qualité MC $\text{TPR}_{10}^{20} = 0.6624$ reproduit notre indice de qualité de faisceau expérimental $\text{TPR}_{10}^{20} = 0.666$ avec une erreur de 0,55%.

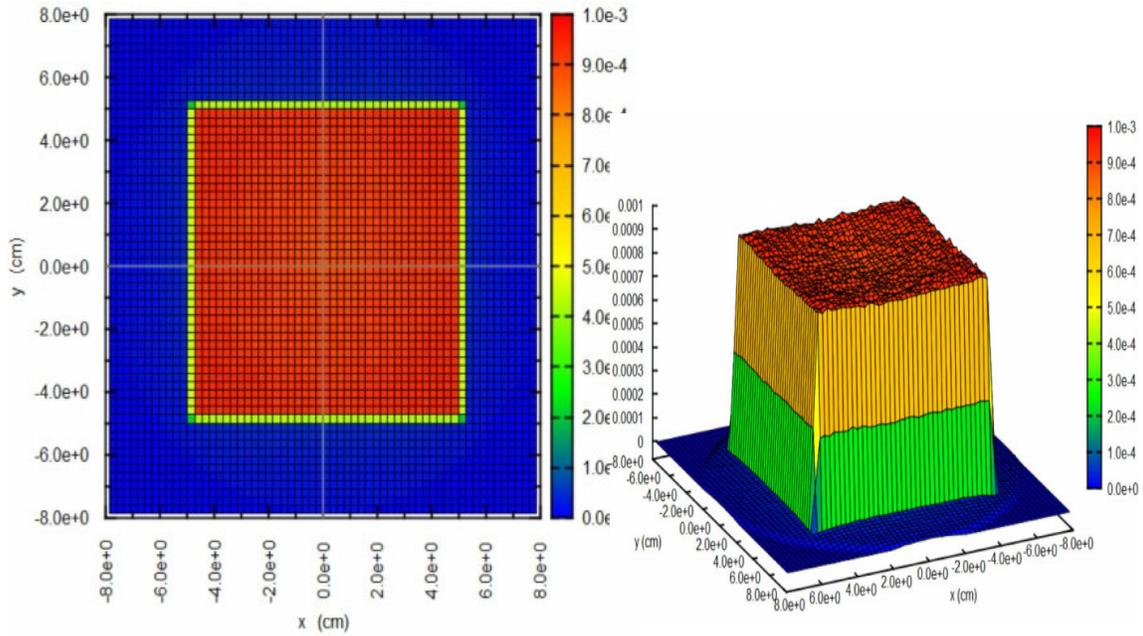


Fig. 2.20. Résultats MC de la distribution 2D (X, Y) (à gauche) et 3D ($1 / \text{cm}^3$) (à droite) des particules dans le PSF pour 6 MV à 100 cm SSD pour une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

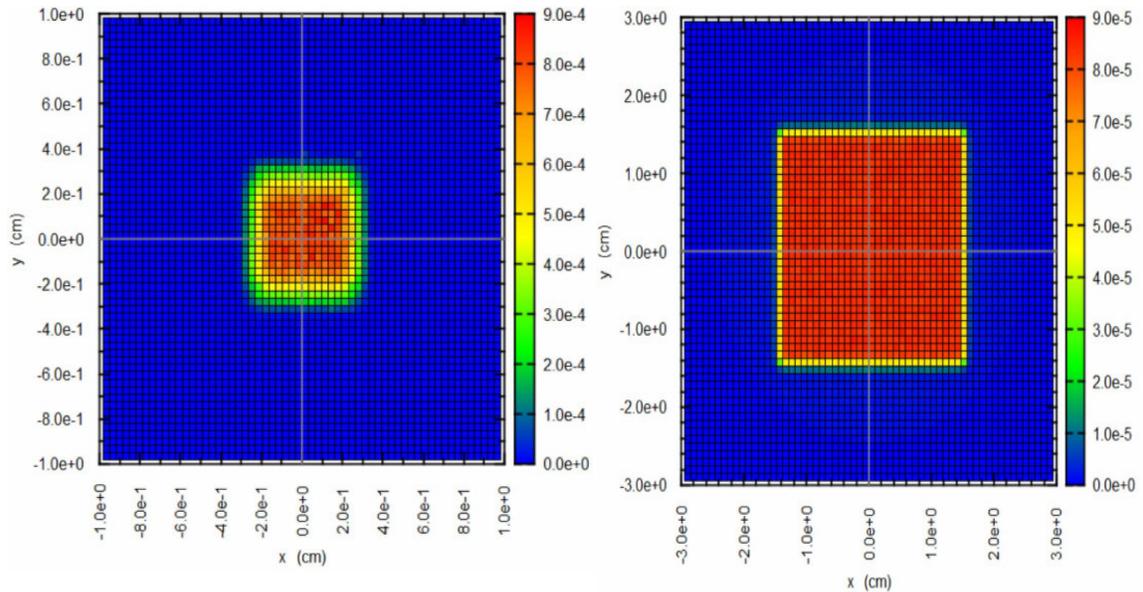


Fig. 2.21. Résultats MC de 2D (X, Y), coordonnées des particules dans le PSF pour 6 MV à 100 cm SSD: à gauche: taille de champ de $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$, à droite: taille du champ $3 \times 3 \text{ cm}^2$.

4.2. Monte Carlo du fichier d'espace de phase (PSF) -Electrons.

Comme le but est de simuler la tête de l'accélérateur Varian iX avec ses énergies initiales correspondantes en mode électron; il faut d'abord faire coïncider l'énergie initiale de chaque source d'électrons, qui à la fin, permettra au minimum une concordance avec le rendement de profondeur à Z max pour chaque énergie. Evidemment, d'autres tests de validation sont nécessaires. Il est recommandé de lancer une série de tests de simulations couvrant une plage de rang d'énergie initiales tableau 2.2. permettant de faciliter de trouver cette valeur optimum d'énergie initiale par comparaison directe avec le rendement en profondeur expérimentale de la dose dans un fantôme d'eau mesuré au sein du CLCC de Sétif

L'énergie nominale	Energies								
6MeV	7	7.1	7.2	7.3	7.4	7.5	7.6	7.7	8
9 MeV	10.1	10.2	10.3	10.4	10.5	10.6	10.7	10.9	11
12 MeV	13	13.1	13.2	13.3	13.4	13.5	13.6	13.7	13.8
20 MeV	21.21	22	22.5	23	23.1	23.2	23.3	23.4	23.5

Tableau. 2.2. Les énergies utilisées pour validation des PSF

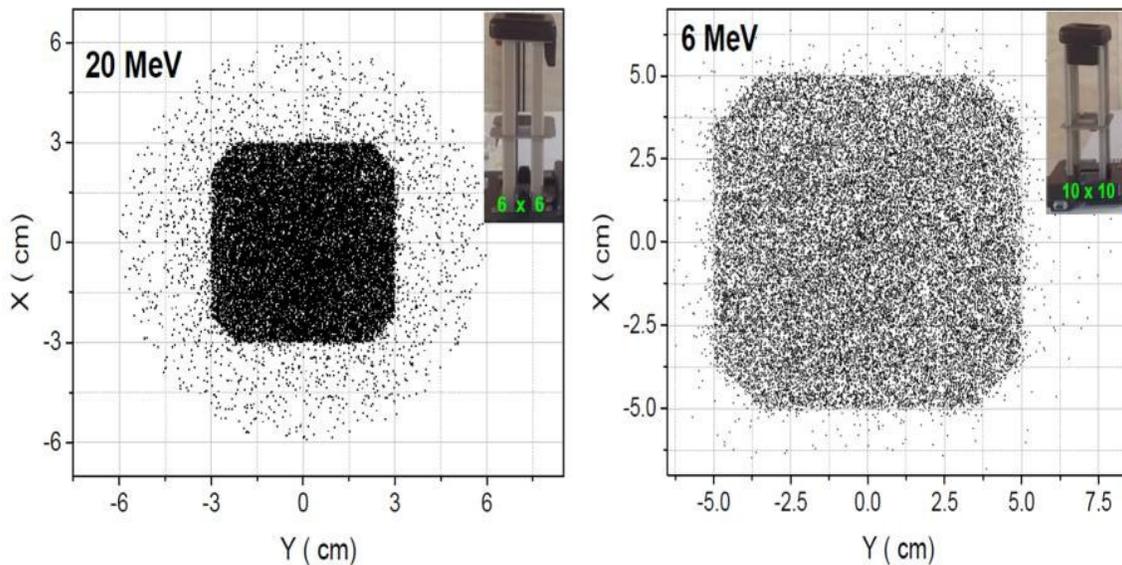


Fig.2.22. Les espaces de la phase pour les deux applicateurs 6x6 cm² et 10x10 cm²

Comme pour les photons décrit ci-dessus, il est nécessaire dans une simulation de MC d'un accélérateur de vérifier les distributions spectrales de l'énergie simulée. On a procédé par une validation rapide du fichier des espaces de phases par analyse des distributions en énergie extraites des espaces de phases sous forme de spectres d'énergies. Les figures qui suivent présentent notre distribution énergétique du spectre d'électrons obtenu lors de nos simulations pour 6-9 et 20 MeV. Les spectres des photons secondaires sont aussi montrés sur ces fig. 2.23, 2.24 et 2.25.

Nous avons remarqué un bon accord avec les pics des énergies radiales 6 et 9 MeV de notre accélérateur linéaire Varian-iX fourni par le constructeur comme les spectres utilisés par le TPS. Il est important de souligner que pour l'énergie 20 MeV, il y a une légère différence. En ayant confiance dans la validité du spectre d'énergie des électrons, nous avons généré les fichiers d'espace de phase pour les deux applicateur 6x6 et 10x10 cm².

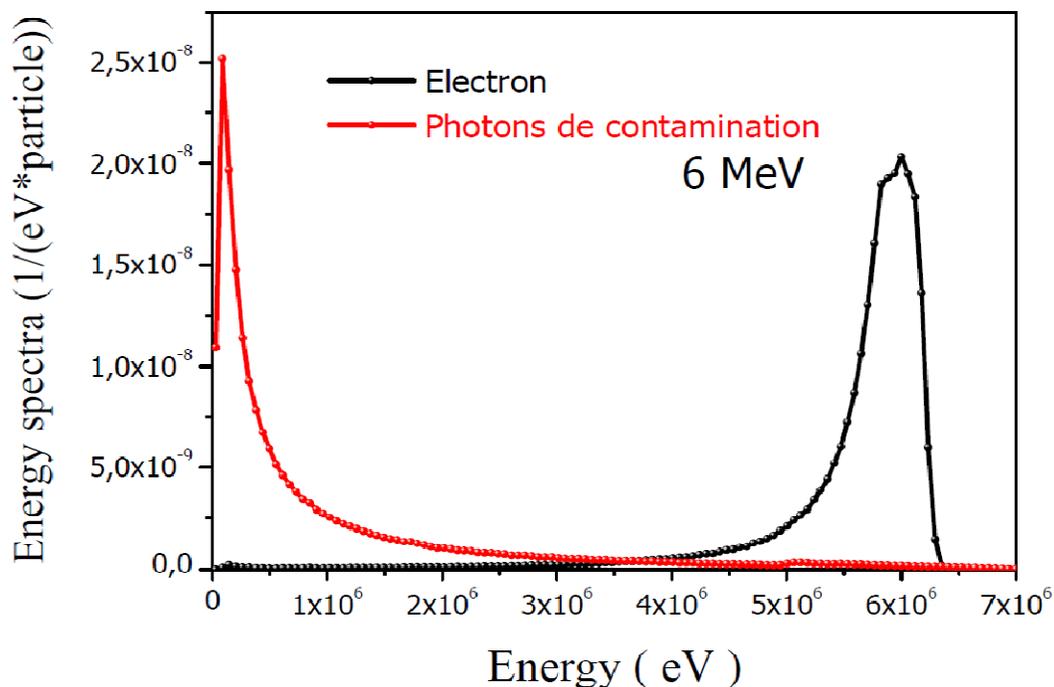


Fig. 2.23. Spectre d'énergie (distribution spectrale) pour un faisceau d'électron de 6MeV obtenu à partir d'une simulation MC.

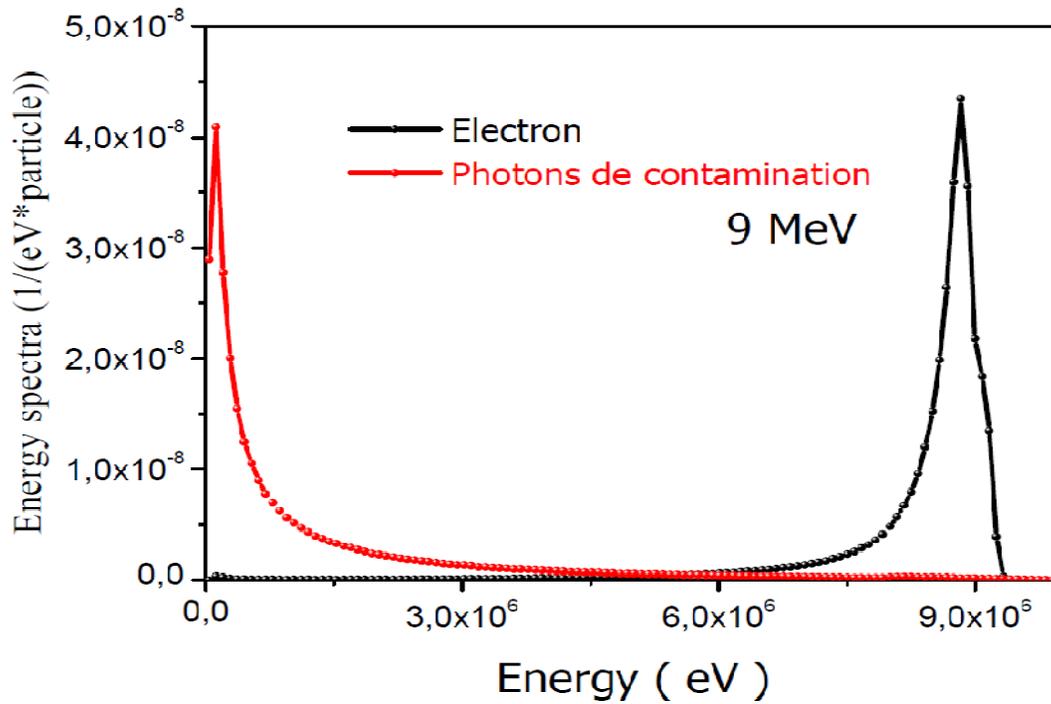


Fig. 2.24. Spectre d'énergie (distribution spectrale) pour un faisceau d'électron de 9 MeV obtenu à partir d'une simulation MC.

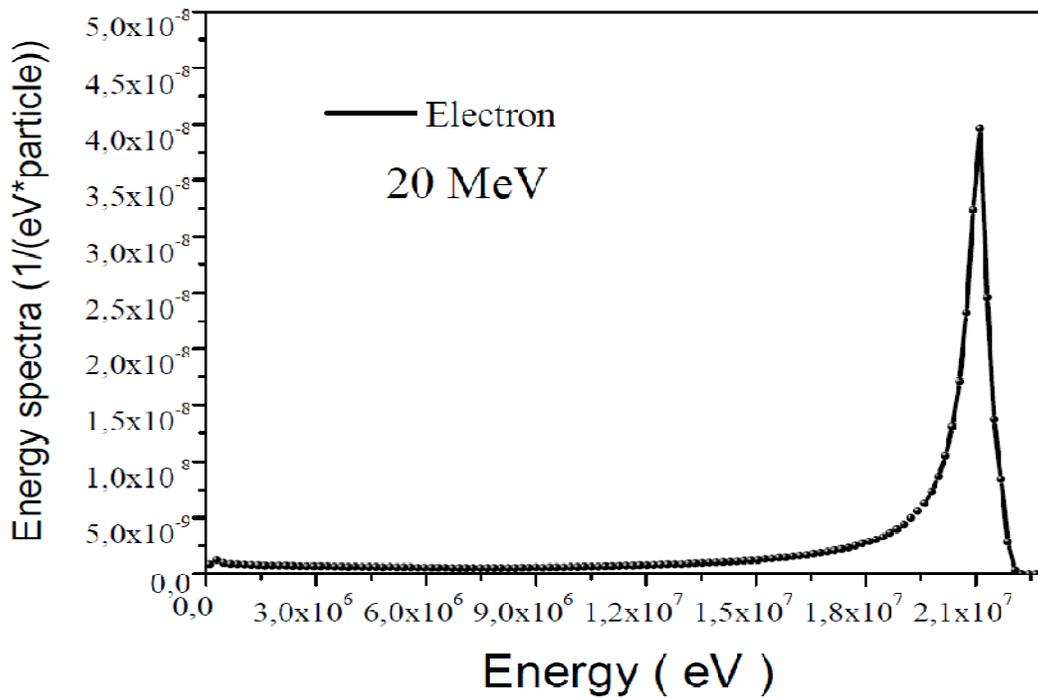


Fig. 2.25. Spectre d'énergie (distribution spectrale) pour un faisceau d'électron de 20 MeV obtenu à partir d'une simulation MC.

5. Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la mise en œuvre des simulations MC à l'aide du code PENELOPE pour Varian iX. Pour les électrons trois énergies ont été simulées 6, 9 et 20MeV ensuite validées en fonction des spectres. Pour les photons, le faisceau primaire d'électrons a été modélisé par un faisceau mono-énergétique de distribution conique. L'ajustement en champ de référence a conduit à des paramètres du faisceau primaire tel que $E = 5.76 \text{ MeV}$ et $\text{FWHM} = 1.2 \text{ mm}$ pour toutes les tailles de champs.

La modélisation de Varian iX, a permis de déterminer les données de base, en particulier de générer un ensemble de base de données de PSFs pour plusieurs et différentes tailles de champs y compris les plus petits de l'ordre de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$. Qui nous a permis une indépendance totale des PSFs.

Chapitre 03

Validation des mesures dosimétriques dans un fantôme d'eau

1. Introduction

Ce chapitre est consacré à la validation des mesures dosimétriques dans un fantôme d'eau et l'évaluation des deux algorithmes implémentés dans le TPS associé au Varian iX. Nous avons présenté dans le chapitre 2 la validation dosimétrique des PSFs par simulation Monte Carlo. Dans la première partie les PSFs résultants du deuxième chapitre sont utilisés pour une validation en mode relatif pour les photons et électrons et en mode absolue uniquement pour les photons en milieu homogène qui est l'eau dans notre cas. Nous avons procédé à une comparaison des PDDs et des Profils 2D entre les données expérimentales réalisées au Centre de Lutte Contre le Cancer de Sétif au niveau du département de la radiothérapie et les calculs réalisés par simulation MC PENELOPE à partir des fichiers PSFs pour les champs 10x10, 8x8, 6x6, 4x4, 2x2, 1x1cm². En mode photons qui est l'objectif principal de notre thèse nous avons procédé à une validation en terme absolue qui est recommandé par IAEA pour une meilleure certitude des fichiers PSFs. Nous avons généré une relation qui relie les UM et la dose absorbé en termes de MC pour les champs 10x10, 6x6, 4x4 cm² à différents profondeurs dans le fantôme.

La seconde partie est consacrée à l'application des PSFs dans les petits champs en milieu hétérogène dans les zones de forte et faible densité et en présence d'un manque d'équilibre électronique latéral. Nous commençons à présenter les méthodes et les outils de modélisations développés pour permettre l'évaluation des deux algorithmes implémentés dans le TPS. La modélisation en termes d'hétérogénéité est réalisée en deux étapes. La première avec un seul insert d'hétérogénéité soit poumons soit de l'os et la deuxième avec cinq inserts d'hétérogénéité avec différentes densité pour les champs 5x5, 3x3, 2x2, 1x1cm².

2. Ajustement du modèle pour Varian iX

La modélisation d'un accélérateur n'est jamais tout-à-fait conforme à l'accélérateur réel car les paramètres du faisceau primaire d'électrons sont mal connus. Les constructeurs peuvent seulement fournir un intervalle de valeurs concernant les paramètres physiques du faisceau. La méthodologie pour modéliser un accélérateur médical linéaire consiste donc tout d'abord à modéliser de façon précise les différents éléments géométriques de l'accélérateur puis à ajuster les caractéristiques du faisceau primaire d'électrons pour chaque installation. Le faisceau primaire de Varian iX a été modélisé par un faisceau mono-énergétique d'électrons vers la cible et ayant radialement une distribution conique. Ainsi les deux paramètres du modèle à ajuster sont : l'énergie E et la largeur à mi-hauteur FWHM de la

distribution radiale conique uniquement pour les photons. Il existe actuellement deux méthodes pour ajuster le modèle du faisceau primaire des LINAC.

2.1. Optimisation par comparaison des données dosimétriques de base mesurées et calculées

La méthode par comparaison des données dosimétriques de base Spectre, TPR, PDD et profils, est la méthode classique qui consiste à comparer de manière itérative les données dosimétriques de base mesurées dans une cuve à eau à celles calculées. Pour les photons, il a également été montré que la largeur de la tâche focale avait une influence sur les profils au niveau des zones de pénombre (Pena et al., 2004). Aussi, dans un premier temps, il a été nécessaire de réaliser une étude de sensibilité afin d'étudier l'influence de l'énergie et de la largeur à mi-hauteur de la tâche focale (FWHM) sur les profils, les PDD et le TPR. Ensuite, les données calculées pour différents paramètres de la source ont été comparées aux données expérimentales afin de déterminer le meilleur ajustement pour E et FWHM. Contrairement aux électrons qui n'ont pas une source focale, les différents paramètres de comparaisons spectres et PDD ont été comparées aux données expérimentales afin de déterminer le meilleur ajustement seulement pour E. Nous tenons à préciser l'importance du choix de l'énergie et la largeur à mi-hauteur de la tâche focale (FWHM) dans nos résultats d'où la nécessité d'entreprendre une étude approfondie pour la sélection des paramètres initiaux qui se traduit par une énergie de 5.76 MeV et une source de 1.2mm. Du fait de la symétrie axiale de la tête de LINAC, une voxelisation cubique a été utilisée pour le calcul des profils. La taille des voxels est un compromis entre la résolution spatiale et l'incertitude du calcul ; c'est pourquoi les voxels doivent être choisis soigneusement assez faibles pour éviter de faire une moyenne volumique de la dose conduisant à une sous-estimation de celle-ci et assez large pour minimiser l'incertitude statistique. La configuration des voxels dans Penman pour les profils varie de 0.33 mm de chaque côté pour un champ de 10x10 cm² à 0.3 mm de chaque côté pour les petits champs et pour les PDD un voxel de 5mm de chaque côté.

2.2. Optimisation par comparaison de la dose absolue mesurée et calculée

Ce type d'ajustement est réalisé seulement sur les photons. Dans la section précédente, nous avons présenté des validations de la PSF en mode relatif où les PDD et les profils ont été calculés et comparés à nos mesures. Dans la présente section nous présentons notre modèle utilisé pour valider les résultats de l'accélérateur en mode absolu. La validation d'un accélérateur en dose absolue n'est pas si évidente (Capote et al., 2006), une relation est

nécessaire pour relier la dose absolue de MC à celle mesurée. Nous avons utilisé le programme PENELOPE / Penmain à cet effet. Suite à la réf (Popescu et al., 2005), il est important de modéliser précisément la tête de traitement suivie d'une mise en service complète et d'avoir un nombre satisfaisant de particules dans le faisceau pour réduire l'incertitude dans le calcul des doses absolues. Le formalisme dosimétrique décrit ci-dessous ne concerne que les grandeurs dérivées du sous-programme Penmain dans PENELOPE. Le but de cette approche est de lier la dose de MC dans le fantôme, dans des conditions de référence, avec la dose des chambres de contrôle de la tête de traitement (salle de contrôle) à travers les particules incidentes sur la cible. Le formalisme (Popescu et al., 2005) est conçu pour calculer les particules rétrodiffusées des mâchoires. Sachant que dès que la taille du champ est réduite, la rétrodiffusion augmente dans la dose accumulée dans la salle du moniteur. Pour une bonne précision, les particules rétrodiffusées doivent être prises en compte dans le calcul (Popescu et al., 2005). Dans la littérature, différentes approches ont été utilisées. Dans les travaux de (Liu et al., 2011), un lien entre la dose de MC et l'UM a été trouvée en utilisant un seul facteur de la simulation de MC dans les conditions d'étalonnage de référence Clinac. Les auteurs des travaux (Spezi et al., 2002) n'ont pas utilisé de modélisation dans la salle du moniteur pour la rétrodiffusion. Cependant, une formule d'ajustement polynomiale décrite par (Liu et al., 2000) a été appliquée, après application d'un facteur indépendant de la taille du champ pour convertir les résultats de MC en dose par MU. Les auteurs (Ma et al., 2004; Ma et al., 2002) ont proposé un formalisme dans leurs simulations pour les calculs MU par MC, où tous les facteurs de dose de la simulation MC sont normalisés par le nombre de particules simulées. Les auteurs (Leal et al., 2003) ont également établi une relation entre l'UM et le nombre de particules simulées. Les auteurs (Popescu et al., 2005) ont suggéré un formalisme pour lier la dose MU à la dose MC en utilisant BEAMnrc / DOSXYZnrc. Les auteurs (Liu et al., 1997) ont expliqué avec précision l'effet du rayonnement rétrodiffusé sur la chambre du moniteur grâce à la modélisation MC en comparant la dose rétrodiffusée calculée par MC avec l'impulsion électronique. Les auteurs (Popescu et al., 2005) ont montré que la rétrodiffusion diminuait linéairement avec l'augmentation de la taille du champ, ce qui induisait une augmentation de 2% des photons d'une taille de champ de 10x10 cm² à une taille de champ de 40x40 cm². Ils ont constaté que les mâchoires supérieures (Y) sont responsables de la majeure partie de la rétrodiffusion et que les mâchoires (X) ne contribuent qu'à 10% simplement parce que les mâchoires (X) sont à un niveau inférieur à celui des mâchoires (Y). Suivant les auteurs (Popescu et al., 2005).

Quand le faisceau de photon passe dans la chambre d'ionisation monitrice la dose déposée au niveau de cette dernière est exprimée par $D_{CH-Monitor}$ et est une valeur moyenne prélevée dans l'ensemble du volume d'air de la chambre

$$D_{CH-Monitor} = D_{CH-Monitor}^{FR} + D_{CH-Monitor}^{BC} \quad (3.1)$$

Où $D_{CH-Monitor}^{FR}$ est la contribution à $D_{CH-Monitor}$ due au faisceau entrant dans la chambre du moniteur par le haut donc c'est une constante et $D_{CH-Monitor}^{BC}$ est la contribution à $D_{CH-Monitor}$ due aux particules rétrodiffusées par les mâchoires. Elle a été utilisée pour les différents champs entrants dans les chambres du moniteur par le bas, donc qui dépendent de l'ouverture du champ.

La dose absolue D_{pen}^{abs} , peut être écrite sous la forme d'un produit des doses délivrées par la simulation MC sous la subroutine Penmain par le nombre d'électrons incidents sur la cible qui est le nombre de particules primaires absorbées

$$D_{pen}^{abs} = D_{pen} * Nmb_e \quad (3.2)$$

Où D_{pen} , D_{pen}^{abs} sont la dose et la dose absolue dans un point à l'intérieur d'un fantôme de la simulation MC. Le deuxième facteur est normalisé par le nombre de particules incidentes sur la cible et Nmb_e est le nombre d'électrons sur la cible.

La dose absolue cédée au niveau de la chambre monitrice peut être écrite sous deux formes. La première est un produit de dose de MC par le nombre de particules incidentes sur la cible. La deuxième forme est plus expérimentale. C'est le produit des unités monitrices par la dose de 1UM dans la chambre.

$$D_{CH-Monitor}^{abs} \left\{ \begin{array}{l} = D_{CH-Monitor} * Nmb_e \\ \text{et} \\ = D_{CH-Monitor}^{abs(1MU)} * U \end{array} \right. \quad (3.3)$$

De l'équation (3.3) on peut déduire que :

$$Nmb_e = \frac{D_{CH-Monitor}^{abs(1MU)}}{D_{CH-Monitor}} * U \quad (3.4)$$

On le remplace dans l'équation (3.2) on trouve :

$$D_{pen}^{abs} = D_{pen} * \frac{D_{CH-Monitor}^{abs(1MU)}}{D_{CH-Monitor}} * U \quad (3.5)$$

La dose absolue dans la chambre monitrice à 1UM est le produit de la dose dans cette dernière à un champ de 10x10 cm², par le nombre d'électrons incidents sur la cible à 1UM comme le montre l'équation (3.6)

$$D_{CH-Monitor}^{abs(1MU)} = D_{CH-Monitor}^{(10x10)} * Nmb_e^{(1MU)} \quad (3.6)$$

La contribution de rétrodiffusion varie avec l'ouverture des mâchoires. Afin de relier les doses MC-UM, un facteur d'étalonnage virtuel de l'accélérateur doit être pris en compte dans le calcul pour l'étalonner virtuellement (Popescu et al., 2005). C'est le facteur qui nous permet de calculer la dose à Z_{max} (1cGy pour 1UM). Il repose sur le nombre d'électrons sur la cible. Puis nous avons la dose absolue de MC à une profondeur donnée définie par :

$$D_{pen}^{abs,cv} = D_{pen}^{cv} * Nmb_e^{(1MU)} \quad (3.7)$$

Où D_{pen}^{abs,cv} est la dose absolue dans un point à l'intérieur d'un fantôme de la simulation MC normalisée par le nombre de particules incidentes sur la cible à 1UM et D_{pen}^{cv} est la dose dans un point à l'intérieur d'un fantôme de la simulation MC à 1UM.

On remplace Nmb_e^(1MU) de l'équation (3.7) dans l'équation (3.6) on obtiendra :

$$D_{CH-Monitor}^{abs(1MU)} = D_{CH-Monitor}^{(10x10)} * \frac{D_{pen}^{abs,cv}}{D_{pen}^{cv}} \quad (3.8)$$

On remplace dans l'équation (3.5)

$$D_{pen}^{abs} = D_{pen} * \frac{D_{CH-Monitor}^{(10x10)}}{D_{CH-Monitor}} * \frac{D_{pen}^{abs,cv}}{D_{pen}^{cv}} * U \quad (3.9)$$

On remplace l'équation (3.1) dans l'équation (3.9) on obtient l'équation finale

$$D_{pen}^{abs} = D_{pen} * \frac{D_{CH-Monitor}^{FR} + D_{CH-Monitor}^{BC(10x10)}}{D_{CH-Monitor}^{FR} + D_{CH-Monitor}^{BC}} * \frac{D_{pen}^{abs,cv}}{D_{pen}^{cv}} * U \quad (3.10)$$

3. Résultats en milieu homogène et Discussion

3.1. Mesures et validation de PSF en mode relatif –Photons en milieu homogène.

À l'aide du TG-106(Das et al., 2008a,b), toutes les mesures ont été effectuées sur un fantôme PTW-Allemagne qui est très pratique car il est équipé d'un rotor pour faciliter le mouvement du détecteur. Les mesures PDD pour 6 MV ont été effectuées avec un SSD = 100 cm principalement avec une diode-E pour des tailles de champ de 2x2 cm², à 10x10 cm².

Les détecteurs utilisés dans cette étude ont été positionnés à l'aide du Trufixe pour désigner le point effectif du détecteur plus le support pour un positionnement correct du détecteur à la surface de l'eau dans le fantôme. Certaines de nos mesures PDD sont représentées sur les fig.3.1.a-f, ainsi que les résultats de simulations MC pour des tailles de champ de 10x10 cm², 8x8 cm², 6x6 cm², 4x4 cm², 2x2 cm² et 1x1 cm², respectivement. La différence entre les données mesurées et simulées est inférieure à 1% pour toutes les tailles de champs.

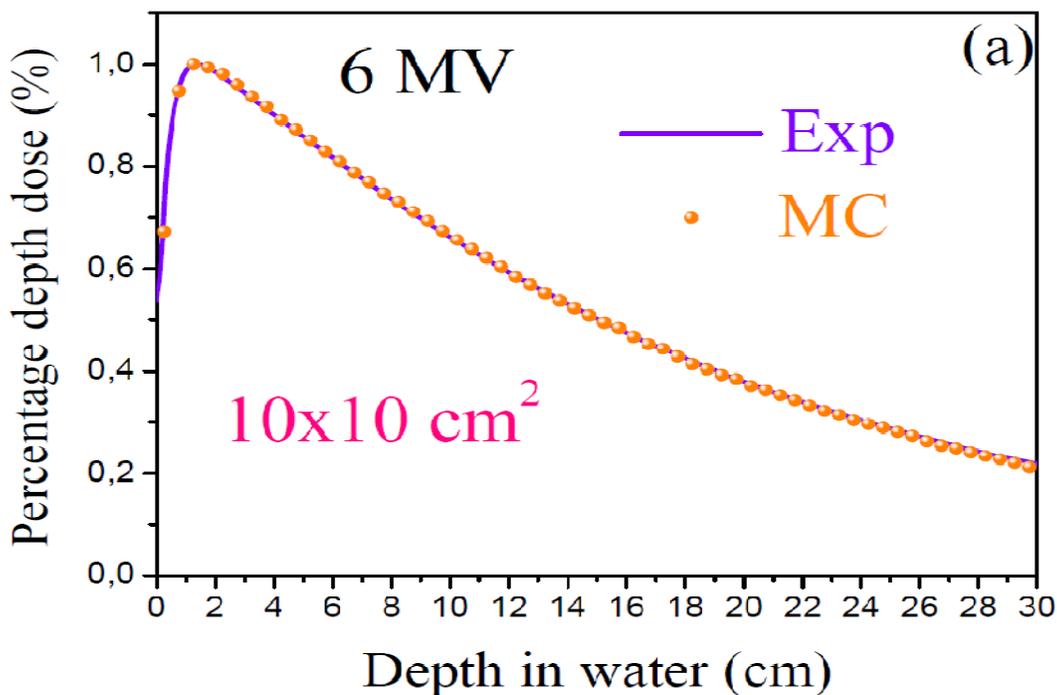


Fig. 3.1.a Pourcentage de la dose de profondeur la ligne continue est expérimentale et les points orange sont la simulation MC PENELOPE pour un champ de 10x10cm²

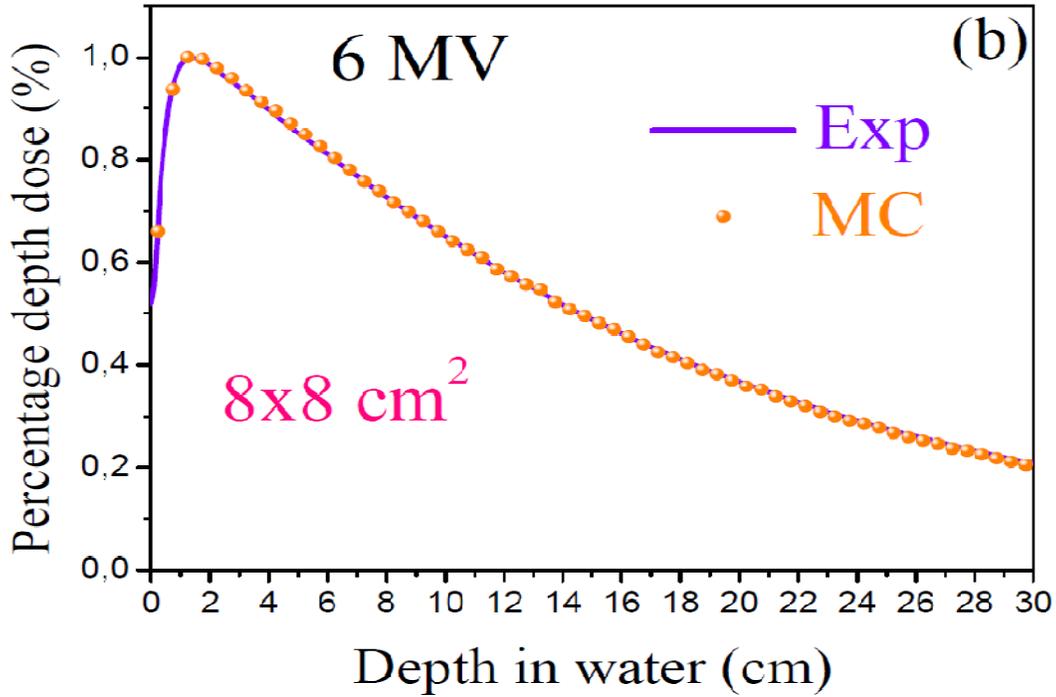


Fig. 3.1.b Pourcentage de la dose de profondeur la ligne continue est expérimentale et les points orange sont la simulation MC PENELOPE pour un champ de 8x8cm².

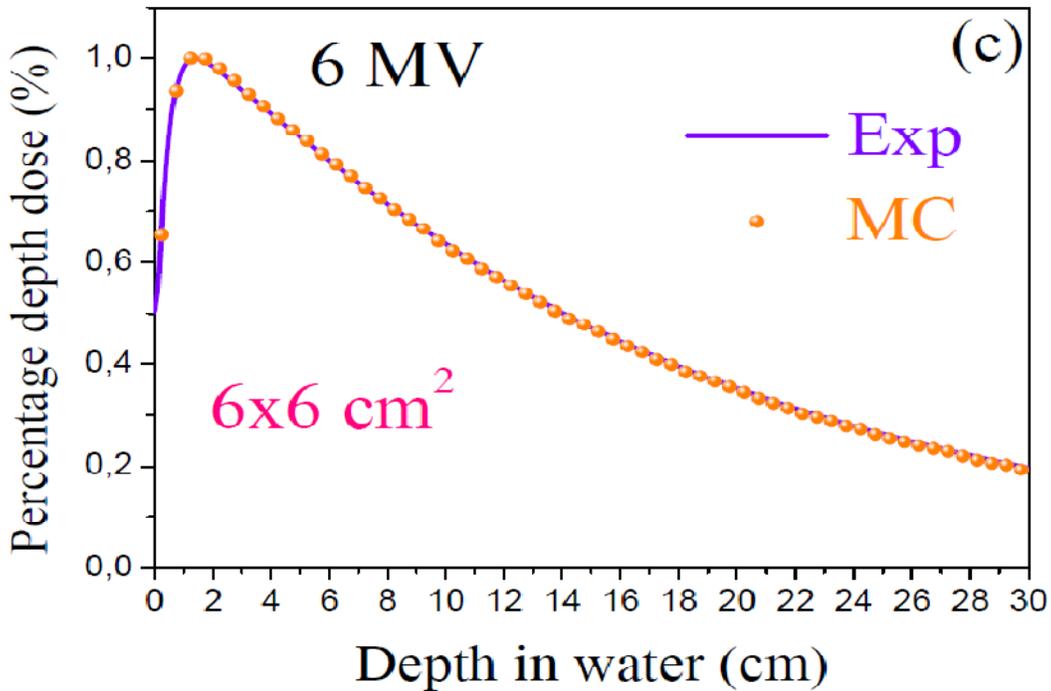


Fig. 3.1.c Pourcentage de la dose de profondeur la ligne continue est expérimentale et les points orange sont la simulation MC PENELOPE pour un champ de 6x6cm².

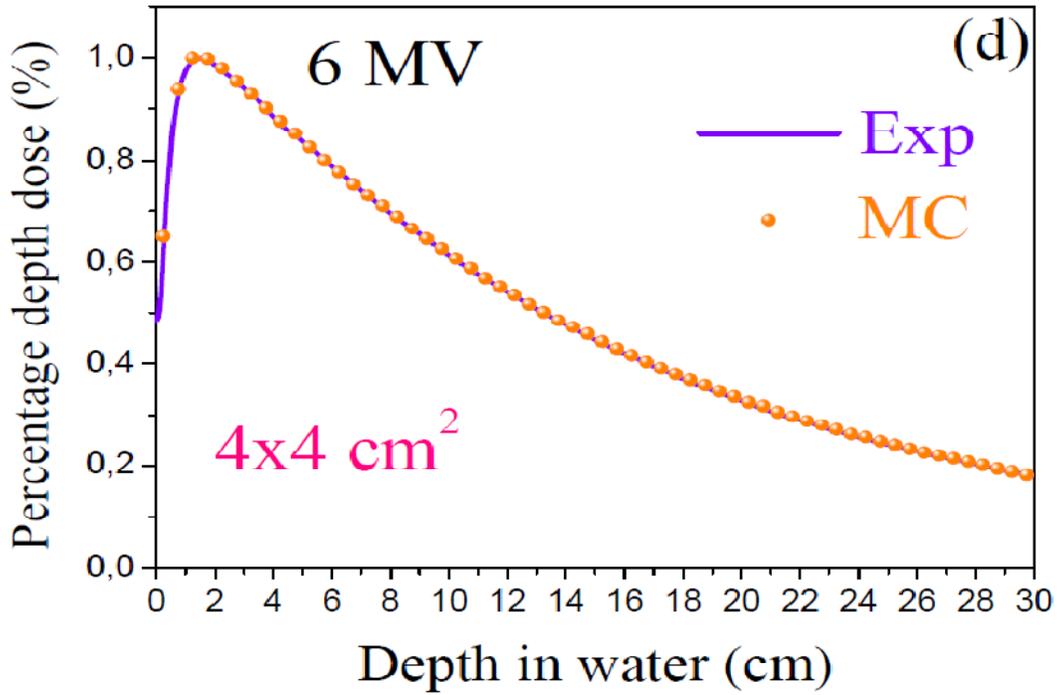


Fig. 3.1.d Pourcentage de la dose de profondeur la ligne continue est expérimentale et les points orange sont la simulation MC PENELOPE pour un champ de $4 \times 4 \text{ cm}^2$.

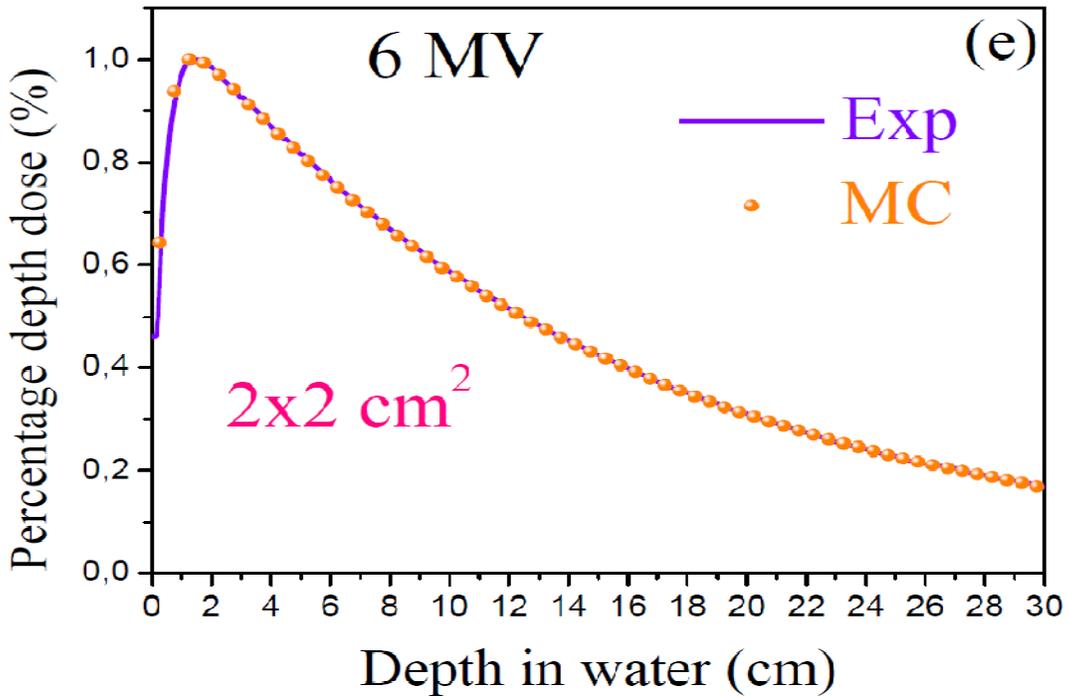


Fig. 3.1.e Pourcentage de la dose de profondeur la ligne continue est expérimentale et les points orange sont la simulation MC PENELOPE pour un champ de $2 \times 2 \text{ cm}^2$.

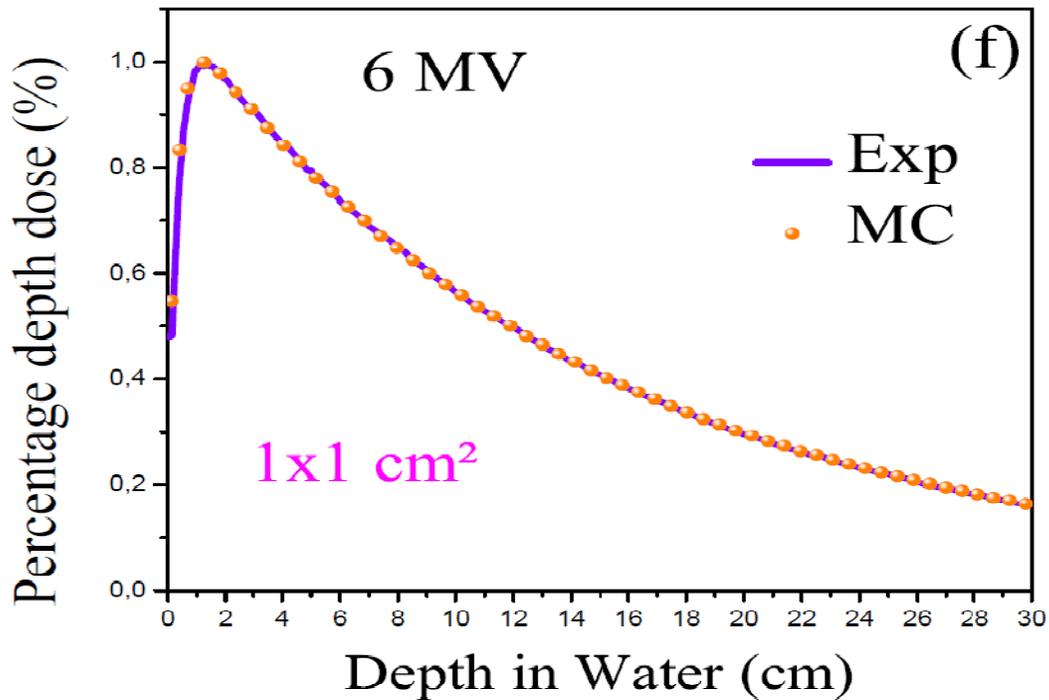


Fig. 3.1.f Pourcentage de la dose de profondeur la ligne continue est expérimentale et les points orange sont la simulation MC PENELOPE pour un champ de $1 \times 1 \text{ cm}^2$.

Les mesures des profils ont été effectuées à des profondeurs de 1,4 cm et 10 cm dans le fantôme dans les deux directions, dans le plan et dans le plan transversal par rapport au TG-106 (Das et al., 2008a,b). Les deux profondeurs permettent une mise en service détaillée du faisceau 6 MV. Parallèlement, des simulations MC ont été effectuées avec précision pour atteindre un bon niveau d'incertitude. On observe que le filtre d'aplatissement et les mâchoires supérieure et inférieure ont un effet crucial sur le profil du faisceau. Un changement mineur de la taille du champ ou de la position de l'un de ses composants affectera directement la forme du profil du faisceau. Un exemple d'illustration de nos profils MC est présenté dans la fig. 3.2. On utilise notre PSF pour produire des profils 3D pour des tailles de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, $6 \times 6 \text{ cm}^2$ et $2 \times 2 \text{ cm}^2$, 1,4 cm et 10 cm de profondeur, respectivement. Les profils ont été mesurés et calculés à deux profondeurs pour vérifier précisément notre modélisation au filtre d'aplatissement. Les résultats des profils 2D mesurés et MC en mode plan sont présentés sur les figures 3.3.a-e, pour les champs standards et petits $10 \times 10 \text{ cm}^2$, $8 \times 8 \text{ cm}^2$, $6 \times 6 \text{ cm}^2$, $4 \times 4 \text{ cm}^2$ et $2 \times 2 \text{ cm}^2$, respectivement. Nous avons vérifié que dans la région à l'exclusion de la pénombre, la différence entre nos données mesurées et les résultats MC est $< 1\%$.

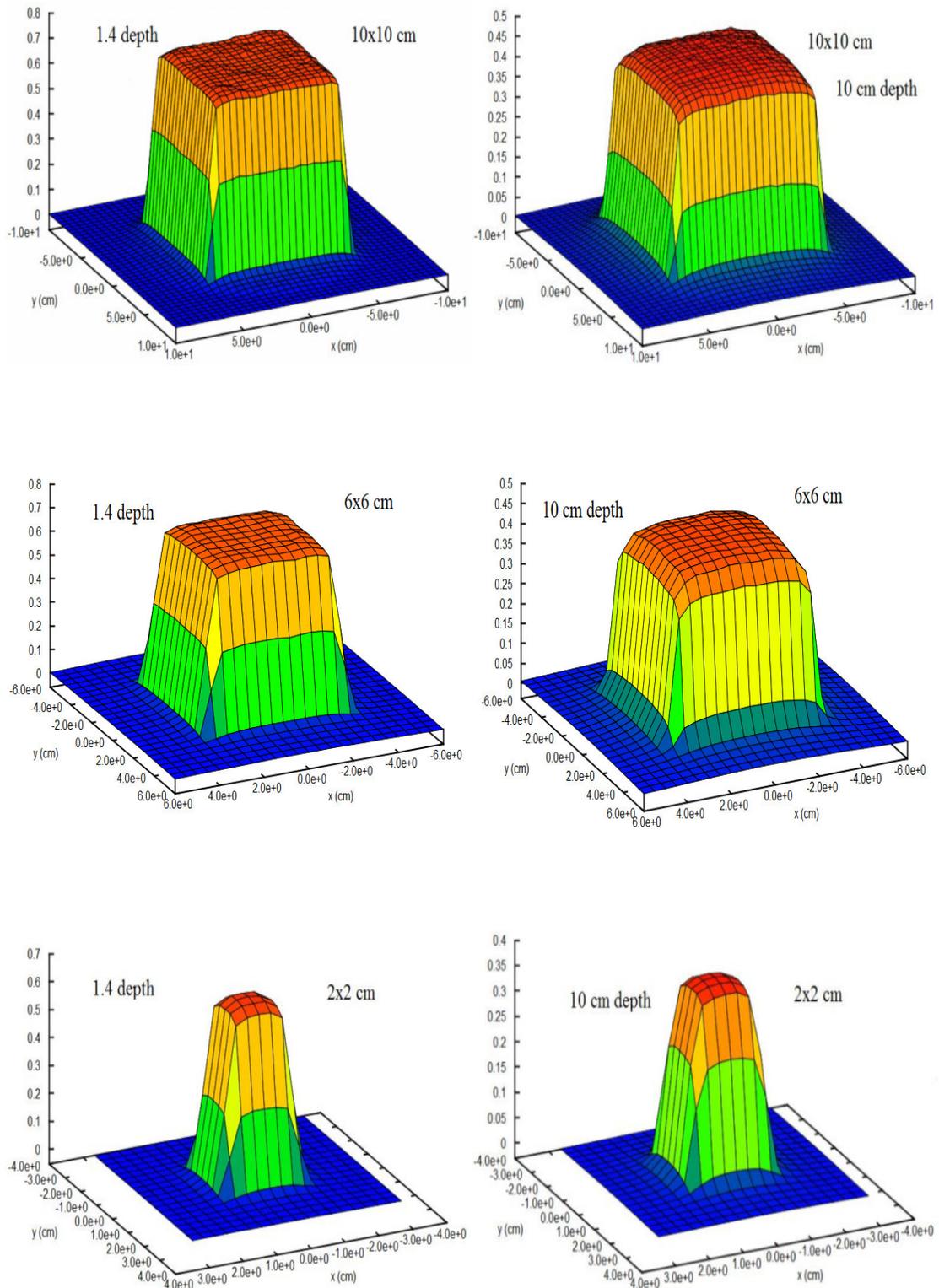


Fig. 3.2. MC PENELOPE 3D profils à 1,4 et 10 cm de profondeur pour un champ de 10x10, 6x6 et 2x2 cm².

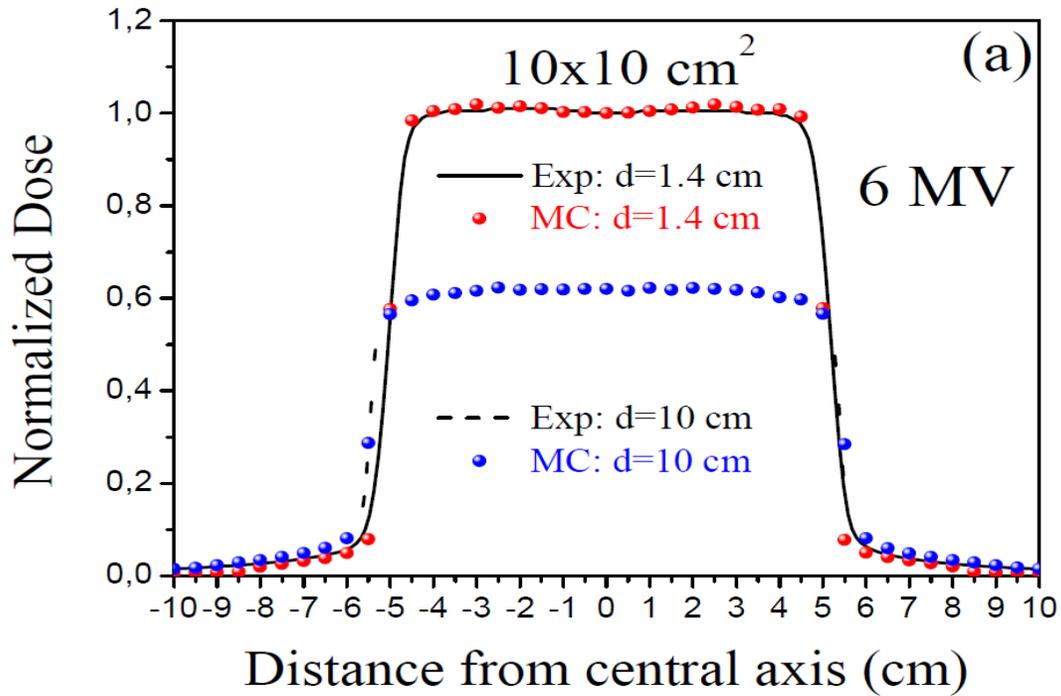


Fig. 3.3.a. Mesures expérimentales à 1,4 et 10 cm respectivement pour des lignes de profil continues et discontinues. Les points rouges et bleus sont les résultats de MC PENELOPE à 1,4 et 10 cm de profondeur respectivement pour un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

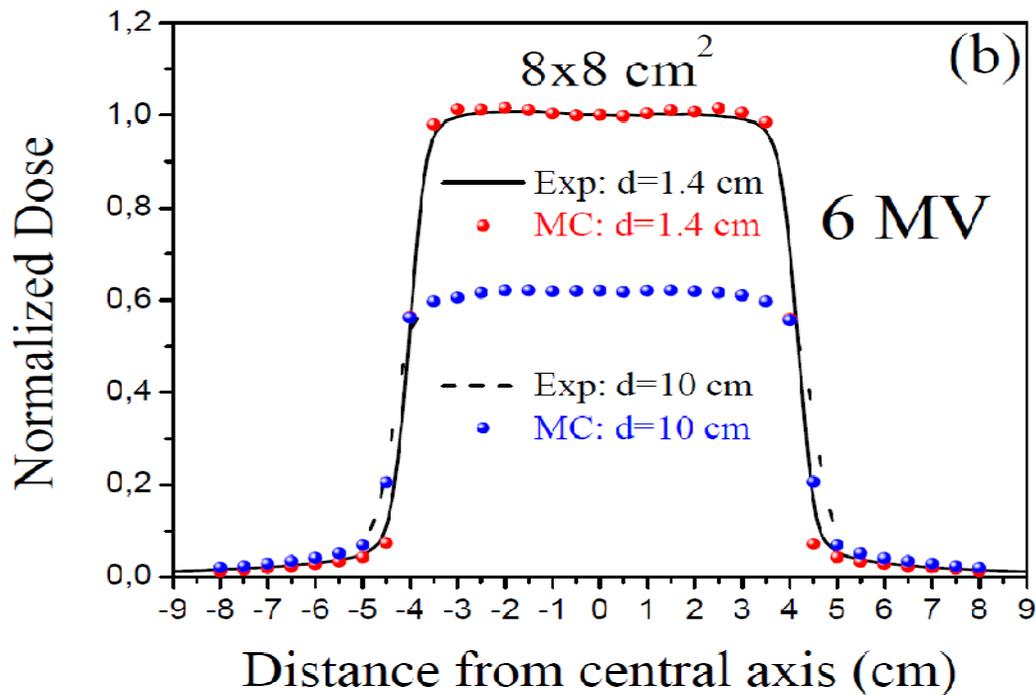


Fig. 3.3.b. Mesures expérimentales à 1,4 et 10 cm respectivement pour des lignes de profil continues et discontinues. Les points rouges et bleus sont les résultats de MC PENELOPE à 1,4 et 10 cm de profondeur respectivement pour un champ de $8 \times 8 \text{ cm}^2$.

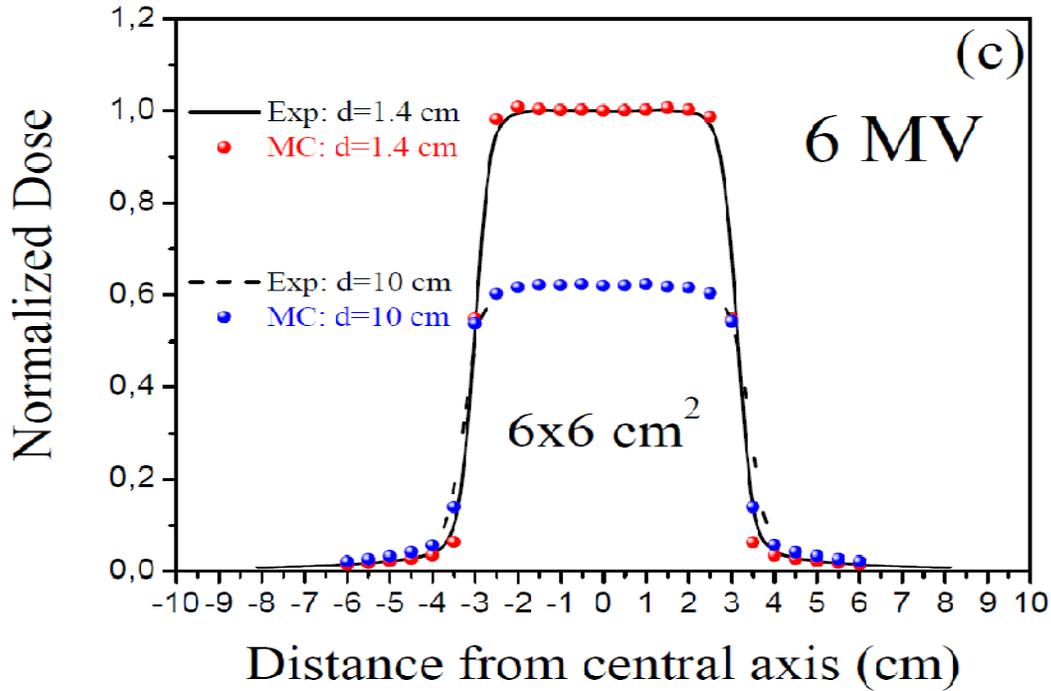


Fig. 3.3.c. Mesures expérimentales à 1,4 et 10 cm respectivement pour des lignes de profil continues et discontinues. Les points rouges et bleus sont les résultats de MC PENELOPE à 1,4 et 10 cm de profondeur respectivement pour un champ de 6x6 cm².

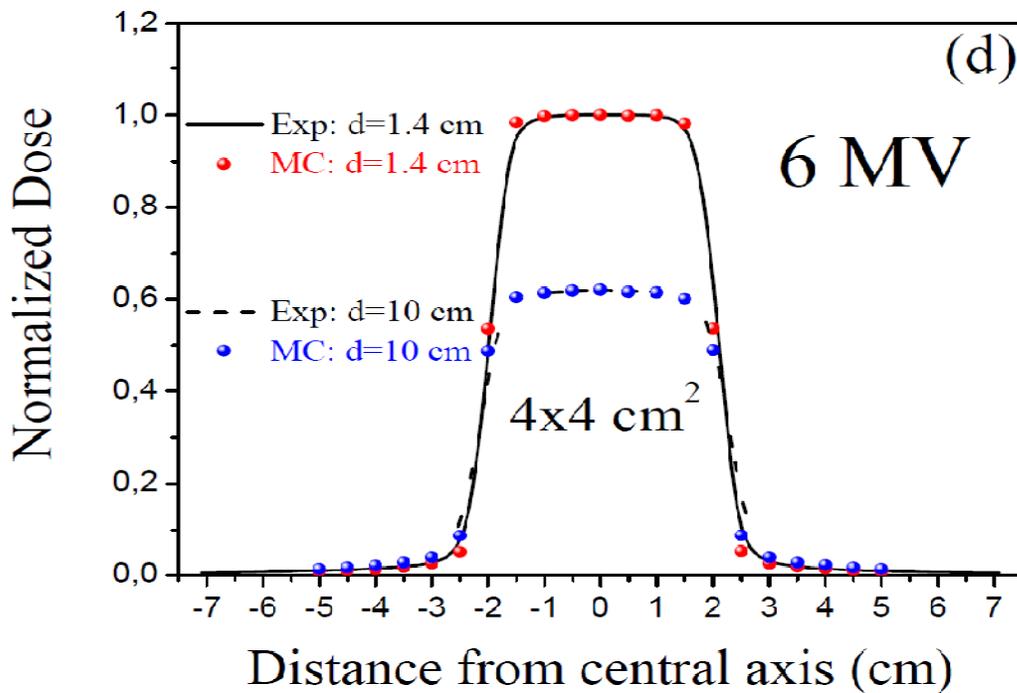


Fig. 3.3.d. Mesures expérimentales à 1,4 et 10 cm respectivement pour des lignes de profil continues et discontinues. Les points rouges et bleus sont les résultats de MC PENELOPE à 1,4 et 10 cm de profondeur respectivement pour un champ de 4x4 cm².

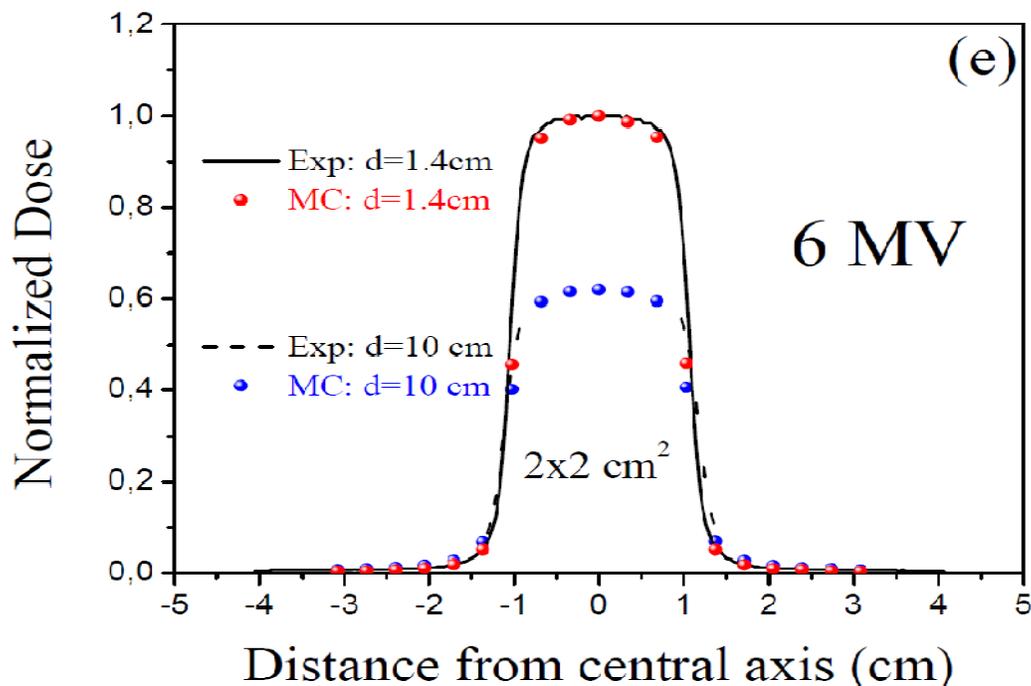


Fig. 3.3.e. Mesures expérimentales à 1,4 et 10 cm respectivement pour des lignes de profil continues et discontinues. Les points rouges et bleus sont les résultats de MC PENELOPE à 1,4 et 10 cm de profondeur respectivement pour un champ de 2x2 cm².

3.2. Mesures et validation de PSF en mode absolu–Photons en milieu homogène.

Dans la section précédente, nous avons présenté les validations du PSF en mode relatif où les PDDs et les profils ont été calculés et comparés à nos mesures. Dans la présente section, nous présentons notre modèle utilisé pour valider les résultats de l'accélérateur en mode absolu. Il est important de modéliser précisément la tête de traitement suivie d'une mise en service complète et d'avoir un nombre satisfaisant de particules dans le faisceau pour réduire l'incertitude dans le calcul des doses absolues.

Il convient de noter qu'il a été observé que la dose de rétrodiffusion augmente pour les petits champs et diminue pour les grands champs, ce qui équivaut à la contribution des mâchoires supérieure et inférieure dans le faisceau, c'est-à-dire que les mâchoires sont plus proches de la salle de surveillance. Toutes les simulations MC ont été effectuées dans un volume d'eau de 0,6 cm³ placé à différentes profondeurs. Toutes les séries de MC ont été effectuées sans la technique de variance de la roulette russe pour avoir une simulation presque détaillée de toutes les particules diffusées. Dans les tableaux 3.1, 3.2 et 3.3, nous présentons nos comparaisons des doses absolues de MC par rapport aux doses expérimentales

pour des tailles de champ de 10x10 cm², 6x6 cm² et 4x4 cm². Nous notons un très bon accord dans ces comparaisons (l'écart absolu est inférieur à 1%). Un résultat similaire est montré dans la référence [Popescu et al. \(2005\)](#). Les résultats expérimentaux de cette section étaient basés sur une feuille de travail TRS-398 qui applique différentes corrections à la lecture pour obtenir directement la dose absolue. Il est à noter que les résultats actuels concernent les calculs de la dose absolue de faisceau 6 MV pour la machine Varian iX à l'axe central, mais il convient également de noter que des mesures supplémentaires hors axe et des calculs MC sont adaptés comme décrit en détail dans la référence [Popescu et al. \(2005\)](#).

Profondeur	Dose (mesuré)	Dose (MC)	Différence (%)
1.3	1	1	0%
3	0.9439	0.948	0.434%
6	0.8174	0.819	0.196%
8	0.73633	0.738	0.227%
10	0.662	0.662	0%

Tableau 3.1. Doses absolues expérimentales et MC pour un champ de 10 x 10 cm²

Profondeur	Dose (mesuré)	Dose (MC)	Différence (%)
1.5	1	1	0%
3	0.9386	0.943	0.469%
6	0.79982	0.804	0.523%
8	0.71358	0.715	0.199%
10	0.63554	0.6355	-0.006%

Tableau 3.2. Doses absolues expérimentales et MC pour un champ de 6 x 6 cm²

Profondeur	Dose (mesuré)	Dose (MC)	Différence (%)
1.55	1	1	0%
3	0.93656	0.93936	0.299%
6	0.78826	0.7879	-0.046%
8	0.69588	0.6957	-0.026%
10	0.61358	0.61358	0%

Tableau 3.3. Doses absolues expérimentales et MC pour un champ de 4 x 4 cm²

3.3. Mesures et validation de PSF en mode relatif–Electrons en milieu homogène.

Pour compléter notre validation des espaces de phase, on a fait une modélisation d'un fantôme équivalent eau, afin de réaliser des mesures de dose pour différents faisceaux d'électrons issus de l'accélérateur linéaire de type Varian iX, et les comparer avec les mesures expérimentales effectuées sur le fantôme d'eau. Nos résultats des courbes de rendement en profondeur des accélérateurs d'énergies 6, 9 et 20 MeV pour les deux applicateurs 6x6 et 10x10cm² sont comparés avec les rendements de profondeur mesurés au sein du CLCC de Sétif. Le détecteur MARKUS utilisé dans cette étude a été positionné à l'aide du Truefixe pour désigner le point effectif du détecteur plus le support pour un positionnement correct du détecteur à la surface de l'eau dans le fantôme.

On observe sur les fig. 3.4.a-c, 3.5a-c, un très bon accord entre les résultats expérimentaux et les résultats de la simulation MC. En effet l'écart relatif maximal entre les deux codes est très petit.

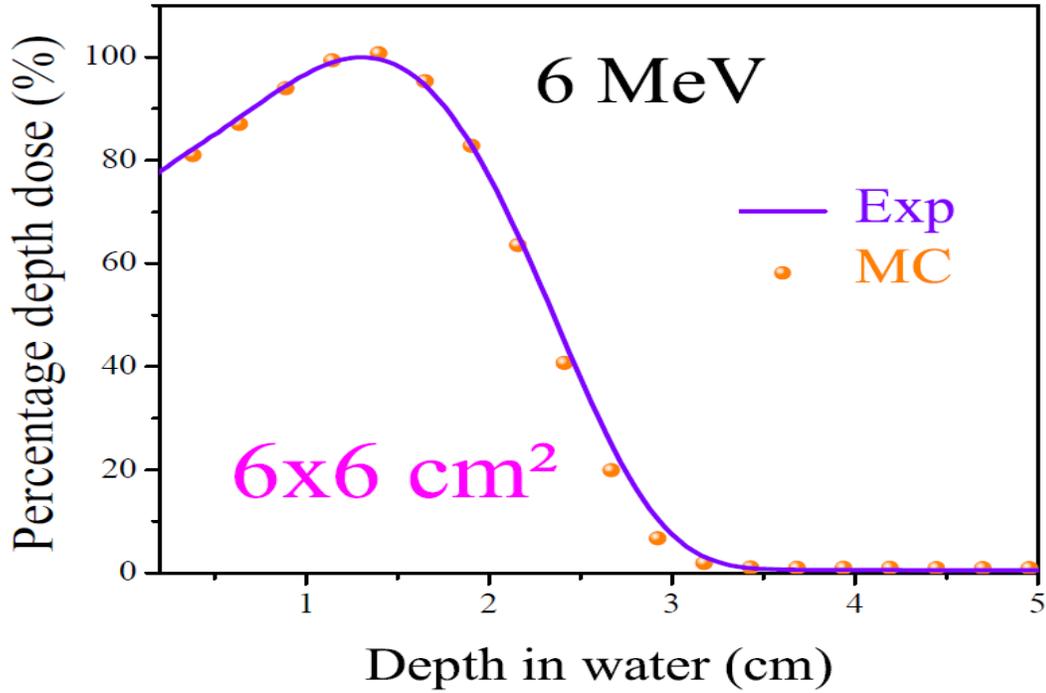


Fig. 3.4.a. Pourcentage de la dose de profondeur la ligne continue est expérimentale et les points sont la simulation MC PENELOPE pour un applicateur de 6x6cm² pour l'énergie 6MeV.

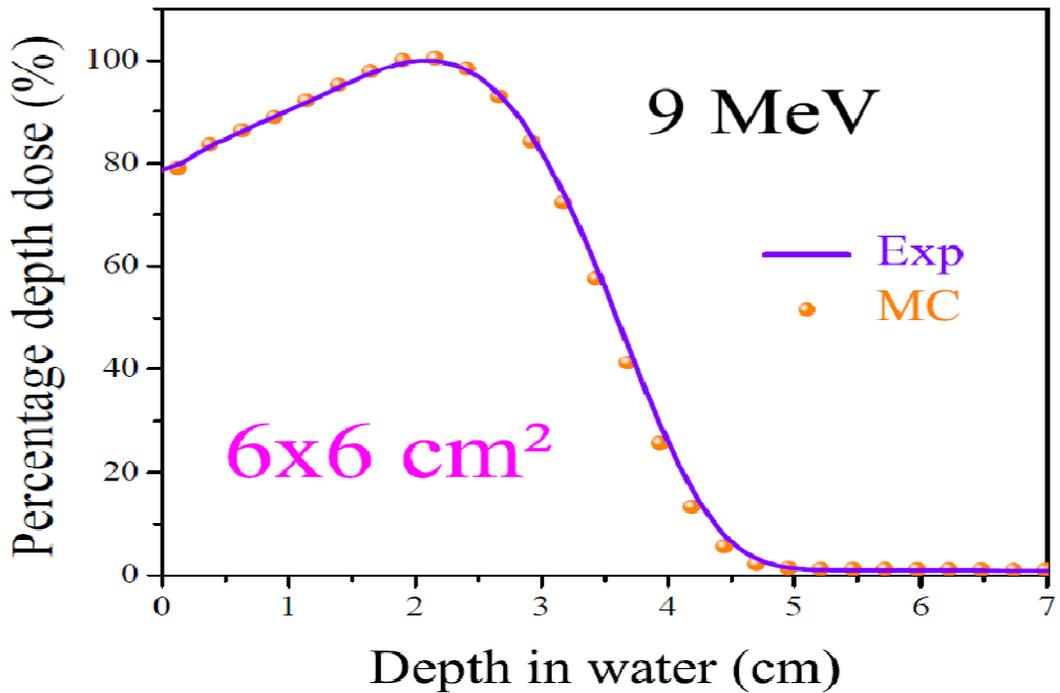


Fig. 3.4.b. Pourcentage de la dose de profondeur la ligne continue est expérimentale et les points sont la simulation MC PENELOPE pour un applicateur de 6x6cm² pour l'énergie 9MeV.

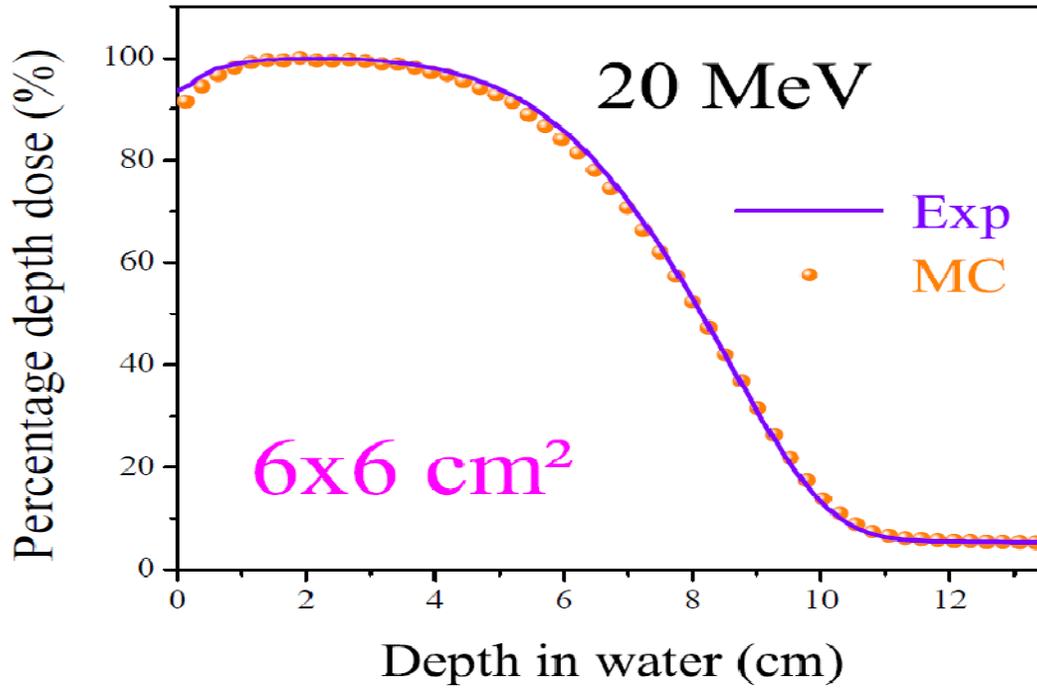


Fig. 3.4.c. Pourcentage de la dose de profondeur la ligne continue est expérimentale et les points sont la simulation MC PENELOPE pour un applicateur de 6x6cm² pour l'énergie 20 MeV.

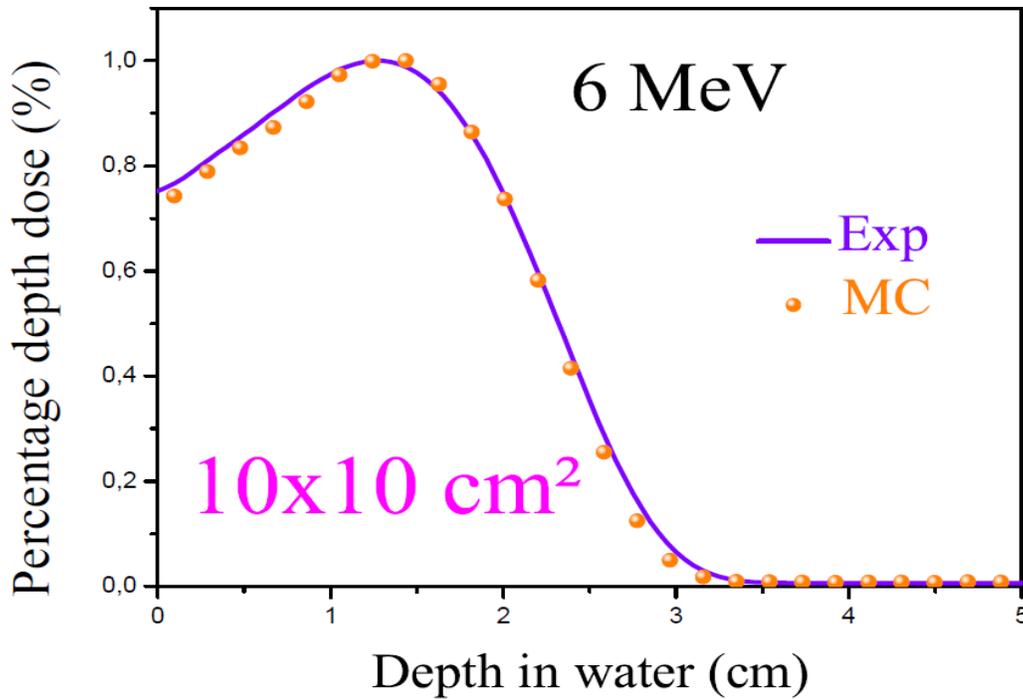


Fig. 3.5.a. Pourcentage de la dose de profondeur la ligne continue est expérimentale et les points sont la simulation MC PENELOPE pour un applicateur de 10x10 cm² pour l'énergie 6 MeV.

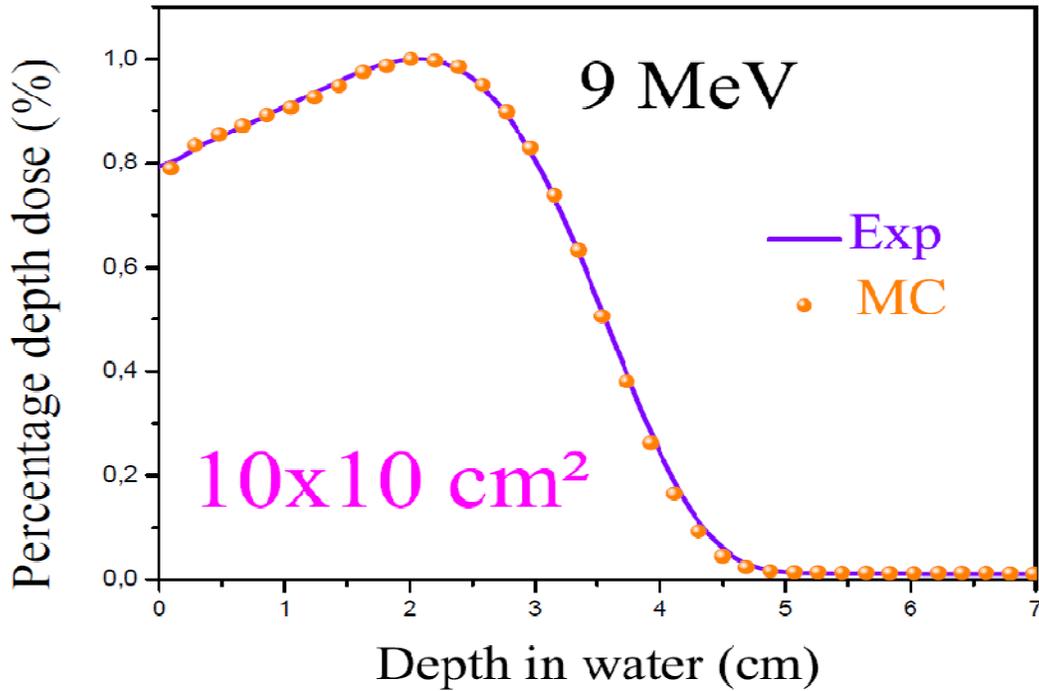


Fig. 3.5.b. Pourcentage de la dose de profondeur la ligne continue est expérimentale et les points sont la simulation MC PENELOPE pour un applicateur de 10x10 cm² pour l'énergie 9 MeV.

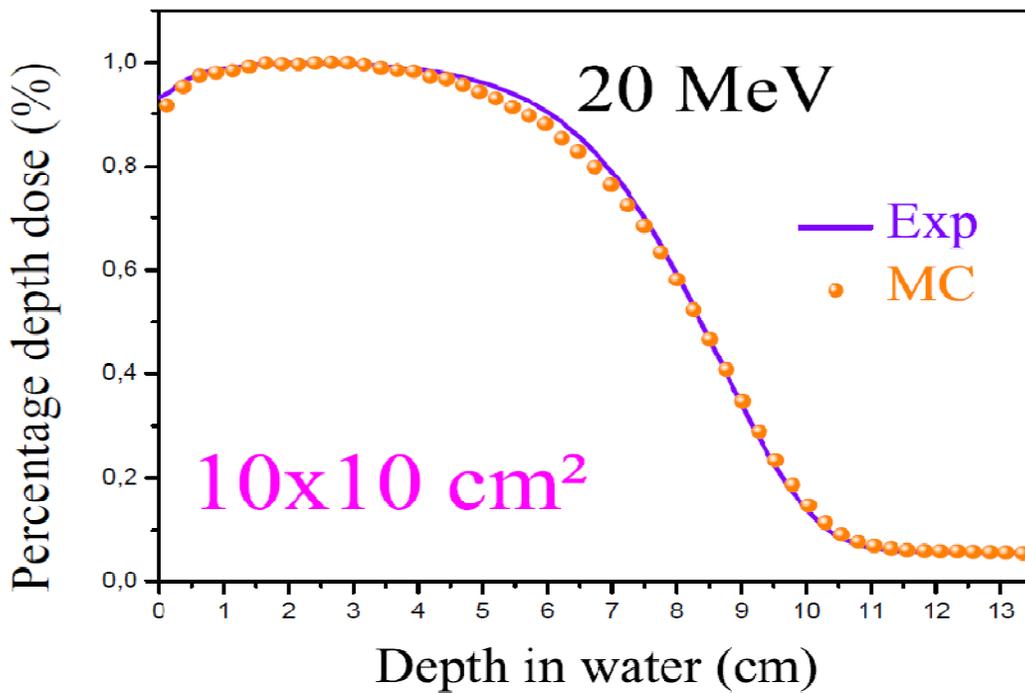


Fig.3.5.c. Pourcentage de la dose de profondeur la ligne continue est expérimentale et les points sont la simulation MC PENELOPE pour un applicateur de 10x10 cm² pour l'énergie 20 MeV.

4. Applications dans les petits champs en milieu hétérogène

En radiothérapie, les systèmes de planification de traitement TPS permettent, à partir des images tomodensitométriques TDM des patients de délimiter des organes d'intérêt et de réaliser un calcul prévisionnel du dépôt de dose dans le patient. Ils sont indispensables pour la réalisation de tous les traitements. Le but étant de délivrer la dose à la tumeur tout en préservant des complications sur les tissus sains environnants. Tous les algorithmes de calculs sont précis dans l'homogénéité qui est généralement l'eau comme une référence pour la radiothérapie.

Cependant, en présence d'hétérogénéité, certaines limites de conception algorithmique et technologiques sont atteintes. La problématique qui se pose à différents niveaux du processus en radiothérapie.

- La limitation des algorithmes à prendre en compte les masses volumiques élevées et faibles dans les mini-faisceaux.

Il apparaît donc fondamental d'évaluer les conséquences dosimétriques sur la planification de traitement afin de s'assurer du respect des objectifs de la radiothérapie : irradier le volume cible avec la dose nécessaire et suffisante tout en limitant la dose aux organes à risque (OAR) voisins. L'évaluation dosimétrique des TPS n'est possible que par comparaison avec les mesures expérimentales et les simulations Monte-Carlo.

4.1. Calcul de la dose pour les photons dans le TPS

Les deux logiciels commerciaux AAA et PBC ont été configurés et utilisés pour deux géométries virtuelles différentes et ont été construits dans Eclipse. Pour la première géométrie qui contient un seul insert d'hétérogénéité, des calculs de dose ont été effectués sur un fantôme d'eau. Le pourcentage de courbes de dose en profondeur (PDD) à différentes profondeurs d'AAA et de PBC en présence d'inhomogénéités sont comparés aux calculs de Monte Carlo qui sont considérés comme une référence. L'insert est à une profondeur de 5 cm de la surface de l'eau avec une largeur de 7,82 cm sur 5 cm d'épaisseur. Des géométries virtuelles ont été mises en œuvre pour comparer les performances des algorithmes TPS dans les interfaces eau / poumon et eau / os à l'aide de données de tomodensitométrie. De cette manière, ils sont insérés avec des matériaux équivalents aux tissus pulmonaires et osseux de 5 cm d'épaisseur avec des densités de 0,26 g / cm³ (-749 UH) (0,2498 g / cc) et 1,85 g / cm³ (1560 UH) (1,7139 g / cc), respectivement. Pour la deuxième géométrie, elle contient cinq

inserts (cartilage, os, poumon, tissu adipeux et muscle). Avec des champs de (1x1, 2x2, 3x3, 5x5 cm²), seuls les PDD ont été réalisés et comparés à MC, qui est notre référence. Le premier insert est à une profondeur de 5 cm avec une épaisseur de 3,12 cm et une largeur de 10,14 cm et entre chaque insert un espace de 1 mm. Les mesures de dose ont été effectuées avec la correction d'hétérogénéité. Pour l'algorithme PBC, les mesures ont été effectuées à l'aide de la correction d'inhomogénéité Batho Modified disponible dans Eclipse TPS.

4.2. Modélisation MC de la géométrie hétérogène

Les espaces des phases générées lors de la première étape (chapitre 02) ont été utilisés pour la géométrie utilisée dans les TPS Eclipse. Les doses absorbées en fonction de la profondeur dans les fantômes ont été calculées en utilisant des voxels de notation de 0,2 x 0,2 x 0,2 cm³ et avec $N = 1 \times 10^9$ comme histoires. Les paramètres de simulation ont été définis pour atteindre un compromis raisonnable entre vitesse et précision. Les paramètres de simulation utilisés pour atteindre cet objectif sont indiqués dans le tableau 3.4.

La région concernée		$E_{abs}(e-,e)$	$E_{abs}(\gamma)$	$C_1 ; C_2$	$W_{cc} ; W_{cr}$	Dsmax
Un seul insert	Eau /Poumon /Os	7e5; 7e5	1e3	0.1; 0.1	5e3; 5e3	---
Cinq inserts	Eau /Corticale osseuse/Os /Poumon /Tissu Adipeux /Muscle	7e5; 7e5	1e3	0.1; 0.1	5e3; 5e3	---

Tableau 3.4. Les paramètres de simulation utilisés dans l'évaluation des algorithmes du TPS dans les mini-faisceaux.

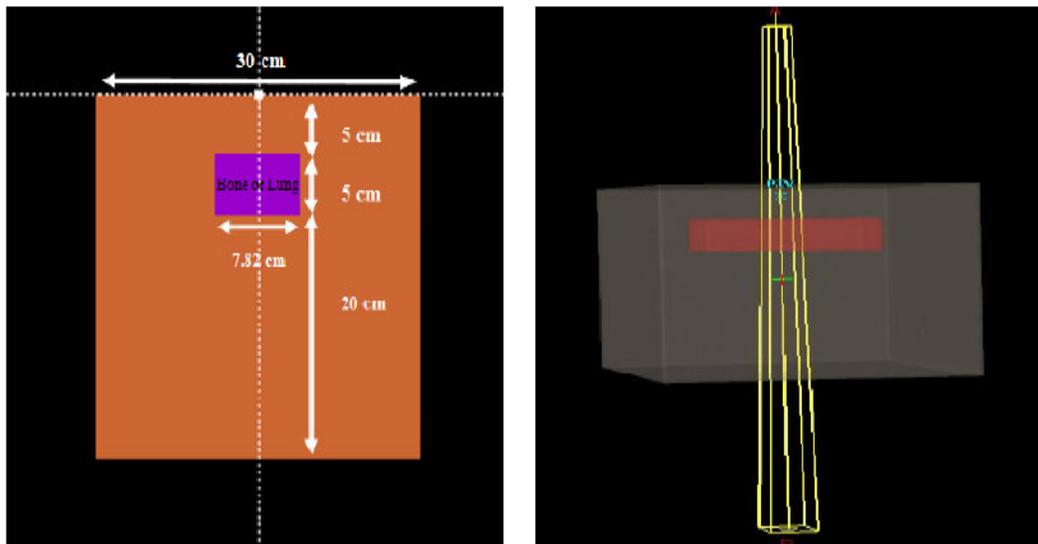


Fig. 3.6. À la droite fantôme virtuel d'eau hétérogène avec un matériau osseux ou pulmonaire modélisé dans l'Eclipse TPS. A la gauche, le même fantôme à eau est modélisé avec le code PENELOPE et visualisé à l'aide du gview-2D

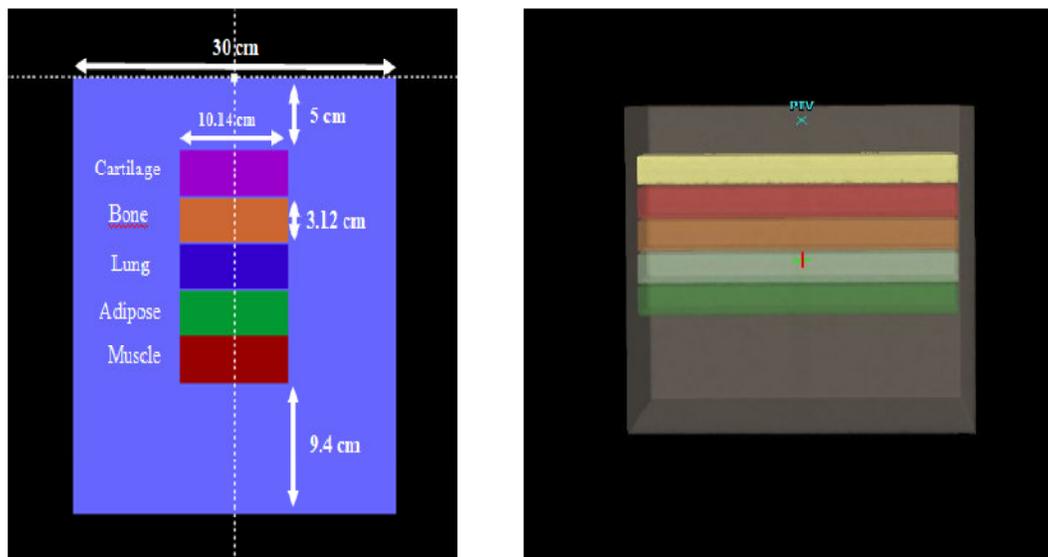


Fig. 3.7. À la droite le fantôme virtuel d'eau hétérogène avec cinq inserts (Os / Cartilage / Poumon / Adipeux / Muscle) comme matériaux modélisés dans l'Eclipse TPS. À la gauche, le même fantôme est modélisé avec le code PENELOPE et visualisé à l'aide du gview-2D

5. Résultats en milieu hétérogène et Discussions

5.1. Interface EAU/OS

A partir de la fig. 3.8.a-d représentant les PDD, il est bien visible que les algorithmes commerciaux se comportent différemment de MC pour la région hétérogène (pendant l'insertion). L'incertitude des calculs de MC pour tous les PDD mesurés est inférieure à 1%. Pour la première et la troisième région qui sont constituées d'eau avant et après utilisation de l'insert, les deux logiciels donnent un très bon accord avec MC. En revanche, pour la deuxième région dans laquelle l'os le plus dense a été utilisé ($1,7139\text{g} / \text{cm}^3$), les erreurs PDD pour le PBC sont comprises entre 5,26% pour le champ $2 \times 2\text{cm}^2$ et 2,5% pour le reste des champs. Pour l'algorithme AAA les erreurs sont comprises entre 7.3% et 5.25% pour des champs $1 \times 1\text{cm}^2$ et $5 \times 5\text{cm}^2$ respectivement. Ces différences ont été observées en raison de l'effet de rétrodiffusion provoqué par des matériaux à numéro atomique élevé et qui a également été prouvé dans la littérature (Das et al, 1989);(Sauer, 1995). Concernant l'algorithme AAA, les électrons générés par l'os seront diffusés à des angles plus larges en raison de sa puissance angulaire plus élevée qui induit une erreur dans le calcul de dose. En ce qui concerne PBC, la cause principale de cette différence est le manque d'équilibre latéral électronique. A partir du fait que l'électron a une portée de 2cm, et que l'électron secondaire à son tour se cumule en dehors des champs et qui n'est pas remplacé dans ces derniers. Cela peut expliquer la différence entre nos calculs de MC. Notons qu'il est assez difficile de signaler les incertitudes pour les calculs de doses commerciales.

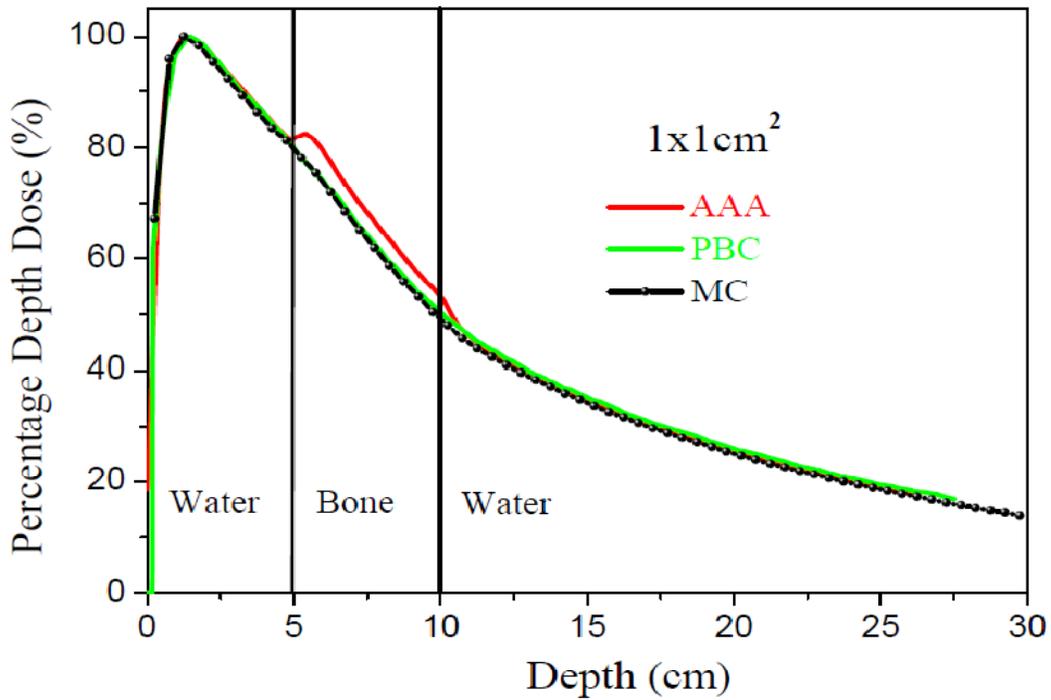


Fig. 3.8.a. La courbe représente le pourcentage de dose en profondeur. Rouge, vert et noir représentent respectivement les algorithmes AAA, PBC et MC-PENELOPE. Pour partie hétérogène (Eau / Os), pour le champ $1 \times 1 \text{ cm}^2$.

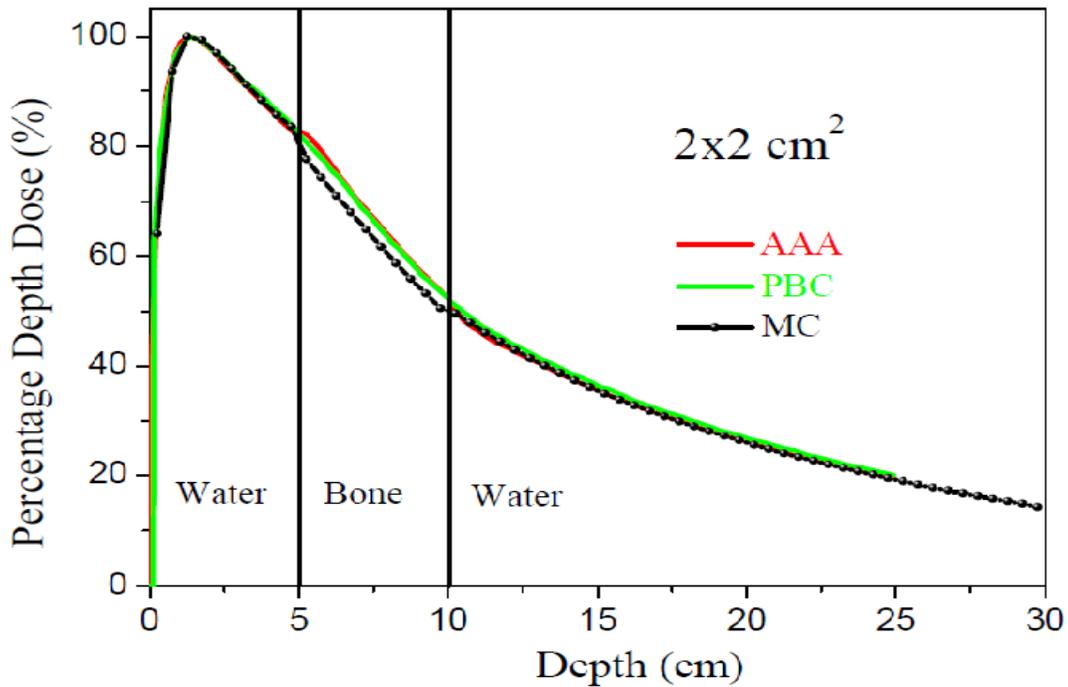


Fig. 3.8.b. La courbe représente le pourcentage de dose en profondeur. Rouge, vert et noir représentent respectivement les algorithmes AAA, PBC et MC-PENELOPE. Pour partie hétérogène (Eau / Os), pour le champ $2 \times 2 \text{ cm}^2$.

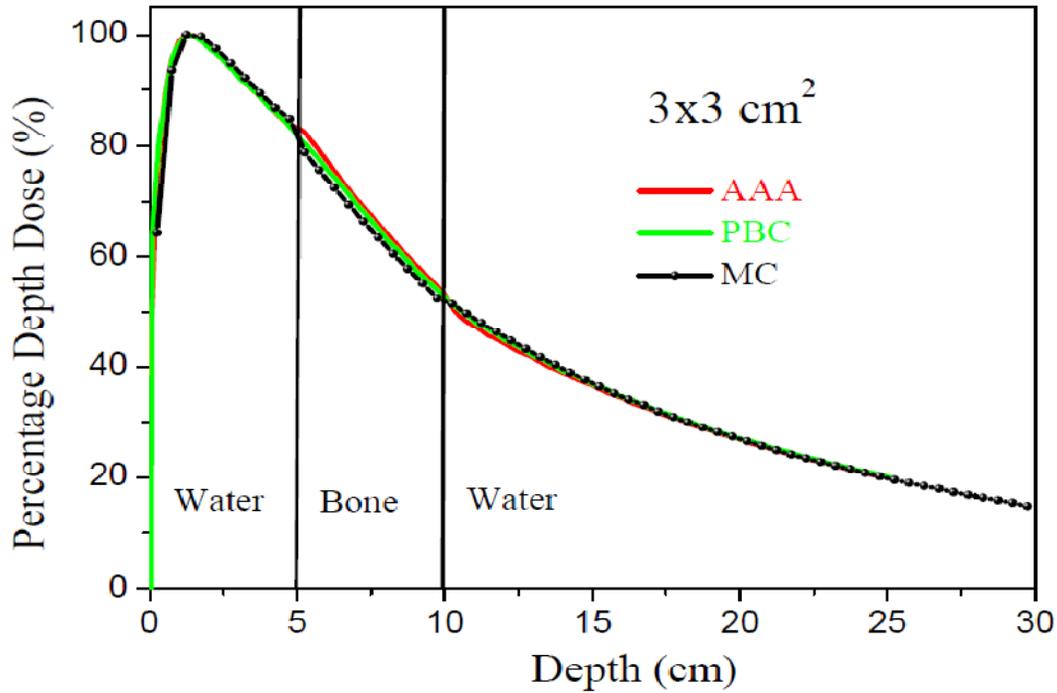


Fig. 3.8.c. La courbe représente le pourcentage de dose en profondeur. Rouge, vert et noir représentent respectivement les algorithmes AAA, PBC et MC-PENELOPE. Pour partie hétérogène (Eau / Os), pour le champ 3x3 cm².

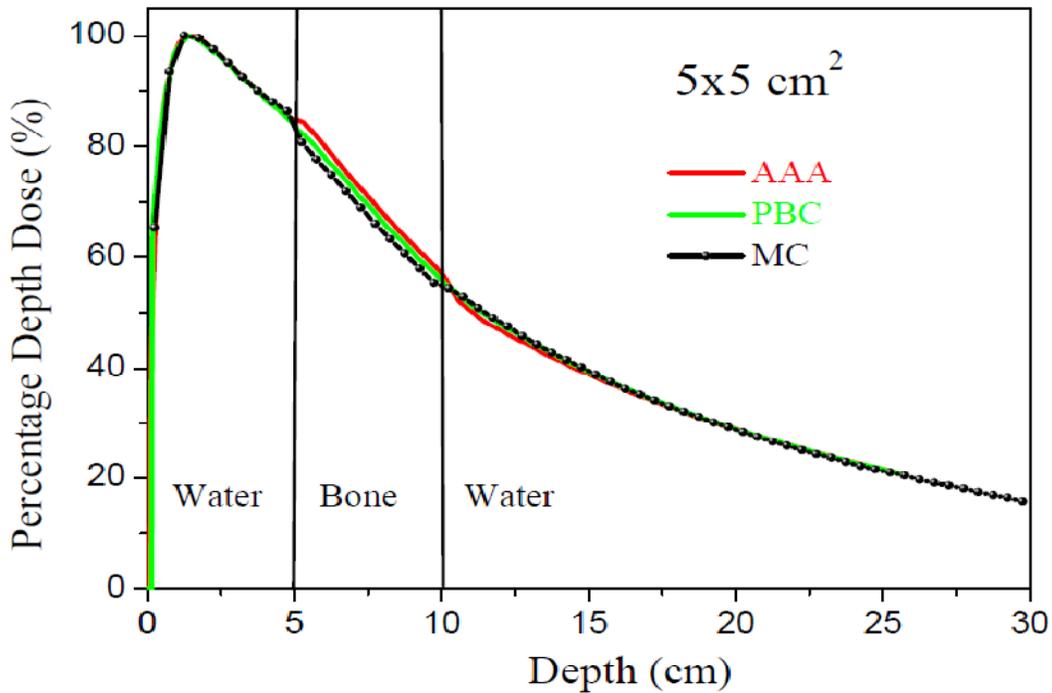


Fig. 3.8.d. La courbe représente le pourcentage de dose en profondeur. Rouge, vert et noir représentent respectivement les algorithmes AAA, PBC et MC-PENELOPE. Pour partie hétérogène (Eau / Os), pour le champ 5x5 cm².

5.2. Interface EAU /POUMON

On peut observer sur la fig. 3.9.a-d. les PDD que l'algorithme commercial se comporte différemment de MC pour la région hétérogène (pendant l'insertion). L'incertitude des calculs de Monte Carlo, pour tous les calculs, y compris les PDD est inférieure à <1%. Pour les première et troisième régions qui sont de l'eau avant et après l'insert, les deux logiciels donnent un très bon accord avec MC. Pour les poumons qui, à une densité de 0,2498 g / cm³, l'algorithme AAA a une erreur pour les PDD entre 14,97% et 4,77% pour les tailles de champs (1x1cm²) et (5x5cm²) respectivement. Contrairement à l'algorithme PBC, il est compris entre 35,11% et 3,4% pour les tailles de champs (1x1cm²) et (5x5cm²) respectivement par rapport aux PDD. La surestimation de dose par le PBC est due au fait que cet algorithme ne module pas la diminution du coefficient d'interaction et ne rend compte que de l'augmentation de la transmission du rayonnement dans les matériaux de faible densité. La cause principale de cette différence est le manque d'équilibre des particules chargées latérales qui se manifeste de manière significative pour les petits champs et pour les deux logiciels commerciaux en raison de la plus large gamme de créations d'électrons Compton qui donnent une baisse significative de la courbe. Notons qu'il est assez difficile de signaler les incertitudes pour les calculs de doses commerciales.

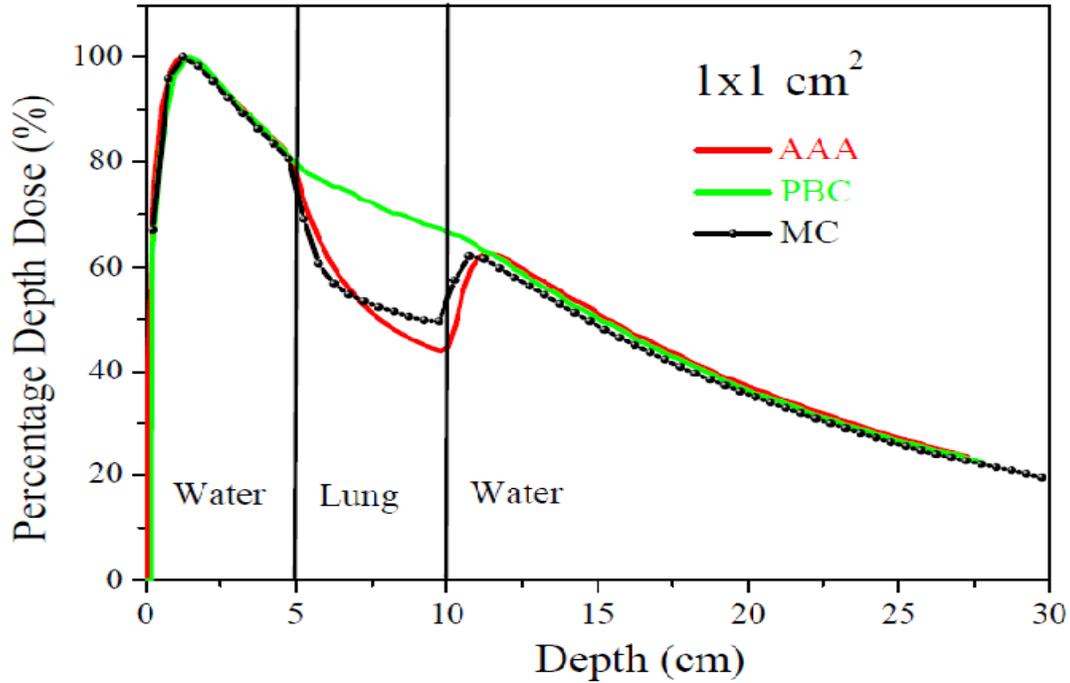


Fig. 3.9.a. La courbe représente le pourcentage de dose en profondeur. Rouge, vert et noir représentent respectivement les algorithmes AAA, PBC et MC-PENELOPE. Pour partie hétérogène (Eau / Poumon), pour le champ 1x1 cm².

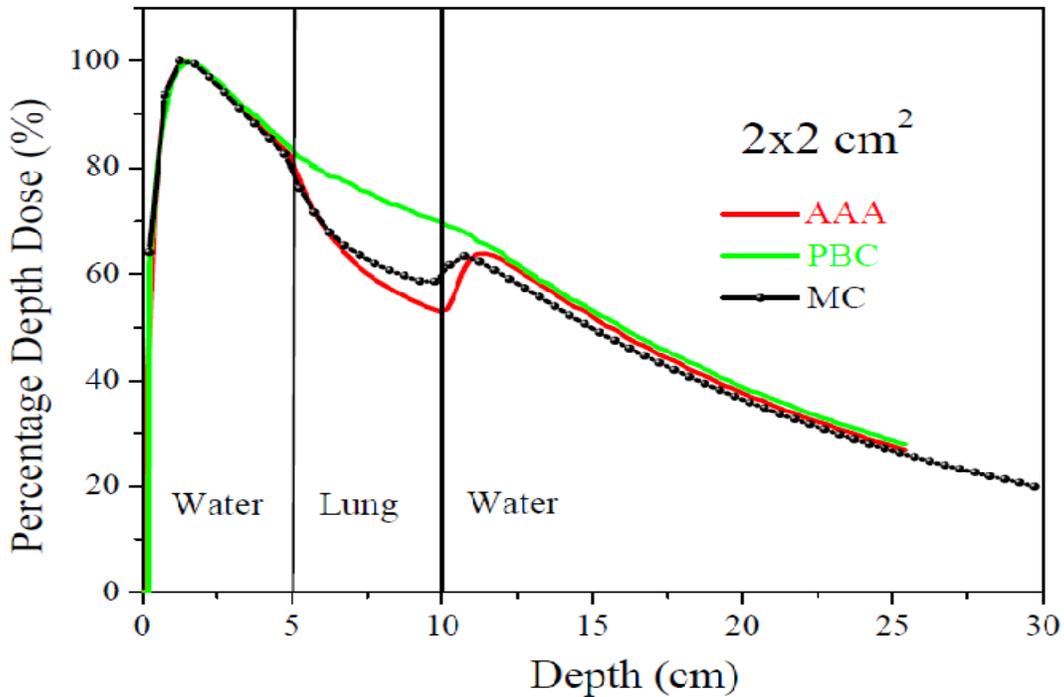


Fig. 3.9.b. La courbe représente le pourcentage de dose en profondeur. Rouge, vert et noir représentent respectivement les algorithmes AAA, PBC et MC-PENELOPE. Pour partie hétérogène (Eau / Poumon), pour le champ 2x2 cm².

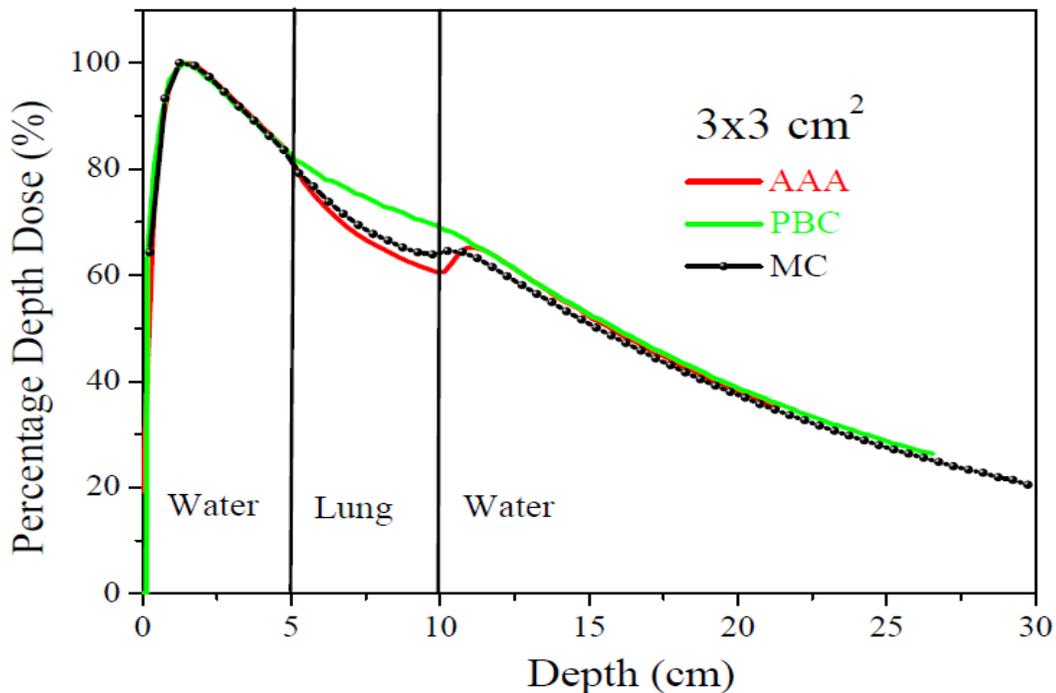


Fig. 3.9.c. La courbe représente le pourcentage de dose en profondeur. Rouge, vert et noir représentent respectivement les algorithmes AAA, PBC et MC-PENELOPE. Pour partie hétérogène (Eau / Poumon), pour le champ $3 \times 3 \text{ cm}^2$.

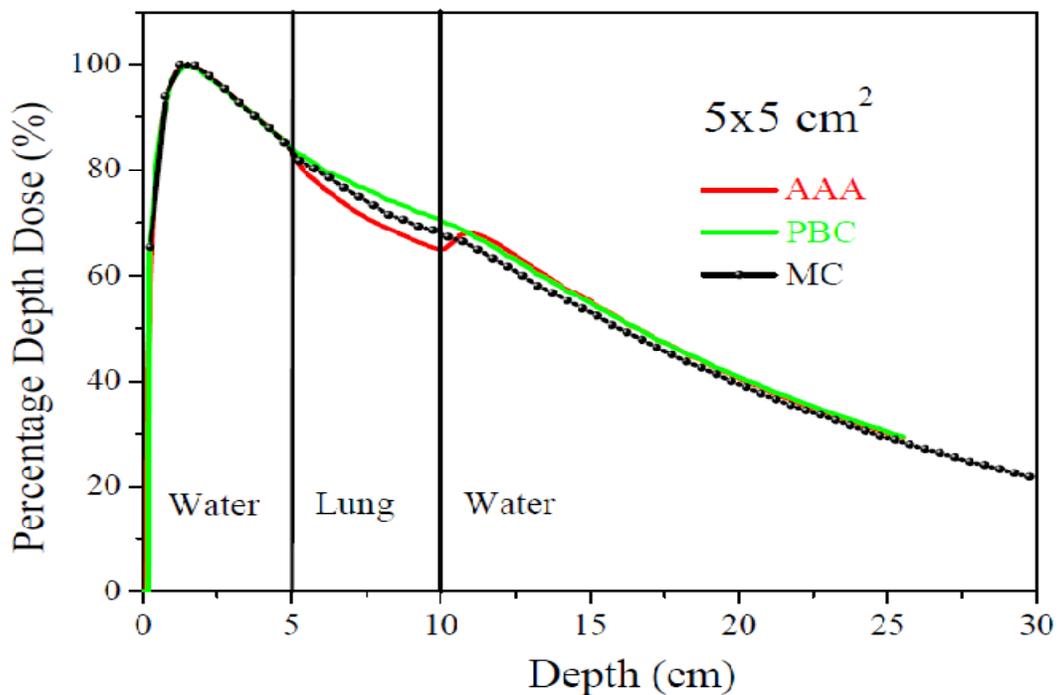


Fig. 3.9.d. La courbe représente le pourcentage de dose en profondeur. Rouge, vert et noir représentent respectivement les algorithmes AAA, PBC et MC-PENELOPE. Pour partie hétérogène (Eau / Poumon), pour le champ $5 \times 5 \text{ cm}^2$.

5.3. Interface à cinq insertions

Les résultats présentés dans le tableau 3.5 sont les erreurs maximales des deux algorithmes AAA et PBC par rapport à MC extraites des fig. 3.10.a-d. L'incertitude des calculs de MC pour tous les PDD mesurés est inférieure à 1%. A partir des résultats présentés dans le tableau 3.5, nous pouvons conclure que dans des densités osseuses élevées, les résultats du PBC sont meilleurs que ceux de l'AAA. De plus, lorsque la densité diminue comme dans le cas du poumon, les résultats de l'AAA sont en accord avec MC.

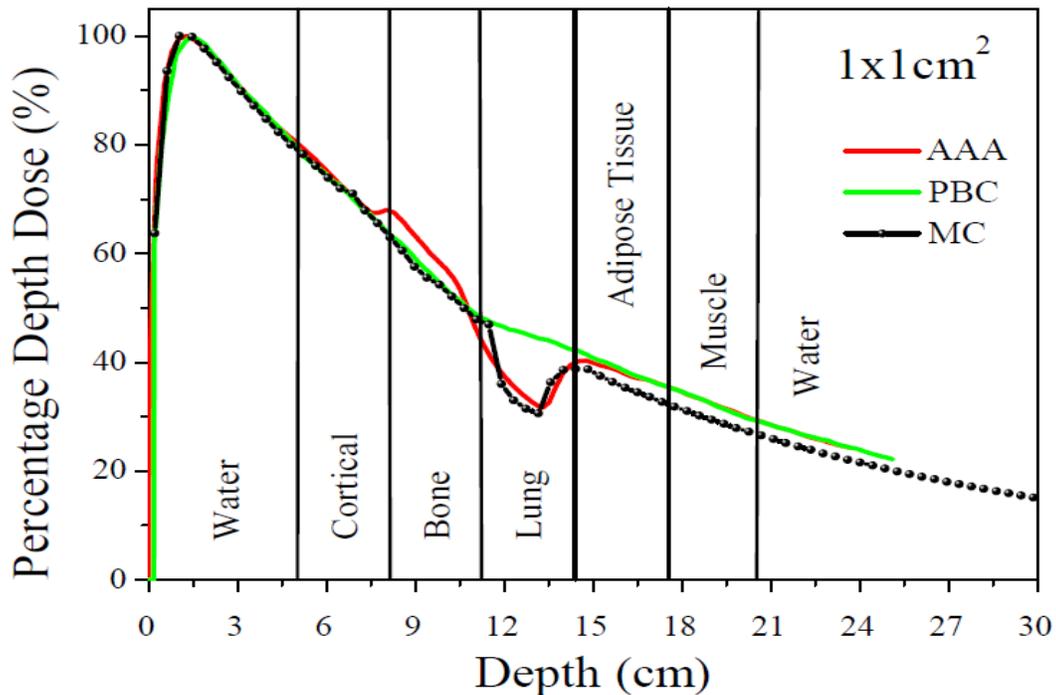


Fig. 3.10.a. Les courbes représentent le pourcentage de profondeur de la dose. Rouge, vert et noir représentent respectivement les algorithmes AAA, PBC et MC-PENELOPE. Pour les cinq inserts d'hétérogène (eau / corticale / os / poumon / adipeux / muscle / eau), pour 1x1 cm².

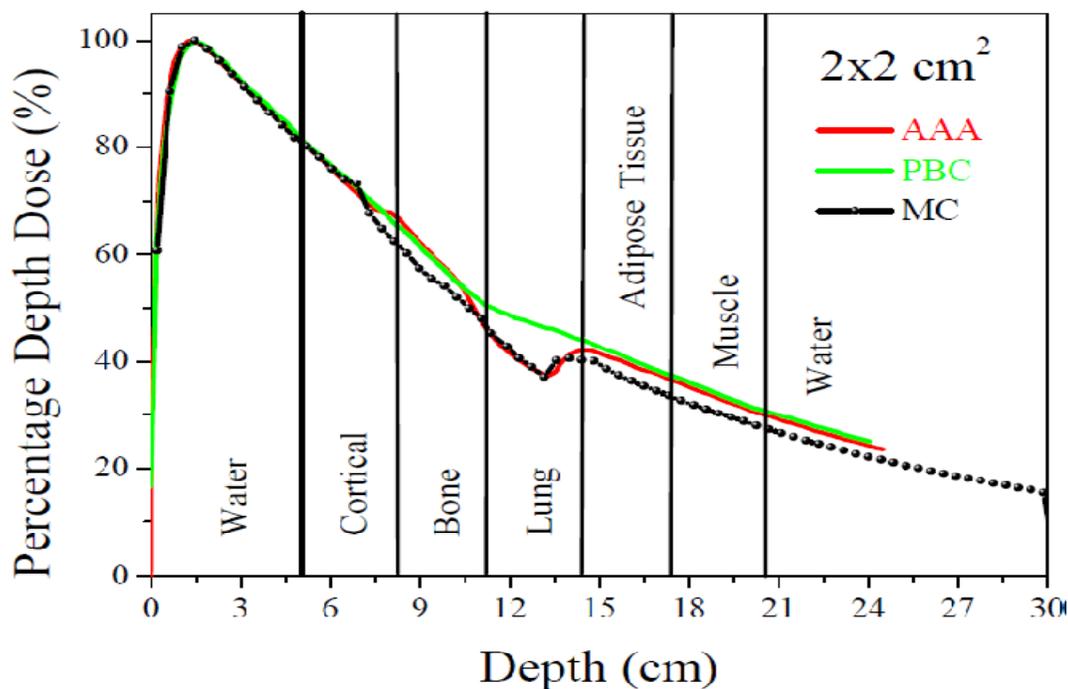


Fig. 3.10.b. Les courbes représentent le pourcentage de profondeur de la dose. Rouge, vert et noir représentent respectivement les algorithmes AAA, PBC et MC-PENELOPE. Pour les cinq inserts d'hétérogène (eau / corticale / os / poumon / adipeux / muscle / eau), pour $2 \times 2 \text{ cm}^2$.

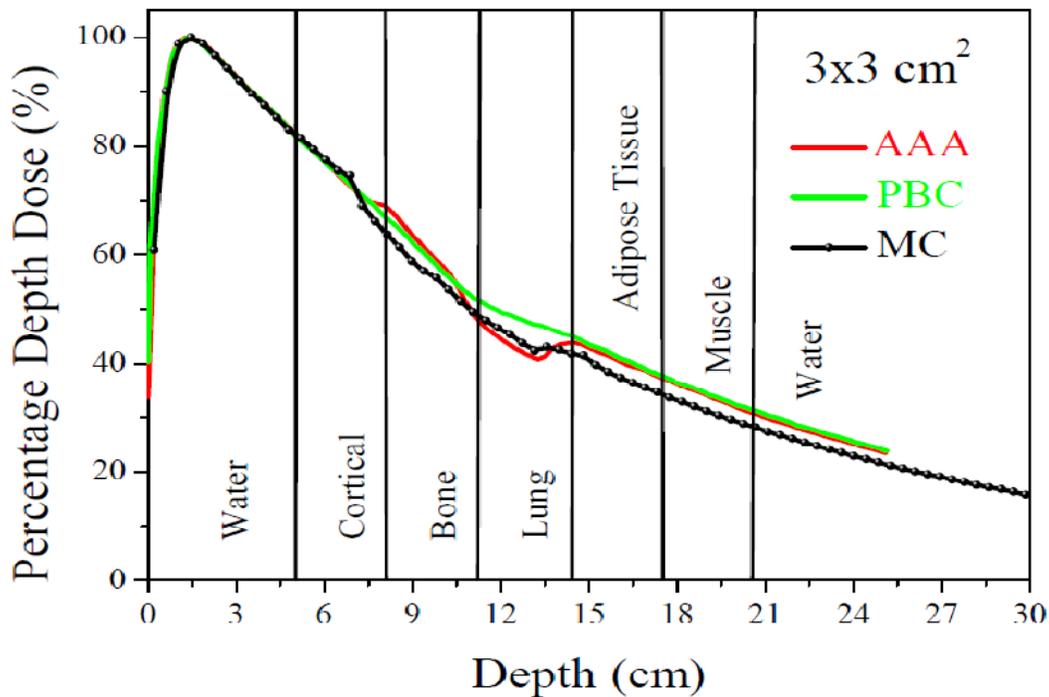


Fig. 3.10.c. Les courbes représentent le pourcentage de profondeur de la dose. Rouge, vert et noir représentent respectivement les algorithmes AAA, PBC et MC-PENELOPE. Pour les cinq inserts d'hétérogène (eau / corticale / os / poumon / adipeux / muscle / eau), pour $3 \times 3 \text{ cm}^2$.

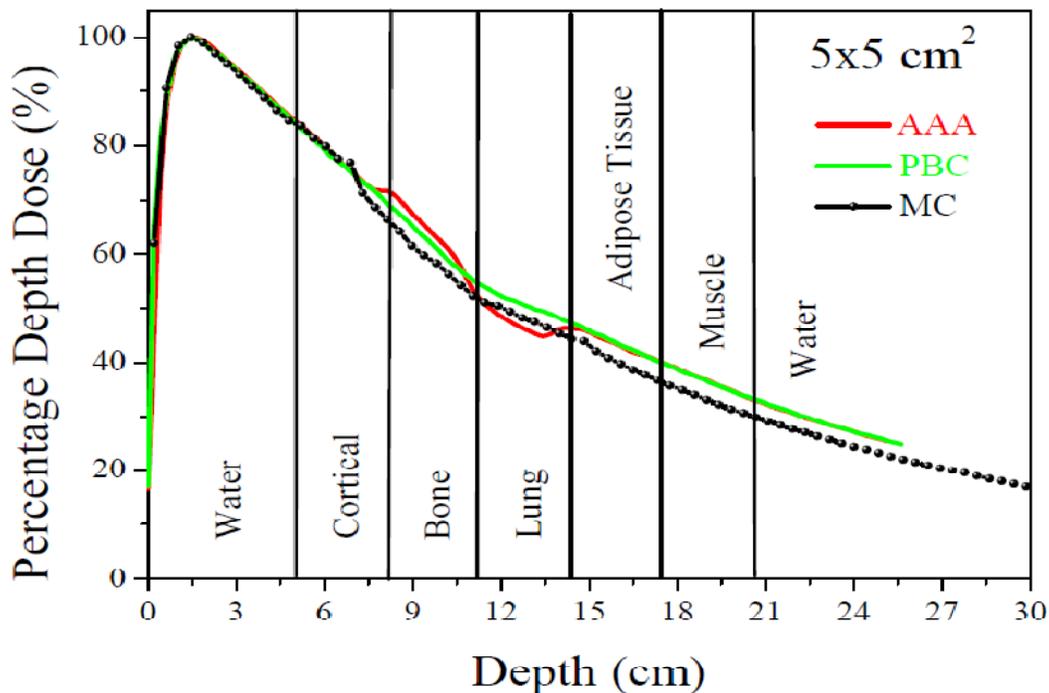


Fig. 3.10.d. Les courbes représentent le pourcentage de profondeur de la dose. Rouge, vert et noir représentent respectivement les algorithmes AAA, PBC et MC-PENELOPE. Pour les cinq inserts d'hétérogène (eau / corticale / os / poumon / adipeux / muscle / eau), pour 5x5 cm².

Fields (cm ²)		Hétérogénéité					
		Bone	Cartilage	Muscle	Water	Tissue Adipose	Lung
1x1	AAA	10.22%	8.92%	9.77%	1.6%	7.77%	11.38%
	PBC	1.95%	0.99%	8.58%	0.02%	7.75%	43.94%
2x2	AAA	7.91%	2.26%	4.65%	1.46%	1.72%	3.21%
	PBC	6.14%	0.88%	13.93%	3.51%	25.20%	5.95%
3x3	AAA	7.61%	2.59%	4.66%	1.29%	0.89%	8.34%
	PBC	5.49%	2.29%	11.51%	15.76%	5.02%	6.01%
5x5	AAA	9.22%	1.94%	6.54%	6.24%	4.06%	9.22
	PBC	5.18%	2.07%	7.34%	3.34%	5.25%	5.53%

Tableau 3.5 Les erreurs maximales des deux algorithmes AAA et PBC par rapport à MC

6. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons pu optimiser notre modélisation de l'accélérateur Varian iX. Nous avons validé nos calculs MC avec les mesures expérimentales en mode relatif pour les photons et les électrons et en mode absolue pour les photons uniquement. Il est nécessaire de noter que l'erreur entre nos calculs et les mesures est de l'ordre de 1%.

L'évaluation dosimétrique des algorithmes AAA et PBC vis-à-vis à MC a été réalisée sur fantôme en deux étapes : la première avec un seul insert d'hétérogénéité que ce soit l'os ou les poumons et le deuxième avec cinq inserts d'hétérogénéité. Pour un seul insert l'erreur peut atteindre avec l'algorithme AAA 14.97% et 35.11% avec le PBC pour les poumons réaliser pour un champ de $1 \times 1 \text{ cm}^2$. Pour l'os une erreur de 5.26% pour l'algorithme PBC réalisé dans un champs de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ et une erreur de 7.3% pour l'algorithme AAA pour un champs de $1 \times 1 \text{ cm}^2$. Par conséquent, la précision des algorithmes AAA, PBC en fonction des milieux traversés semble vague par rapport aux calculs réalisés par MC et ne sont pas adaptés pour les petits champs.

Chapitre 04

**Etudes et corrections de la réponse
des détecteurs dans les mini-faisceaux**

1. Introduction

La radiothérapie des petits champs utilise de mini-faisceaux pour délivrer une dose en un minimum de séances de radiothérapie dans un volume cible restreint défini avec une précision infra millimétrique. De nombreux codes Monte Carlo ont été utilisés pour la simulation du FOC dans les mini-faisceaux. En effet, tous les codes de simulation modélisent les mêmes lois physiques mais les résultats obtenus par chaque code varient en fonction de l'optimisation et la simplification des phénomènes d'interaction des particules dans le milieu.

Ce chapitre est consacré à la mesure de FOC avec plusieurs détecteurs, disponibles dans le service de la radiothérapie au centre de lutte contre le cancer de Sétif. Afin d'optimiser la dose délivrée en mini-faisceaux, deux détecteurs y compris la Diode-E et la PinPoint-3D ont été utilisés pour cette mesure, et le formalisme d'[Alfonso et al, 2008](#) décrit dans le chapitre 1 a été appliqué dans le but de corriger la réponse de chaque détecteur dans les mini-faisceaux, par simulation numérique.

2. Données dosimétriques de base

Comme évoqué précédemment, pour caractériser un faisceau de radiothérapie externe, la mesure d'un certain nombre de données de base est nécessaire. Il s'agit, d'une part, de mesures absolues et, d'autre part, de mesures relatives. Les tissus humains étant composés majoritairement d'eau, les données dosimétriques de base pour les faisceaux de photons de haute énergie sont généralement mesurées dans un fantôme d'eau. Dans la suite du document, les notations suivantes seront utilisées Fig. 4.1.

- SSD (distance source-surface) est la distance entre la source et la surface de l'eau (ou la peau du patient) qui est de 100cm pour notre cas,
- z est la profondeur du point de mesure dans l'eau qui est de 10cm,
- SDD (distance source-détecteur) est la distance entre la source et le point de mesure sur l'axe central du faisceau dans l'eau qui est 110cm.

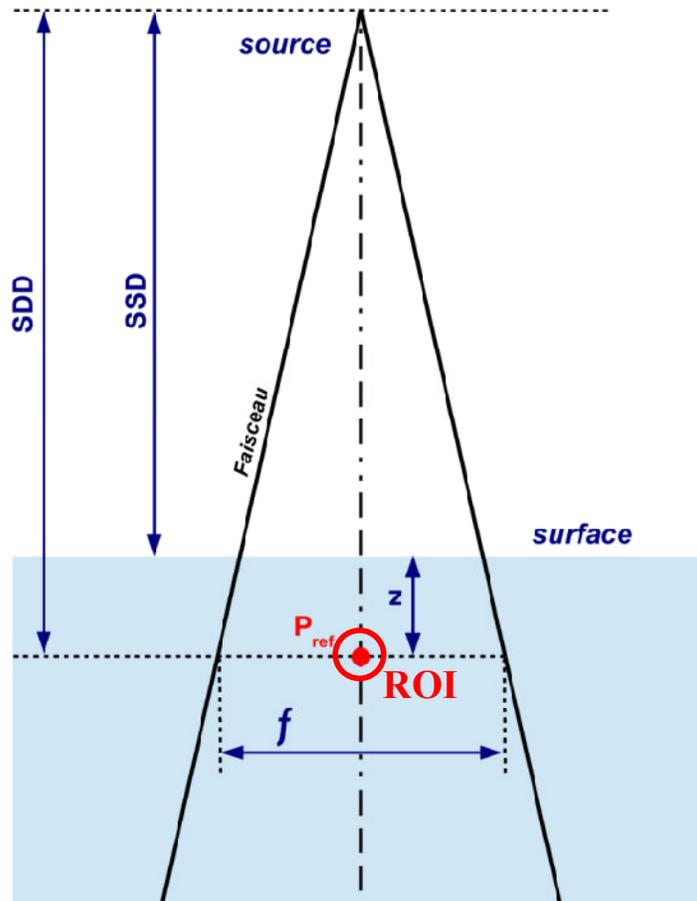


Fig. 4.1. Schéma représentant les différentes distances entre le faisceau, le fantôme d'eau et le détecteur.

3. Mesures expérimentales du rapport d'ouverture du collimateur

La valeur du facteur d'ouverture du collimateur pour un dosimètre donné est définie par :

$$\Omega_{Q_{clin}Q_{msr}}^{f_{clin}f_{msr}} = \frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \times K_{Q_{clin}Q_{msr}}^{f_{clin}f_{msr}} \quad (4.1)$$

Où $M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}$ et $M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}$ sont les valeurs de la charge électrique mesurées par l'électromètre pour un même nombre d'unité moniteur, lorsque le détecteur est placé au point de référence dans les champs f_{clin} et f_{msr} respectivement.

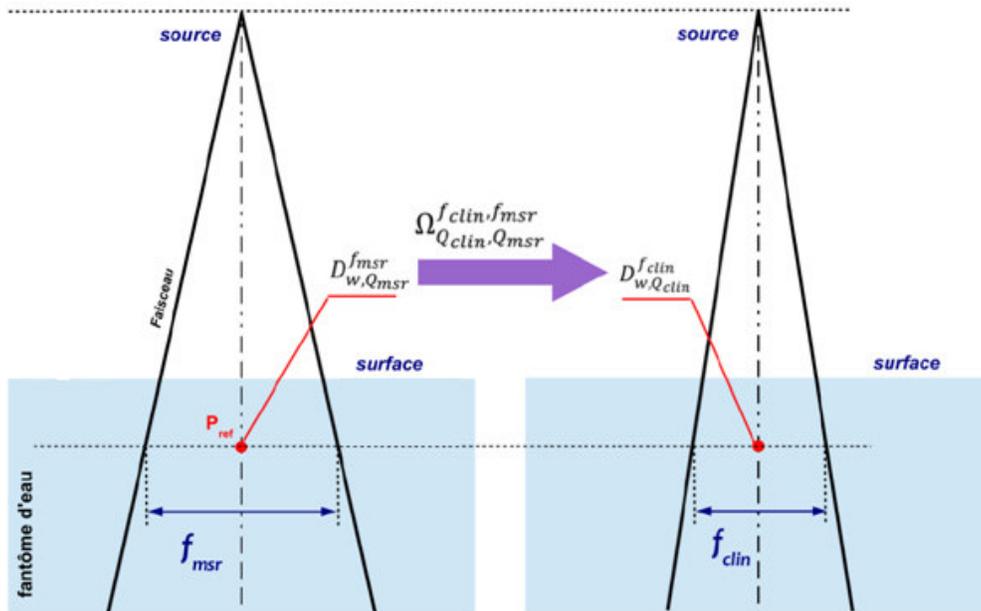


Fig. 4.2. Définition du facteur d'ouverture du collimateur dans le cas du Varian iX

Pour le Varian iX f_{msr} est définie par les mâchoires fixes qui produisent le champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à la distance de 100 cm de la source, soit la taille de champ de référence à la distance de référence.

Les mesures $\frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}}$ pour Varian iX ont été faites pour les tailles des champs de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ jusque à $10 \times 10 \text{ cm}^2$ avec un pas de 0.5 cm. Les mesures avec les dosimètres ont été réalisées dans une cuve à eau PTW MP3 à la distance source-surface (SSD) de 100 cm et à une profondeur d'eau de 10 cm. Tous les dosimètres ont été positionnés avec le Trufixe et le Holder. Les chambres d'ionisations (0.6cc; 0.3cc; 0.125cc; et la PinPoint-3D) sont orientés perpendiculaires à l'axe du faisceau à l'exception de la diode-E qui a été orientée parallèle à l'axe du faisceau. Ces détecteurs ont été connectés à un électromètre PTW Unidos. En accord avec le manuel d'utilisation des détecteurs, aucune tension n'a été appliquée à la diode-E. Le point effectif de mesure utilisé pour chaque détecteur est celui indiqué dans le manuel utilisateur fourni par les constructeurs. Avant les

mesures $\frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}}$, chaque détecteur a été centré au moyen des OAR mesurés dans les deux directions X et Y du plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. Les dosimètres ont été pré-irradiés et 3 mesures de charge par chaque taille de champ ont été réalisées pour chaque détecteur. Il est à noter que pour chaque mesure on a utilisé 100 UM qui correspondent à 1 Gy pour la machine Varian iX à Z_{max} pour un champ de référence.

4. Modélisation des détecteurs dans un fantôme d'eau

En comparaison avec nos résultats, un bon accord est noté entre les deux ensembles de mesures à l'exception du détecteur de 0,6 cc. Une attention particulière est accordée aux paramètres de simulation utilisés dans nos simulations MC. Ces détails sont traités dans la section suivante. Nous avons utilisé un petit volume d'eau de forme cylindrique avec une hauteur de 30 μm et un diamètre de 1 mm. Récemment, [Weber et al., 2020](#) ont utilisé un volume d'eau de 50 μm de hauteur et 1 mm de diamètre. Nous notons que des dimensions des volumes des eaux similaires ou légèrement supérieures ont été utilisées dans [Alfonso et al., 2008](#); [Labor et al., 2018](#); [Benmakhlouf et al., 2014](#). Les recommandations pour les simulations de MC pour le volume d'eau dans lequel la dose est prélevée doivent être aussi petites que possible afin qu'il n'y ait pas de volume moyen significatif ([Palmans, 2019](#)). La principale limitation est généralement qu'étant donné une certaine quantité de puissance de calcul, nous avons besoin d'une taille minimale pour obtenir une incertitude statistique suffisamment faible. Ceci est facilement réalisable pour des voxels d'environ 0,5 mm, ce qui est assez petit pour la plupart des champs, mais peut ne pas être suffisant pour de très petits champs, tels que des champs de 2,5 mm parfois utilisés. Il est clair que les facteurs de sortie expérimentaux sont plus proches des résultats MC, considérés comme référence, lorsque le volume sensible des détecteurs diminue. Ces détecteurs ont besoin de facteurs de correction pour les petits champs selon le récent réglage du nouveau rapport technique sur la dosimétrie des petits champs statiques en radiothérapie externe TRS 483 ([AAPM, 2017](#)).

Comme application, nous avons choisi pour exemples d'étude de cas deux de nos détecteurs utilisés, la PinPoint 3D type PTW T31016 (orientation perpendiculaire) comme chambre d'ionisation typique pour les applications à petit champ et le type Diode-E PTW T60017 (orientation parallèle) comme un très bon semi-conducteur avec un très petit volume actif également dédié aux mesures de petit champ.

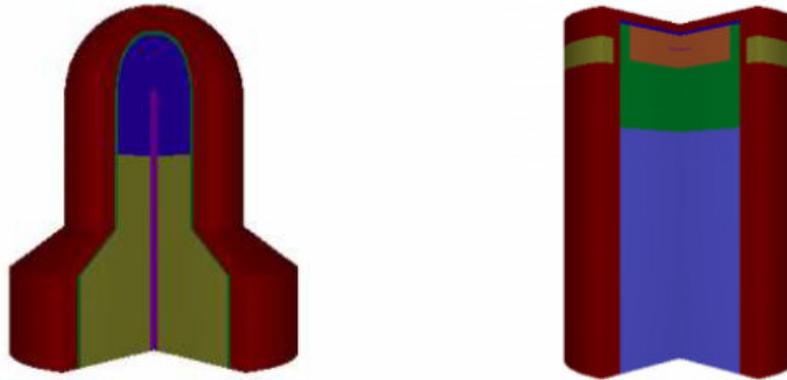


Fig. 4.3. Modèle 3D selon les plans du fabricant du PinPoint-3D type PTW T31016 micro-chambre (à gauche) et Diode-E type PTW T60017 non blindée (à droite). Les modèles sont simulés en utilisant Pengeom/PENELOPE (Salvat, 2014)

Le formalisme d'[Alfonso et al.,2008](#) a été appliqué pour les deux détecteurs. Ils ont été entièrement modélisés et utilisés dans des simulations MC avec nos résultats PSFs pour calculer les facteurs de sortie de correction. Notons que les densités des volumes sensibles du détecteur sont considérablement différentes, donc des stratégies MC différentes en termes de temps de simulation sont nécessaires pour chaque cas. Leurs géométries illustrées à la Fig.4.3 ont été créées à l'aide de Pengeom ([Salvat, 2014](#)) et simulées à l'aide des routines PenEasy / PENELOPE MC ([Sempau et al., 2011](#)), ce qui est très efficace lors de l'utilisation d'histoires condensées pour simuler des photons et des électrons dans des fantômes et des détecteurs. Concernant la stratégie de notre modèle MC, nous avons adopté la méthode de [Alfonso et al.,2008](#) pour calculer le facteur de correction. Dans un premier temps, afin d'obtenir la dose dans le détecteur, nous avons simulé le détecteur pour une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à une profondeur de 10 cm dans un fantôme d'eau qui correspond au f_{msr} en utilisant le PSF comme source. Ensuite, des simulations similaires ont été effectuées pour le reste des tailles de champs carrés d'intérêt, 0.5×0.5 , 0.6×0.6 , 0.8×0.8 , 1×1 , 1.2×1.2 , 1.5×1.5 , 2×2 , 3×3 , $4 \times 4 \text{ cm}^2$. Dans la même condition, afin d'obtenir la dose dans l'eau pour le f_{msr} , la dose dans ce petit volume d'eau a été simulée pour la taille de champ carré citée ci-dessus. Dans l'approche générale, on utilise des régions en forme d'oignon autour de la cavité d'intérêt (détecteur ou petit cylindre d'eau) où différents paramètres de transport sont définis.

5. Paramètre de simulation Monte Carlo

L'idée est de rendre progressivement le transport d'électrons de moins en moins condensé à mesure que les particules s'approchent de la région sensible (cavité), en choisissant de plus en plus petits paramètres de transport de simulation penEasy C1, C2, Wcc, Wcr.

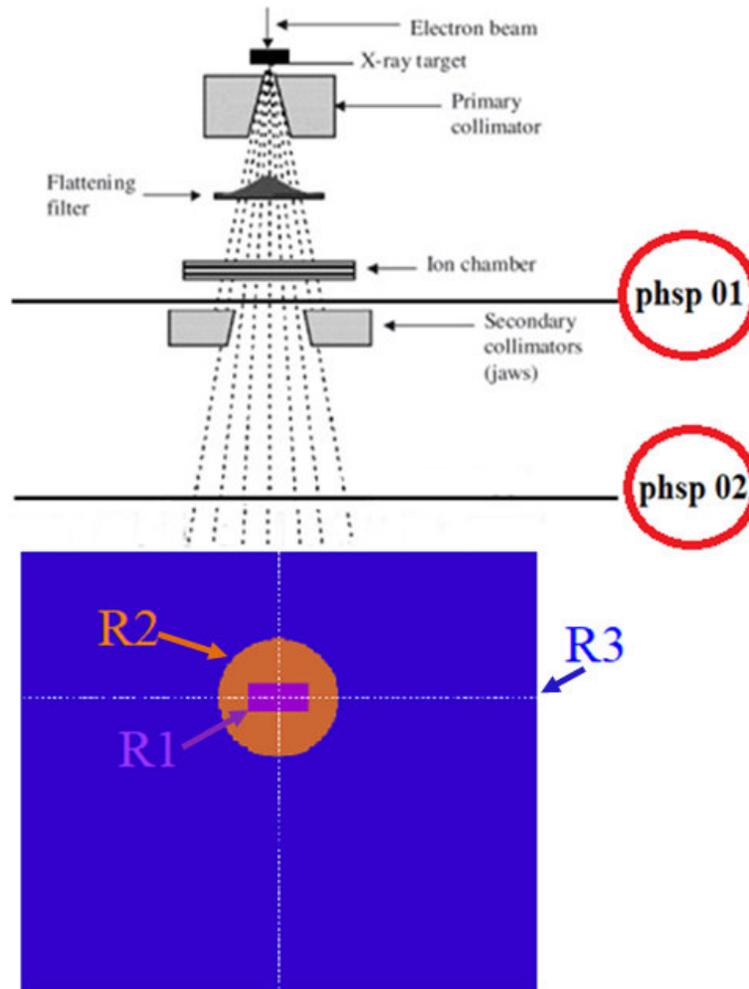


Fig. 4.4. Modèle 2D d'un cylindre de 0.785 mm^2 de surface circulaire et de $30 \mu\text{m}$ d'épaisseur dans un fantôme d'eau. Le modèle est simulé en utilisant Pengeom/PENELOPE (Salvat, 2014)

Nous notons que, bien sûr, cela nécessite beaucoup d'essais et d'erreurs. Habituellement, 3 régions suffisent comme le montre la fig. 4.4. La région 1 est la cavité et ses environs proches, où paramètres $C_1 = C_2 = 0$ en tant que simulations bien connues entièrement détaillées ou événement par événement ou, au moins, très petits ($\sim 0,01$). La région 2, choisie comme région d'intérêt (ROI) en tant que sphère de rayon de 2 cm, englobe la région 1

et les paramètres sont intermédiaires. Ce ROI autour des détecteurs a été mis en place pour un meilleur gain de dosimétrie. La région 3 est la périphérie et les paramètres sont comme dans toute simulation standard, c'est-à-dire $C = 0,1$, $W_c = E_{abs}$ ou similaire.

De plus, des techniques de réduction de la variance (VRT) sont nécessaires. Lorsque des valeurs plus élevées sont utilisées, elles affectent parfois négativement les résultats avec leurs incertitudes correspondantes; ils doivent être configurés avec soin; La roulette russe est utilisée pour les particules quittant ou interagissant dans la région 3.

Concernant les paramètres de forçage, il est recommandé par [Salvat, 2019](#) de faire un certain nombre de courtes simulations avec des facteurs de forçage modérés, pour déterminer le facteur donnant une efficacité optimale; une valeur de forçage de 100 pourrait être utilisée en toute sécurité à ces fins. La division PSF est bien entendu nécessaire en particulier lors de l'utilisation de plus petites tailles de champs carrés; un facteur de division de 300 est utilisé pour une PSF de presque 30 Mo pour $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$ et une PSF de 0,5 Go pour une taille de champ carré de $2 \times 2 \text{ cm}^2$; pour une taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, nous avons utilisé une valeur de 150 avec un PSF de 6,4 Go. En effet, plus le champ augmente, plus le nombre de particules n'atteignant pas la région d'intérêt augmente; par conséquent, de grandes PSF sont nécessaires lorsque la taille du champ augmente. Comme recommandé dans TRS 483 ([AAPM, 2017](#)), les calculs ont été effectués à 100 cm SSD et 10 cm de profondeur dans l'eau. Les résultats des facteurs de correction de sortie MC des détecteurs Diode E et PinPoint 3D sont présentés dans le tableau 4.3 et tracés sur la Fig. 4.6. et Fig. 4.7. pour différentes tailles de champ carré à partir de $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$.

6. Discussions et résultats

Dans la présente section, nous avons utilisé nos fichiers d'espace de phase pour calculer les facteurs de sortie de correction pour les petits champs statiques. Avant de nous concentrer sur les simulations MC pour corriger les valeurs de nos facteurs de sortie pour les petits champs, nous avons effectué une série de mesures expérimentales concernant les facteurs de sortie en utilisant la plupart des détecteurs de notre centre. Comme le montre la Fig. 4.5, nous avons utilisé les 0,6 cm³, 0,3 cm³, 0,125 cm³, la PinPoint 3D (orientation perpendiculaire) et la Diode-E (orientation parallèle) pour des tailles de champ carré allant de 0,5x0,5 cm² à 10x10 cm² avec un pas de 0,5.

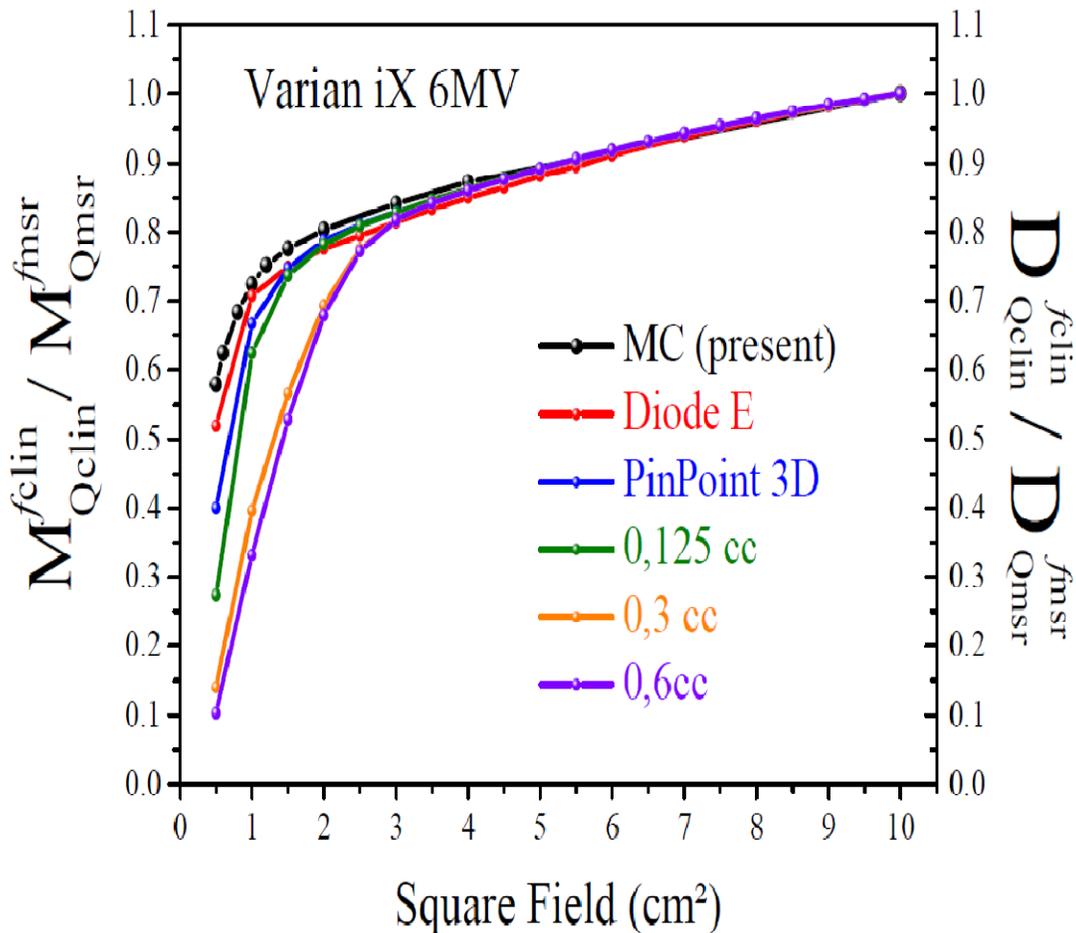


Fig. 4.5. Mesures du facteur de sortie donné et résultats du MC

Taille de champs (cm ²)	Dosimètres (Chambres d'ionisations et Diode E)				
	0.6cc	0.3cc	0.125cc	PinPoint-3D	Diode-E
0.5x0.5	0.103	0.14	0.273	0.4	0.519
1x1	0.331	0.396	0.624	0.667	0.707
1.5x1.5	0.528	0.565	0.736	0.747	0.749
2x2	0.679	0.693	0.782	0.788	0.776
2.5x2.5	0.772	0.775	0.809	0.81	0.795
3x3	0.817	0.817	0.828	0.828	0.814
3.5x3.5	0.842	0.842	0.846	0.845	0.832
4x4	0.86	0.86	0.863	0.861	0.85
4.5x4.5	0.877	0.876	0.878	0.877	0.865
5x5	0.892	0.891	0.892	0.891	0.882
5.5x5.5	0.906	0.905	0.906	0.905	0.895
6x6	0.919	0.918	0.919	0.918	0.911
6.5x6.5	0.931	0.93	0.931	0.93	-
7x7	0.943	0.942	0.942	0.942	0.938
7.5x7.5	0.954	0.953	0.953	0.953	-
8x8	0.964	0.963	0.964	0.963	0.961
8.5x8.5	0.974	0.973	0.973	0.973	-
9x9	0.984	0.982	0.983	0.982	0.983
9.5x9.5	0.992	0.991	0.991	0.99	-
10x10	1	1	1	1	1

Tableau 4.1. Les mesures expérimentales des FOCs pour les cinq dosimètres.

Nous avons obtenu nos résultats de MC calculés dans un petit volume (un cylindre de 30 µm d'épaisseur, 1 mm de diamètre) d'eau dans les mêmes conditions des mesures. Des mesures similaires ont été effectuées par [Alfonso et al., 2008](#) en utilisant les chambres d'ionisation de 0,015 cm³, 0,125 cm³, 0,6 cm³, des détecteurs à diamant naturel et des Scanditronix EDD-5-diode et comparées aux résultats MC.

Taille de champs (cm ²)	Valeur simulation MC dans un cylindre (0.785 mm ² de surface circulaire ; 30 µm d'épaisseur)
0.5x0.5	0.5826
0.6x0.6	0.63
0.8x0.8	0.6892
1x1	0.7295
1.2x1.2	0.7571
1.5x1.5	0.7821
2x2	0.8083
3x3	0.8491
4x4	0.8824
10x10	1

Tableau 4.2. Valeur simulation MC dans un cylindre de 0.785 mm² de surface circulaire ; 30 µm d'épaisseur

Avant d'analyser nos résultats, nous soulignons l'importance des références utilisées dans la compilation des facteurs de correction de sortie publiés dans TRS 483 (AAPM, 2017). Pour PTW T60017 de type Diode-E (orientation parallèle), les données recommandées sont basées sur les données expérimentales de Underwood et al., 2015; Bassinet et al., 2013; Cranmer Sargison et al., 2011 et les résultats de MC de Cranmer Sargison et al., 2011; Czarnecki et Zink, 2013; rectificatif, 2014 et Benmakhlouf et al., 2014. Pour la chambre de micro-ionisation PinPoint 3D PTW T31016 (orientation perpendiculaire), les données expérimentales proviennent de Azangwe et al., 2014; Lechner et al., 2013 et Krauss, 2008. Les données MC sont uniquement celles de Czarnecki et Zink, 2013 et Benmakhlouf et al., 2014. Ces dernières références ont été utilisées pour produire les données recommandées et les limites de leur validité dans le TRS 483; en attendant, ils doivent être utilisés avec prudence. En effet, depuis 2017, de nouvelles mesures et résultats de MC sont mis à disposition dans la littérature pas nécessairement en accord avec les données TRS 483 recommandées. Pour cette raison, nous avons jugé nécessaire de comparer, sur la fig. 4.6. (a, b), nos résultats aux données recommandées avec des mesures récentes et des calculs de MC. Nous notons qu'en ce qui concerne les limites supérieures et inférieures recommandées dans TRS 483, en général, nos résultats de MC concordent assez bien pour des tailles de champ de $0,5 \times 0,5$ à 10×10 cm²; il reflète la validité du formalisme utilisé, le choix des paramètres de simulation et la robustesse du code MC utilisé. Nous avons constaté que les résultats du détecteur Diode-E diffèrent de 2,06% et 1% des données TRS 483 pour des champs de $0,5 \times 0,5$ cm² et $1,2 \times 1,2$ cm², respectivement; pour des tailles de champ jusqu'à 10×10 cm², la différence est inférieure à 1%. Nos données sont proches des données recommandées TRS 483 que les nouvelles mesures et les données MC (PSF EGSnrc et IAEA) de Weber et al., 2020. Elles sont également meilleures que les données MC de De Coste et al., 2017 (BEAMnrc PSFs, modélisation de détecteur EGSnrc C++) sauf pour une taille de champ de $0,5 \times 0,5$ cm². Cependant, les résultats de MC de De Coste et al., 2017 sont plus proches des données TRS 483 que les résultats de Weber et al., 2020. Concernant le détecteur PinPoint 3D, le TRS 483 s'appuie sur peu de résultats expérimentaux et MC pour de petites tailles de champ; par conséquent, la validité des données recommandées est soumise à de fortes incertitudes. Notons que les données recommandées sont fournies pour des tailles de champ allant jusqu'à 1×1 cm²; dans cette plage, nos résultats concordent très bien avec les données du TRS 483 avec une différence de 1,5% pour des tailles de champ de 1×1 cm² et de 2,3% pour $1,2 \times 1,2$ cm². Nous rapportons sur la fig. 4.6.b. les données expérimentales récentes de Casar et al., 2020 réalisées sur Elekta Versa HD (notée Exp1) et accélérateur linéaire Varian

(noté Exp2). Ces données sont de grandeur élevées que nos résultats. Les données expérimentales récentes (Varian) et MC (Gate / Geant4, IAEA PSF) de Labor et al., 2018, sont plus proches de nos données que les ensembles de données expérimentales de Casar et al., 2020. Pour être plus précis, du fait que les données recommandées sont limitées à une taille de champ de $1 \times 1 \text{ cm}^2$, on ne peut pas conclure sur la validité de chaque ensemble de résultats.

Type	10×10	4×4	3×3	2×2	1.5×1.5	1.2×1.2	1×1	0.8×0.8	0.6×0.6	0.5×0.5
Diode-E	1	1.0121	1.0119	1.0089	1.0076	1.0046	0.9948	0.9806	0.9543	0.9324
PinPoint-3D	1	1.001	1.004	1.0004	1.0086	1.009	1.0151	1.0248	1.0514	1.0828

Tableau 4.3. Facteurs de correction de sortie calculés par MC de la Diode-E T60017 non blindée et PinPoint-3D T31016 pour le faisceau de photons 6MV

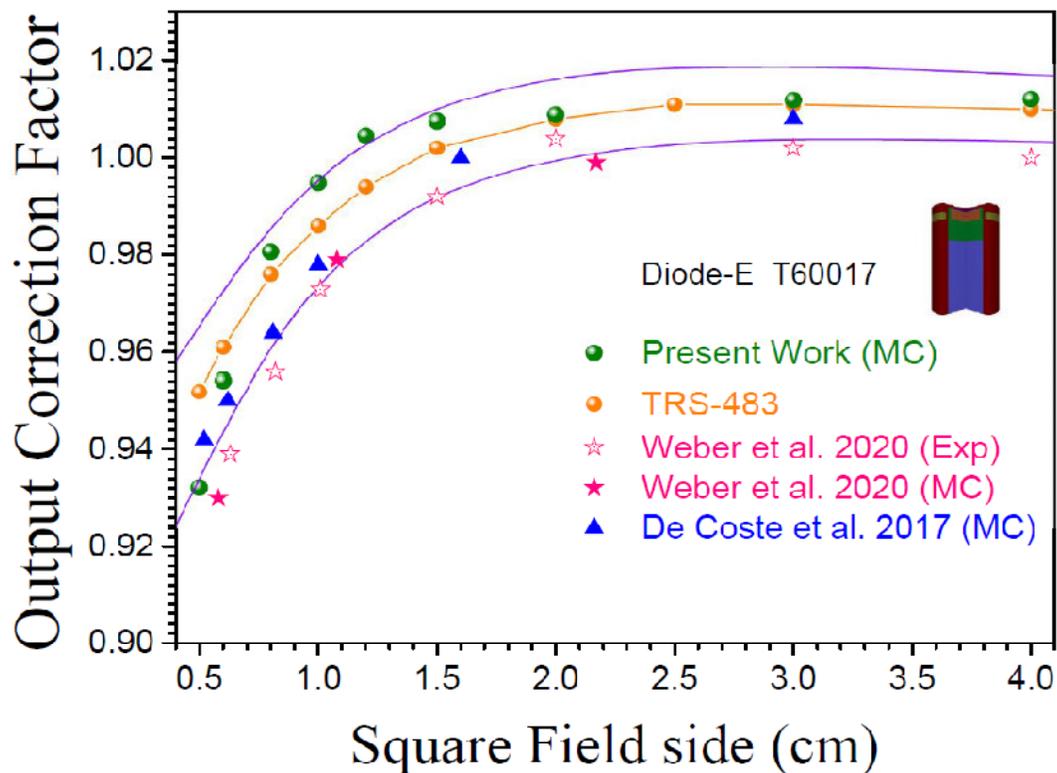


Fig. 4.6.a. Comparaison des facteurs de correction de sortie MC actuels du détecteur Diode-E T60017 non blindé (orientation parallèle) avec les données TRS 483 (AAPM, 2017), mesures et calculs récents. Les lignes sont les limites suggérées dans TRS 483

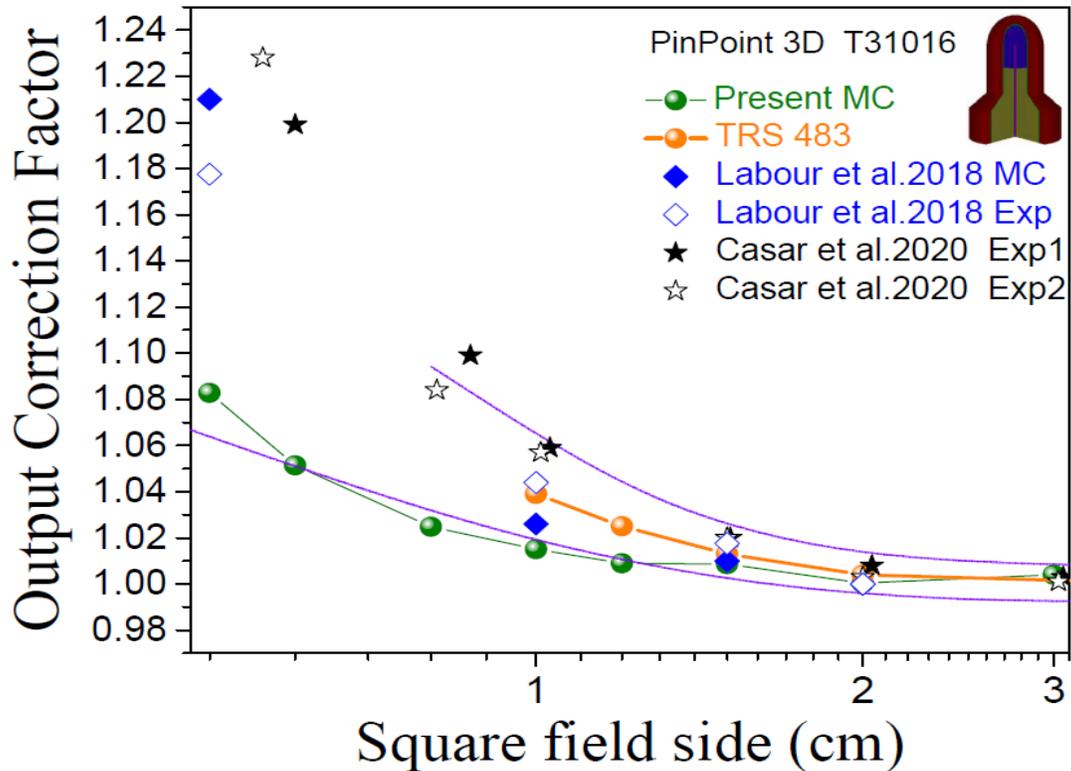


Fig. 4.6.b Comparaison des facteurs de correction de sortie MC actuels du détecteur à micro-chambre PinPoint 3D T31016 (orientation perpendiculaire) avec les données TRS 483 (AAPM, 2017), mesures récentes et calculs. Les lignes sont les limites de TRS 483. Exp1, données expérimentales d'Elekta Versa HD; Exp2, données expérimentales de la machine Varian

Néanmoins, il est encourageant de voir nos données sont de grandeur plus petites et donc physiquement possibles. Notre valeur la plus élevée est de 1,08 pour $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$ comparativement à 1,18 (MC) et 1,21 (Exp) de (Labor et al., 2020) et 1,22 (Exp2) de (Casar et al., 2020) pour $0,56 \times 0,56$ taille de champ équivalente en cm^2 . Confiants sur la validité de nos résultats, nous avons examiné le facteur de correction de sortie MC adopté dans le TRS 483 concernant le Diode-E T60017 et la PinPoint 3D T31016 pour une taille de champ de référence de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Les résultats MC [Cranmer Sargison et al., 2011](#) dominent l'ensemble de données recommandé pour la Diode-E tandis que [Czarnecki et Zink, 2013; 2014](#) et [Benmakhlouf et al., 2014](#) fournissent peu de résultats MC pour les deux détecteurs. De plus, pour les petits champs, les données expérimentales utilisées sont également rares. Ils justifient le nombre limité de points de données recommandés pour le détecteur PinPoint 3D T31016 par rapport aux données pour la Diode-E du tableau 26 du TRS 483. De la même manière, nous avons remarqué que, pour le cas du PinPoint 3D PTW31014, le TRS 483 n'utilise qu'un seul jeu de données de résultats MC de [Czarnecki et Zink, 2013](#). Pour le cas du

PinPoint 31006, aucun résultat MC n'est inclus et seuls les résultats expérimentaux jusqu'en 2007 sont pris en compte. De plus, aucun résultat de MC n'est présenté pour les chambres de micro-ionisation Extradin A26 et A14SL et seuls quelques résultats expérimentaux sont adoptés. De même, de nombreuses diodes non blindées et blindées, utilisent au plus un ensemble de données de résultats MC dans le TRS 483. Nous soulignons clairement le manque de données MC et la nécessité d'implémenter beaucoup plus de résultats MC dans les compilations futures. Particulièrement intéressant, nous avons observé que le TRS 483 utilise les données MC de [Benmakhlouf et al., 2014](#) pour plusieurs détecteurs comme référence pour les données recommandées dans les petits champs. Ces résultats sont réalisés pour un champ de référence de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ sur Machine Varian iX et utilisant un volume d'eau similaire à nos calculs dans leur code MC.

Dans ce contexte, nous avons vu qu'il était important de montrer, sur la fig. 4.6. (a, b), des comparaisons de nos résultats MC à ceux de [Benmakhlouf et al., 2014](#) pour les détecteurs Diode E T60017 et PinPoint 3D T31016 avec les données recommandées du tableau 4.1 du TRS 483.

Nos résultats sont plus proches des données recommandées pour les deux détecteurs. L'incertitude de correction de sortie augmente lorsque les tailles de champs diminuent; il est donc utile de calculer plusieurs facteurs de correction de sortie, en particulier pour les très petits champs. En effet, cela permet de reproduire soigneusement la forme de la variation des facteurs de correction de sortie avec la taille du champ. En particulier, ils sont de la plus haute importance pour le cas du PinPoint 3D T31016 où peu de données sont fournies pour les petits champs dans le TRS 483. Notons que, comme [Benmakhlouf et al. 2014](#) ont utilisé les PSFs de l'AIEA, les résultats de la figure 4.7. (a,b) correspondent aux seuls petits champs de $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$, $1 \times 1 \text{ cm}^2$ et $2 \times 2 \text{ cm}^2$. Pour les champs standards, ils ont utilisé les PSFs IAEA disponibles de $4 \times 4 \text{ cm}^2$ et $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Leurs facteurs de correction de sortie MC sont également calculés par des simulations PENELOPE / penEasy. En revanche, comme indiqué ci-dessus, nous avons simulé la tête du Varian Clinac iX et produit des PSFs pour 12 tailles de champs. Nous avons calculé les facteurs de correction de sortie pour 10 tailles de champs comprenant sept petits champs: $0,5 \times 0,5$, $0,6 \times 0,6$, $0,8 \times 0,8$, 1×1 , $1,2 \times 1,2$, $1,5 \times 1,5$, 2×2 , 3×3 , 4×4 et $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

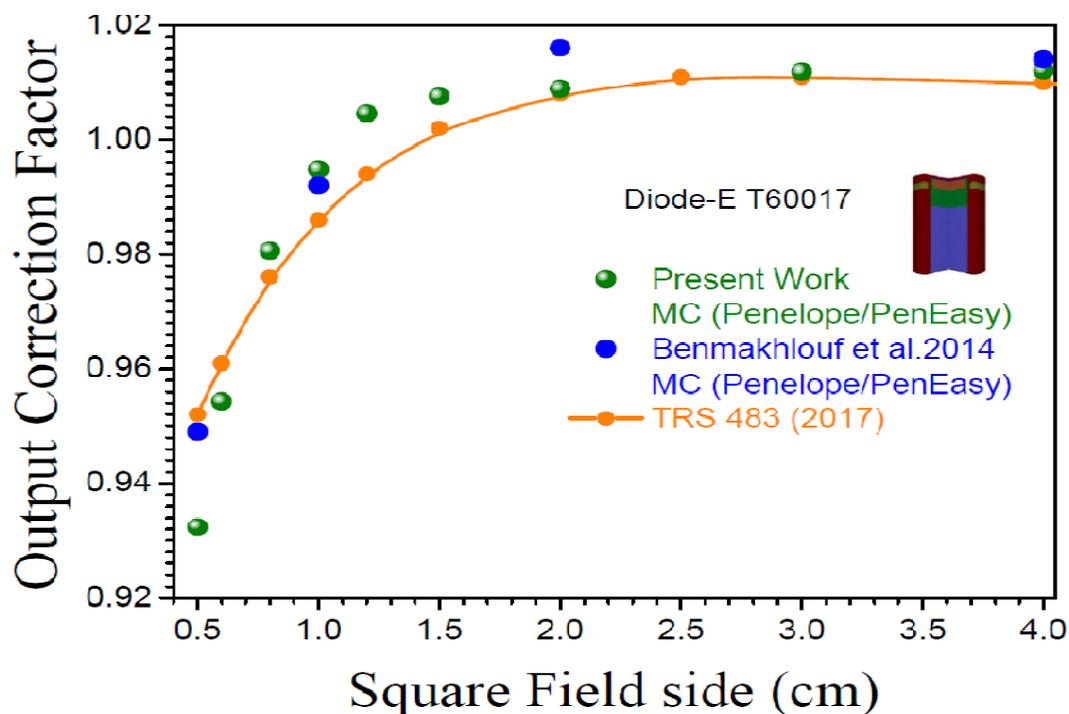


Fig. 4.7.a. Facteurs de correction de sortie MC pour le détecteur Diode-E T60017 (orientation parallèle) par rapport aux données TRS 483 MC de Benmakhlouf et al. (2014).

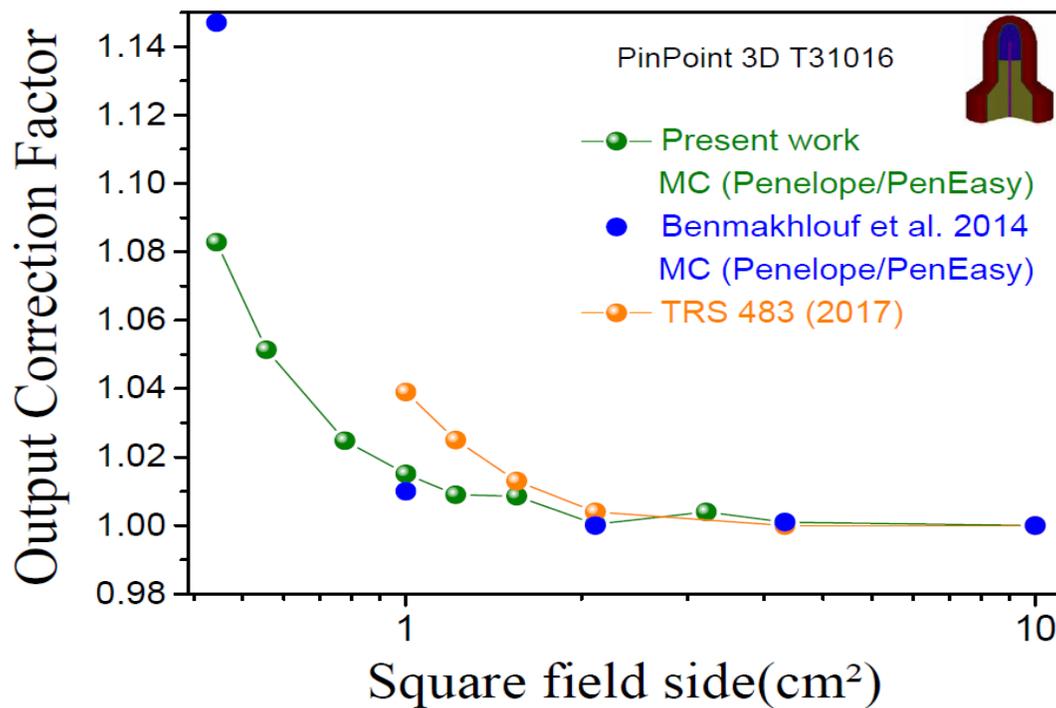


Fig. 4.7.b. Facteurs de correction de sortie MC pour le détecteur PinPoint 3D T31016 (orientation perpendiculaire) par rapport aux données TRS 483 MC de Benmakhlouf et al. (2014).

Notons que les différences pour ce type de calcul peuvent être expliquées en termes de différences possibles dans la PSF même s'il s'agit du même accélérateur et de différences entre les détails de la simulation MC. Ces deux principaux facteurs affectent considérablement les résultats de la simulation. Comme présenté ci-dessus, l'énergie de la source d'électrons et la taille du spot ont une forte influence. La simulation du filtre d'aplatissement affecte considérablement les calculs en fantôme d'eau même en dose relative incluant les facteurs de correction de sortie. Notons que nous avons obtenu un très bon modèle du filtre d'aplatissement en utilisant Pengeom / PENELOPE. De plus, par rapport à la version Penelope / Penmain utilisée par [Benmakhlouf et al., 2014](#), nous avons utilisé une version mise à jour (2017) qui rend compte d'une meilleure description du processus inélastique via l'amélioration du modèle Sternheimer-Liljequist.

En résumé, sur la base des discussions ci-dessus, nos facteurs de correction de sortie MC calculés pour Varian Clinac iX (mode photon 6 MV) à l'aide des simulations PENELOPE / penEasy sont dans la limite des données TRS 483 recommandées. Pour le détecteur Diode E, ils sont proches des données TRS que les données de [De Coste et al., 2017](#) et [Weber et al., 2020](#). Pour le cas du détecteur PinPoint 3D, nos résultats sont plus petits et proches des données ([Labor et al., 2018](#)) mais diffèrent considérablement des résultats ([Casar et al., 2020](#)) en particulier pour les très petites tailles de champ. De plus, pour les très petits champs pour lesquels aucune donnée recommandée n'est disponible, l'ordre de grandeur de nos résultats est raisonnable par rapport à l'ordre de grandeur élevée des données [de Labor et al., 2018](#) et [Casar et al., 2020](#). De plus, dans des comparaisons avec des simulations similaires de [Benmakhlouf et al., 2014](#), les présents calculs offrent des données supplémentaires pour les deux détecteurs en accord étroit avec les données recommandées. En conséquence, pour les deux détecteurs, nous concluons que nos facteurs de correction de sortie MC peuvent être considérés comme des ensembles de données valides et utilisés pour d'autres comparaisons.

7. Conclusion

La modélisation de Varian iX, a permis de déterminer les facteurs d'ouverture du collimateur qui ont été comparés aux mesures des détecteurs afin d'évaluer leurs réponses en mini-faisceaux. Aucun des détecteurs actifs étudiés n'est adapté à la mesure du facteur d'ouverture du collimateur, sans l'utilisation de facteurs correctifs appropriés. D'importantes sous-estimations du facteur d'ouverture du collimateur ont été observées en mini-faisceaux avec la Diode-E et chambre d'ionisation respectivement (si leurs mesures ne sont pas corrigées).

Conclusion générale et **perspectives**

Conclusion générale

L'objectif de cette thèse était de modéliser l'accélérateur linéaire Varian iX en mode photon et en mode électron du Centre Lutte Contre le Cancer de Sétif à l'aide du code de calcul MC PENELOPE. Les résultats issus de ces simulations MC nous ont servi de référence afin d'étudier différentes applications dosimétriques et radiothérapeutiques. La première phase de notre étude fut la prise en main du code MC PENELOPE. La tête de l'accélérateur linéaire du Centre Lutte Contre le Cancer de Sétif de type Varian iX fut modélisée. Avant la réalisation des premières simulations, un travail important concernant l'optimisation du temps de calcul a été effectué. En outre la subroutine Penmain et PenEasy sont utilisées dans nos travaux de thèse. Nous avons déterminé les données dosimétriques de base initiaux du faisceau de photon 6MV et des faisceaux initiaux d'électrons pour trois énergies 6, 9 et 20 MeV. Nous avons généré et validé nos propres PSFs en terme de spectres et taille de champs pour les photons et les électrons et plus le TPR uniquement pour les photons. Ce qui nous a permis une indépendance totale des PSFs pour n'importe quelles utilisations dosimétriques et radiothérapeutiques. Nous avons optimisé notre modélisation de l'accélérateur Varian iX. Nous avons validé nos calculs MC avec les mesures expérimentales en mode relatif et absolu. Il est nécessaire de noter que l'erreur entre nos calculs et les mesures est inférieure de 1%. Nous avons également réalisé une application dans les petits champs en milieu hétérogène. En évaluant en termes de dosimétrie deux algorithmes commerciaux AAA et PBC. La comparaison des erreurs entre MC et les algorithmes utilisés dans le TPS a permis de montrer qu'aucun des algorithmes n'est réellement adapté pour les petits champs.

Les mini-faisceaux utilisés en radiothérapie sont caractérisés par un manque d'équilibre électronique latéral ; les techniques et protocoles de dosimétrie actuels TRS-483 sont adaptés pour réaliser une dosimétrie fiable de ce type de faisceaux. L'objectif second de la thèse était de permettre une meilleure évaluation de la dose délivrée aux patients traités par radiothérapie des petits champs. Des mesures de facteur d'ouverture du collimateur avec différents détecteurs actifs du commerce (Diode-E PTW 60017, PinPoint-3D PTW 31016, 0.125cc, 0.3cc, 0.6cc). Tous les détecteurs ont également été modélisés avec le code MC PENELOPE. La réponse de tous ces détecteurs a été comparée avec les facteurs d'ouverture du collimateur calculé dans l'eau issus de la simulation MC considérée comme référence. La comparaison des $FOC_{MC,w}$ et des FOC_{det} a permis de montrer qu'aucun des détecteurs actifs étudiés n'est réellement adapté à la mesure du facteur de sortie sans l'utilisation de facteurs correctifs appropriés. D'importantes surestimations et sous-estimations du facteur de sortie

Conclusion générale

ont été observées en mini-faisceaux avec les détecteurs diode et chambres d'ionisation respectivement (si leurs mesures ne sont pas corrigées).

Nous avons utilisé la méthode de MC pour générer nos facteurs de correction pour la diode Ete la PinPoint-3D, pour les petits champs 0.5x0.5 ; 0.6x0.6 ; 0.8x0.8 ; 1x1 ; 1.2x1.2 ; 1.5x1.5 ; 2x2 cm². Les Valeurs de simulation MC ont été réalisées dans un cylindre de 0.785 mm² de surface circulaire et 30 µm d'épaisseur.

La comparaison entre nos résultats et les résultats de la littérature que ce soit TRS-483 ou d'autres travaux ultérieurs ont montré un très bon accord. Cela semble confirmer que notre modélisation d'accélérateur et des détecteurs est tout à fait juste.

Perspectives

Cependant, des calculs des facteurs correctifs par méthode de MC supplémentaires sur d'autres détecteurs doivent être réalisés dans des conditions de références.

D'un point de vue général, la simulation MC peut être considérée comme un résultat de référence à condition de maîtriser de bout en bout son calcul (Utilisation de techniques de réduction de variance, ...). C'est un outil indispensable afin de valider certaines données dans des conditions où la mesure est impossible ou insuffisamment précise.

La suite logique de ces travaux sera donc la modélisation par simulation MC d'autres machines de traitement à travers toute l'Algérie. La modélisation du MLC nous permettra, sans doute, de compléter l'étude concernant la métrologie des mini-faisceaux. Cela nous permettra d'avoir une référence métrologique afin de déterminer la plage d'utilisation de chaque détecteur en fonction de la taille de champ MLC.

Modéliser tous les détecteurs des petits champs pour pouvoir générer tous les facteurs correctifs vis-à-vis de ces derniers à cause du grand manque de données en termes de MC comme le prouve les figures ci-dessous.

Modélisations par simulation MC des énergies élevées comme le 18 MV ; et également les électrons pour les petits champs. Sachant que le TRS-483 est réalisé uniquement pour les photons et uniquement pour les énergies 6 et 10 MV.

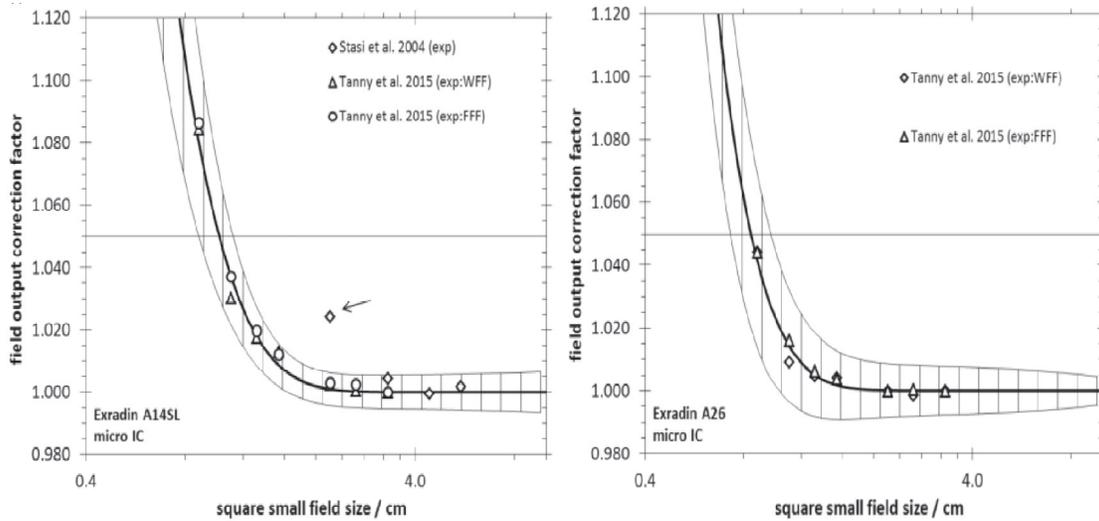


Fig 5.1. Facteurs de correction de sortie pour les détecteurs Exradin A14SL et A26 (TRS483)

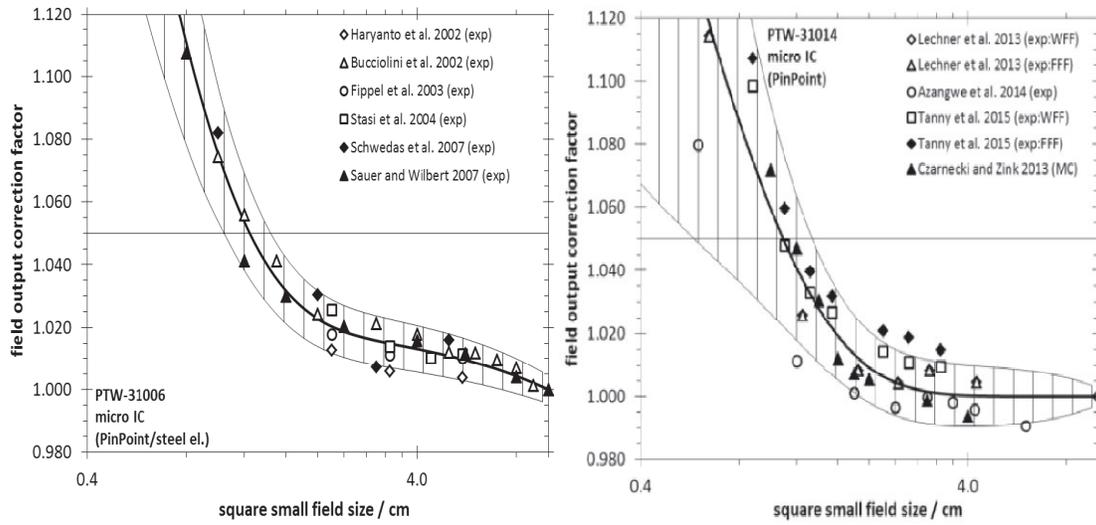


Fig 5.2. Facteurs de correction de sortie pour les détecteurs PinPoint PTW-31006 et PTW-31014 (TRS483)

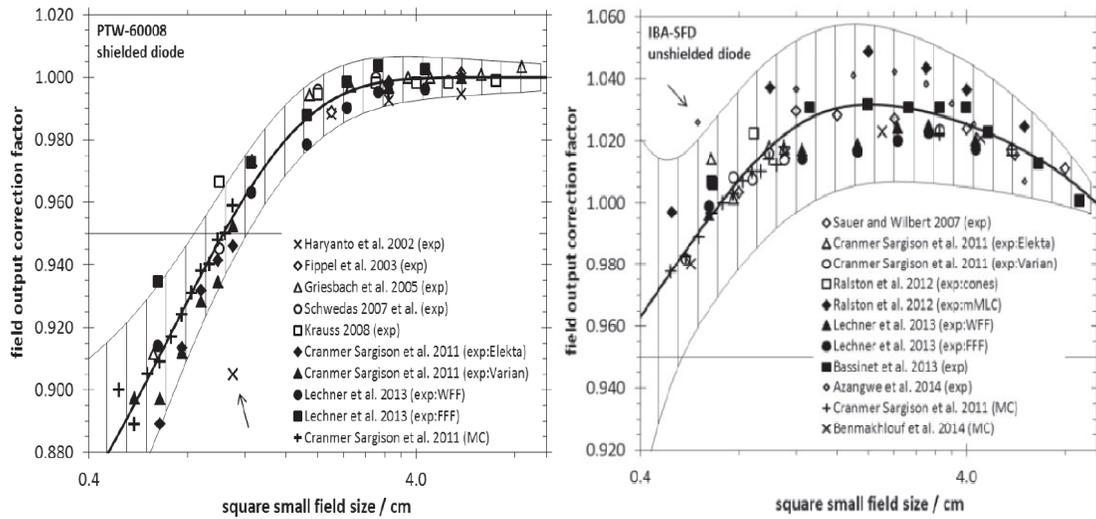


Fig 5.3. Facteurs de correction de sortie pour les détecteurs Diodes PTW-60008 et IBA-SFD (TRS483)

Références

- AAPM (American Association of Physicists in Medicine), 2017. Dosimetry of Small Static Fields Used in External Beam Radiotherapy. An International Code of Practice for Reference and Relative Dose Determination.
- Abdul Haneefa, K., Cyriac, T.S., Musthafa, M.M., Ganapathi Raman, R., Hridya, V.T., Siddhartha, A., Shakir, K.K., 2014. FLUKA Monte Carlo for basic dosimetric studies of dual energy medical linear accelerator. *J. Radiother.* 2014, 343979.
- Akino, Y., Mizuno, H., Tanaka, Y. et al. 2018. Inter-institutional variability of small-field- dosimetry beams among HD120TM multileaf collimators: A multi-institutional analysis *Phys. Med. Biol.* 63, 205018.
- Alhakeem, E., Zavgorodni, S., 2018. Output and correction factors measured and calculated in very small circular fields for micro-diamond and EFD-3G detectors. *Phys. Med. Biol.* 63, 155002.
- Aljamal, M., Zakaria, A., 2013. Monte Carlo modeling of a Siemens Primus 6 MV photon beam linear accelerator. *Australian Journal of Basic and Applied Sciences* 7(10), 340–346.
- Alfonso, R., Andreo, P., Capote, R., Huq, M.S., Kilby, W., Kjäll, P., Mackie, T.R., Palmans, H., Rosser, K., Seuntjens, J., Ullrich, W., 2008. A new formalism for reference dosimetry of small and nonstandard fields. *Med. Phys.* 35(11), 5179–5186.
- Amin, M.N., Heaton, R., Norrlinger, B., Islam, M.K., 2011. Small field electron beam dosimetry using MOSFET detector. *J. Appl. Clin. Med. Phys.* 12(1), 50–57.
- Andreo, P., Burns, D.T., Nahum, A.E., Seuntjens, J., Attix, F.H., 2017. *Fundamentals of Ionizing Radiation Dosimetry*. John Wiley & Sons.
- Azengew, G., et al., 2014. Detector to detector corrections: A comprehensive experimental study of detector specific correction factors for beam output measurements for small radiotherapy beams, *Med. Phys.* 41, 072103-1–16.
- Bassinot, C., Huet, C., Derreumaux, S., Brunet, G., Chéa, M., Baumann, M., Lacornerie, T., Gaudaire-Josset, S., Trompier, F., Roch, P., Boisserie, G., Clairand, I. et al., 2013. Small fields output factors measurements and correction factors determination for several detectors for a CyberKnife and linear accelerators equipped with microMLC and circular cones. *Med. Phys.* 40, 071725.
- Benmakhlouf, H., Sempau, J., Andreo, P., 2014. Output correction factors for nine small field detectors in 6 MV radiation therapy photon beams: a PENELOPE Monte Carlo study. *Med. Phys.* 41(4), 041711.
- Biasi, G., Petasecca, M., Guatelli, S., Hardcastle, N., Carolan, M., Perevertaylo, V., Kron, T. and Rosenfeld, A.B., 2018. A novel high-resolution 2D silicon array detector for small field dosimetry with FFF photon beams. *Phys. Med.* 45, 117–126.
- Capote, R., Jeraj, R., Ma, C.M., Rogers, D.W.O., Sánchez-Doblado, F., Sempau, J., Seuntjens, J., Siebers, J.V., 2006. Phase-space database for external beam radiotherapy. Summary report of a consultants' meeting (No. INDC (NDS)--0484). International Atomic Energy Agency.
- Casar, B., Gershkevitch, E., Mendez, I., Jurković, S., Saiful Huq, M. 2020., Output correction factors for small static fields in megavoltage photon beams for seven ionization chambers in two orientations — perpendicular and parallel. *Med. Phys.* 47, 242–259.

Références

- Cho, S.H., Vassiliev, O.N., Lee, S., Liu, H.H., Ibbott, G.S., Mohan, R., 2005. Reference photon dosimetry data and reference phase space data for the photon beam from Varian Clinac 2100 series linear accelerators. *Med. Phys.* 32(1), 137–148.
- Clemente, S., Masi, L., Fiandra, C., Cagni, E., Villaggi, E., Esposito, M., Giglioli, F.R., Marino, C., Strigari, L., Garibaldi, C., Stasi, M., 2018. A multi-center output factor intercomparison to uncover systematic inaccuracies in small field dosimetry. *Phys.Imag. Rad. Oncol.* 5, 93–96.
- Cortés-Giraldo, M.A., Quesada, J.M., Gallardo, M.I., Capote, R., 2012. An implementation to read and write IAEA phase-space files in GEANT4-based simulations. *Int.J.Radiat. Biol.* 88(1–2), 200–208.
- Cranmer-Sargison, G., Weston, S., Evans, J.A., Sidhu, N.P., Thwaites, D.I., 2011. Implementing newly proposed Monte Carlo based small field dosimetry formalism for a comprehensive set of diode detectors, *Med. Phys.* 38 (2011), 6592–6602.
- Cranmer-Sargison, G., Weston, S., Evans, J.A., Sidhu, N.P., Thwaites, D.I., 2012. Monte Carlo modelling of diode detectors for small field MV photon dosimetry: detector model simplification and the sensitivity of correction factors to source parameterization. *Phys. Med. Biol.* 57(16), 5141.
- Czarnecki, D., Zink, K., 2013. Monte Carlo calculated correction factors for diodes and ion chambers in small photon fields. *Phys. Med. Biol.*, 58; 2431–2444. Corrigendum 2014 59; 791–794.
- Das I J, Kassae A, Verhaegen F, and Moskvin V., 2001 “Interface dosimetry: measurements and Monte Carlo simulations of low energy photon beams,” *Radiat. Phys. Chem.*, 61, 593-95 (2001).
- Das I J, Moskvin V, Kassae A, Tabata T, and Verhaegen F, 2002 “Dose perturbations at high-Z interfaces in kilovoltage photon beams: comparison with Monte Carlo simulations and measurements,” *Radiat. Phys. Chem.*, 64, 173-79 (2002).
- Das, I.J., Cheng, C.W., Watts, R.J., Ahnesjö, A., Gibbons, J., Li, X.A., Lowenstein, J., Mitra, R.K., Simon, W.E., Zhu, T.C., 2008a. Accelerator beam data commissioning equipment and procedures: report of the TG-106 of the Therapy Physics Committee of the AAPM. *Med. Phys.* 35(9), 4186–4215.
- Das, I.J., Ding, G.X., Ahnesjö, A., 2008b. Small fields: nonequilibrium radiation dosimetry. *Med. Phys.* 35(1), 206–215.
- David, M., Bechtel, P., 2009. Recommandations aux utilisateurs relatives aux mesures dosimétriques pour la caractérisation des systèmes d’irradiation en conditions stéréotaxiques. Afssaps (Agence française de sécurité sanitaire des produits de santé).
- De Coste, V., Francescon, P., Marinelli, M., Masi, L., Paganini, L., Pimpinella, M., Prestopino, G., Russo, S., Stravato, A., Verona, C., Verona-Rinati, G. 2017. Is the PTW 60019 microDiamond a suitable candidate for small field reference dosimetry? *Phys. Med. Biol.* 62(17), 7036–7055.
- Ding, G.X., 2002. Energy spectra, angular spread, fluence profiles and dose distributions of 6 and 18 MV photon beams: results of Monte Carlo simulations for a Varian 2100EX accelerator. *Phys. Med. Biol.* 47(7), 1025.
- Dirgayusa, I.G.E., Yani, S., Rhani, M.F., Haryanto, F., 2015, September. Commissioning of a Varian Clinac iX 6 MV photon beam using Monte Carlo simulation. In *AIP Conference Proceedings* (Vol. 1677, No. 1, p. 040006). AIP Publishing LLC.

- Durán-Nava, O.E., Torres-García, E., Oros-Pantoja, R., Hernández-Oviedo, J.O., 2019, June. Monte Carlo simulation and experimental evaluation of dose distributions produced by a 6 MV medical linear accelerator. In *Journal of Physics: Conference Series* (Vol. 1221, No. 1, p. 012079). IOP Publishing.
- EKLUND, K., AHNESJÖ, A., Modeling silicon diode energy response factors for use in therapeutic photon beams, *Phys. Med. Biol.* **54** (2009) 6135–6150.
- EKLUND, K., Modeling Silicon Diode Dose Response in Radiotherapy Fields Using Fluence Pencil Kernels, PhD Thesis, Uppsala Univ. (2010).
- Fenwick, J.D., Kumar, S., Scott, A.J., Nahum, A.E., 2013. Using cavity theory to describe the dependence on detector density of dosimeter response in non-equilibrium small fields. *Phys. Med. Biol.* **58**(9), 2901.
- Francescon, P., Cora, S., Satariano, N., 2011. Calculation of for several small detectors and for two linear accelerators using Monte Carlo simulations. *Med. Phys.* **38**(12), 6513–6527.
- Francescon, P., Kilby, W., Satariano, N., Orlandi, C., Elshamndy, S., 2019. The impact of inter-unit variations on small field dosimetry correction factors, with application to the CyberKnife system. *Phys. Med. Biol.* **64**(3), 035006.
- Francescon, P., BEDDAR, S., SATARIANO, N., DAS, I.J., 2014 Variation of $K_{Q_{clin}Q_{msr}}^{f_{clin}f_{msr}}$ or the small-field dosimetric parameters percentage depth dose, tissue-maximum ratio, and off-axis ratio, *Med. Phys.* **41** (2014) 101708-1–14.
- Galavis, P.E., Hu, L., Holmes, S., Das, I.J., 2019. Characterization of the plastic scintillation detector Exradin W2 for small field dosimetry. *Med. Phys.* **46**(5), 2468–2476.
- Girardi, A., Fiandra, C., Giglioli, F.R., Gallio, E., Ali, O.H., Ragona, R., 2019. Small field correction factors determination for several active detectors using a Monte Carlo method in the Elekta Axesse linac equipped with circular cones. *Phys. Med. Biol.* **64**(11), 11NT01.
- Hartmann Siantar, C.L., Walling, R.S., Daly, T.P., Faddegon, B., Albright, N., Bergstrom, P., Bielajew, A.F., Chuang, C., Garrett, D., House, R.K., Knapp, D., 2001. Description and dosimetric verification of the PEREGRINE Monte Carlo dose calculation system for photon beams incident on a water phantom. *Med. Phys.* **28**(7), 1322–1337.
- Hedin, E., Swanpalmer, J., Bäck, A., Chakarova, R., 2010. Monte Carlo simulation of linear accelerator Varian Clinac iX. *MFT-Radfys.* **01**:1–27.
- HEYDARIAN, M., HOBAN, P.W., BEDDOE, A.H., A comparison of dosimetry techniques in stereotactic radiosurgery, *Phys. Med. Biol.* **41** (1996) 93–110.
- Hugtenburg, R.P., Reynard, D.D., 2020, October. Monte Carlo based corrections for the dosimetry of x-ray microbeams with diamond detectors. In *Journal of Physics: Conference Series* (Vol. 1662, No. 1, p. 012013). IOP Publishing.
- Hugtenburg, R.P., Baker, A.E.R., Green, S., 2009. X-ray synchrotron microdosimetry: Experimental benchmark of a general-purpose Monte Carlo code. *Appl. Radiat. Isot.* **67**(3), 433–435.
- Hugtenburg, R.P., Chaoui, Z., Pattison, J.E., 2007. Microdosimetric event distributions in sub-cellular volumes with a general-purpose Monte Carlo code. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **A580**(1), 157–160.
- Jutemark, B., 2005. Monte Carlo based investigation of the influence of accelerator head geometry on megavolt photon beam quality in radiotherapy. MSc thesis, Lund University, Sweden.

Références

- KALACH, N.I., ROGERS, D.W., Which accelerator photon beams are ‘clinic-like’ for reference dosimetry purposes? *Med. Phys.* **30** (2003) 1546–1555.
- Kandlakunta, P., Momin, S., Sloop, A., Zhang, T., Khan, R., 2019. Characterizing a Geant4 Monte Carlo model of a multileaf collimator for a TrueBeam™ linear accelerator. *Phys. Med.* **59**, 1–12.
- Keall, P.J., Siebers, J.V., Libby, B., Mohan, R., 2003. Determining the incident electron fluence for Monte Carlo-based photon treatment planning using a standard measured data set. *Med. Phys.* **30**(4), 574–582.
- Keivan, H., Shahbazi-Gahrouei, D., Shanei, A., 2018. Evaluation of dosimetric characteristics of diodes and ionization chambers in small megavoltage photon field dosimetry. *Int. J. Radiat. Res.* **16**(3), 311–321.
- Khan, F.M., Gibbons, J.P., Sperduto, P.W., 2016. *Khan’s Treatment Planning in Radiation Oncology*. Lippincott Williams & Wilkins.
- Krauss, H., 2016. The Quest for the Ideal Detector. <http://www.wienkav.at/kav/kfj/91033454/physik/PTW/liquid.htm>
- Labour, J., Younes, T., Chauvin, M., Vieilleigne, L., 2018. 14 Determination of small MLC-fields output correction factors for four commercial detectors used in clinical dosimetry using GATE/Geant4 Monte Carlo simulations. *Phys. Med.* **56**,9.
- LAUB, W.U., WONG, T., The volume effect of detectors in the dosimetry of small fields used in IMRT, *Med. Phys.* **30** (2003) 341–347.
- Lansonneur, P., Favaudon, V., Heinrich, S., Fouillade, C., Verrelle, P., De Marzi, L., 2019. Simulation and experimental validation of a prototype electron beam linear accelerator for preclinical studies. *Phys. Med.* **60**, 50–57.
- Leal, A., Sánchez-Doblado, F., Arráns, R., Roselló, J., Pavón, E.C., Lagares, J.I., 2003. Routine IMRT verification by means of an automated Monte Carlo simulation system. *Int. J. of Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **56**(1), 58–68.
- Lechner, W., Palmans, H., Sölkner, L., Grochowska, P., Georg, D., 2013. Detector comparison for small field output factor measurements in flattening filter free photon beams. *Radiother. Oncol.* **109**(3), 356–360.
- LE ROY, M., et al., Assessment of small volume ionization chambers as reference dosimeters in high-energy photon beams, *Phys. Med. Biol.* **56** (2011) 5637–5650.
- Lee, J., Lee, J., Ryu, D., Lee, H., Ye, S.J., 2018. Fano cavity test for electron Monte Carlo transport algorithms in magnetic fields: comparison between EGSnrc, PENELOPE, MCNP6 and Geant4. *Phys. Med. Biol.* **63**(19), 195013.
- LI, X.A., SOUBRA, M., SZANTO, J., GERIG, L.H., Lateral electron equilibrium and electron contamination in measurements of head-scatter factors using miniphantoms and brass caps, *Med. Phys.* **22** (1995) 1167–1170
- Liu, H.H., Mackie, T.R., McCullough, E.C., 1997. Calculating output factors for photon beam radiotherapy using a convolution/superposition method based on a dual source photonbeam model. *Med. Phys.* **24**(12), 1975–1985.
- Liu, H.H., Mackie, T.R., McCullough, E.C., 2000. Modeling photon output caused by backscattered radiation into the monitor chamber from collimator jaws using a Monte Carlo technique. *Med. Phys.* **27**(4), 737–744.

Références

- Liu, H.H., Verhaegen, F., Dong, L., 2001. A method of simulating dynamic multileaf collimators using Monte Carlo techniques for intensity-modulated radiation therapy. *Phys. Med. Biol.* 46(9), 2283.
- Ma, C.M., Li, J.S., Pawlicki, T., Jiang, S.B., Deng, J., Lee, M.C., Koumrian, T., Luxton, M., Brain, S., 2002. A Monte Carlo dose calculation tool for radiotherapy treatment planning. *Phys. Med. Biol.*, 47(10), 1671–1689.
- Ma, C.M., Price Jr, R.A., Li, J.S., Chen, L., Wang, L., Fourkal, E., Qin, L., Yang, J., 2004. Monitor unit calculation for Monte Carlo treatment planning. *Phys. Med. Biol.* 49(9), 1671–1687.
- Mayles, P., Nahum, A., Rosenwald, J.C. (Eds.), 2007. *Handbook of Radiotherapy Physics: Theory and Practice*. CRC Press.
- Mijnheer, B. (Ed.), 2017. *Clinical 3D Dosimetry in Modern Radiation Therapy*. CRC Press.
- Mohan, R., Chui, C., Lidofsky, L., 1985. Energy and angular distributions of photons from medical linear accelerators. *Med. Phys.* 12(5), 592–597.
- Morales, J.E., Butson, M., Hill, R. et al., 2020. Monte Carlo calculated output correction factors for Gafchromic EBT3 film for relative dosimetry in small stereotactic radiosurgery fields. *Phys. Eng. Sci. Med.* 43, 609–616.
- Musolino, S.V., 2001. *Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy: An International Code of Practice for Dosimetry Based on Standards of Absorbed Dose to Water; Technical Reports Series No. 398*. Health Phys. 81(5), 592–593.
- PAPACONSTADOPOULOS, P., *On the Detector Response and the Reconstruction of the Source Intensity Distribution in Small Photon Fields*, PhD Thesis, McGill Univ. (2016).
- Park, S.Y., Choi, B.G., Lee, D.M., Jang, N.Y., 2018. Analysis of Small-Field Dosimetry with Various Detectors. *Prog. Med. Phys.* 29(4), 164.
- Partanen, M., Ojala, J., Niemelä, J., Björkqvist, M., Keyriläinen, J., Kapanen, M., 2017. Comparison of two Monte Carlo-based codes for small-field dose calculations in external beam radiotherapy. *Acta Oncol.* 56(6), 891–893.
- Popescu, I.A., Shaw, C.P., Zavgorodni, S.F., Beckham, W.A., 2005. Absolute dose calculations for Monte Carlo simulations of radiotherapy beams. *Phys. Med. Biol.* 50(14), 3375.
- Reynard, D., Hugtenburg, R.P., 2020. A Monte Carlo intercomparison of peak-to-valley dose ratios and output factors for microbeam radiation therapy. *Radiat. Phys. Chem.* 176, 108980.
- Rucci, A., Carletti, C., Cravero, W., Strbac, B., 2014. Use of IAEA's phase-space files for the implementation of a clinical accelerator virtual source model. *Phys. Med.* 30(2), 242–248.
- Rustgi, S.N., Working, K.R., 1992. Dosimetry of small field electron beams. *Med. Dosim.* 17(2), 107–110.
- Sadrollahi, A., Nuesken, F., Licht, N., Rube, C., Dzierma, Y., 2019. Monte-Carlo simulation of the Siemens Artiste linear accelerator flat 6 MV and flattening-filter-free 7 MV beam line. *PLoS One* 14(1), e0210069.
- Salvat, F., 2015. *PENELOPE-2014: A code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport*. Diagonal 645, E-08028. Nuclear Energy Agency, Barcelona, Spain.

Références

- Salvat, F., 2014. The PENELOPE code system. Specific features and recent improvements. In SNA+MC 2013-Joint International Conference on Supercomputing in Nuclear Applications+Monte Carlo (06017). EDP Sciences.
- Scott, A.J., Nahum, A.E., Fenwick, J.D., 2009. Monte Carlo modeling of small photon fields: quantifying the impact of focal spot size on source occlusion and output factors, and exploring miniphantom design for small-field measurements. *Med. Phys.*36(7), 3132–3144.
- Sempau, J., Andreo, P., 2011. Accurate simulation of ionisation chamber response with the Monte Carlo code PENELOPE. In AIP Conference Proceedings (Vol. 1351, No. 1, 155–163). American Institute of Physics.
- Sempau, J., Andreo, P., Aldana, J., Mazurier, J., Salvat, F., 2004. Electron beam quality correction factors for plane-parallel ionization chambers: Monte Carlo calculations using the PENELOPE system. *Phys. Med. Biol.* 49(18), 4427.
- Sempau, J., Badal, A., Brualla, L., 2011. A penelope-based system for the automated Monte Carlo simulation of clinacs and voxelized geometries—application to far-from-axis fields. *Med. Phys.* 38(11), 5887–5895.
- Sempau J, Fernández-Varea J M, Acosta E, and Salvat F, “Experimental benchmarks of the Monte Carlo code PENELOPE,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms.* 207(2), 107-123 (2003).
- Seco, J., Verhaegen, F. eds., 2013. *Monte Carlo Techniques in Radiation Therapy*. CRC Press.
- Sham, E., Seuntjens, J., Devic, S., Podgorsak, E.B., 2008. Influence of focal spot on characteristics of very small diameter radiosurgical beams. *Med. Phys.*35(7), 3317–3330.
- Sheikh-Bagheri, D., Rogers, D.W.O., 2002a. Monte Carlo calculation of nine megavoltage photon beam spectra using the BEAM code. *Med. Phys.* 29(3), 391–402.
- Sheikh-Bagheri, D., Rogers, D.W.O., 2002b. Sensitivity of megavoltage photon beam Monte Carlo simulations to electron beam and other parameters. *Med. Phys.*29(3), 379–390.
- Spezi, E., Lewis, D.G., Smith, C.W., 2002. A DICOM-RT-based toolbox for the evaluation and verification of radiotherapy plans. *Phys. Med. Biol.*47(23), 4223.
- Sterpin, E., Chen, Y., Lu, W., Mackie, T.R., Olivera, G.H., Vynckier, S., 2011. On the relationships between electron spot size, focal spot size, and virtual source position in Monte Carlo simulations. *Med. Phys.* 38(3), 1579–1586.
- Tanny, S., Sperling, N., Parsai, E.I., 2015. Correction factor measurements for multiple detectors used in small field dosimetry on the Varian Edge radiosurgery system. *Med. Phys.* 42(9), 5370–5376.
- Ticoş, D., Scurtu, A., Oane, M., Diplaşu, C., Giubega, G., Călina, I., Ticoş, C.M., 2019. Complementary dosimetry for a 6 MeV electron beam. *Results Phys.* 14, 102377.
- Underwood, T.S.A., Rowland, B.C., Ferrand, R., Vieilleveigne, L., 2015. Application of the Exradin W1 scintillator to determine E-diode T60017 and microDiamond 60019 correction factors for relative dosimetry within small MV and FFF fields. *Phys.Med. Biol.* 60(17), 6669.
- Underwood, T.S.A., Winter, H.C., Hill, M.A., Fenwick, J.D., 2013. Mass-density compensation can improve the performance of a range of different detectors under non-equilibrium conditions. *Phys. Med. Biol.* 58(23), 8295.

Références

- Weber, C., Kranzer, R., Weidner, J., Kröniger, K., Poppe, B., Looe, H.K., Poppinga, D. 2020. Small field output correction factors of the microSilicon detector and a deeper understanding of their origin by quantifying perturbation factors. *Med. Phys.*47, 3165–3173.
- WESTERMARK, M., ARNDT, J., NILSSON, B., BRAHME, A., Comparative dosimetry in narrow high-energy photon beams, *Phys. Med. Biol.* **45** (2000) 685–702.
- Yani, S., Rhani, M.F., Soh, R.C.X., Haryanto, F., Arif, I., 2017. Monte Carlo simulation of Varian Clinac iX 10 MV photon beam for small field dosimetry. *Int.J.Radiat. Res.* 15(3), 275–282.
- Yin, Z., HUGTENBURG, R., BEDDOE, A.H., 2004 Response corrections for solid-state detectors in megavoltage photon dosimetry, *Phys. Med. Biol.* **49** (2004) 3691–3702.



PENELOPE simulations and experiment for 6 MV clinac iX accelerator for standard and small static fields

Taha Hachemi^{a,*}, Zine-El-Abidine Chaoui^a, Saad Khoudri^{a,b}

^a Physics Department, Faculty of Sciences, Laboratory of Optoelectronic and Devices, University Ferhat Abbas Sétif 1, Algeria

^b Centre de Lutte Contre le Cancer de Sétif, Algeria

ARTICLE INFO

Keywords:

Linear accelerator
Phase space files
MC commissioning
Dosimetric measurements
Small fields
PDD and Profiles
Absolute dose
Output correction factors

ABSTRACT

The goal of this work was to produce accurate data for use as a 'gold standard' and a valid tool for measurements in reference dosimetry for standard/small static field sizes from 0.5×0.5 to 10×10 cm². It is based on the accuracy of the phase space files (PSFs) as a key quantity. Because the IAEA general public database provides few PSFs for the Varian iX, we simulated the head through Monte Carlo (MC) simulations and calculated validated PSFs for 12 square field sizes including seven for small static fields. The resulting dosimetric calculations allowed us to reach a good level of agreement in comparison to our relative and absolute dose measurements performed on a Varian iX in water phantom. Measured and MC calculated output factors were investigated for different detectors. Based on the TRS 483 formalism and MC (PENELOPE/penEasy), we calculated output correction factors for the unshielded Diode-E (T60017) and the PinPoint-3D (T31016) micro-chamber according to manufacturers' blueprints. Our MC results were in agreement with the recommended data; they compete with recent measurements and MC simulations and in particular the TRS 483 MC data obtained from similar simulations. Moreover, our MC results provide supplemental data in comparison to TRS 483 data in particular for the PinPoint-3D (T31016). We suggest our MC output correction factors as new datasets for future TRS compilations. The work was substantial, used different robust MC strategies depending on the scoring regions, and led in most cases to uncertainties of less than 1%.

1. Introduction

External radiotherapy is a dominant and very effective modality for destruction of non-invasive tumors. The techniques and performance level have increased considerably (Mijnheer, 2017). In clinical radiotherapy, the use of photon beams of the order of mega volts of different energies and field sizes requires improved dosimetry with high accuracy (Mayles et al., 2007; Khan et al., 2016; Andreo et al., 2017). In general, commercial software is analytical and strong; however, for high accuracy and precision, Monte Carlo (MC) calculations are well suited for radiation therapy (Seco and Verhaegen, 2013). Simplified but valid MC algorithms are already used in clinical centers and much effort is devoted to implementing full MC calculations. The IAEA's general opinion is that MC simulations for radiotherapy give correct dose distributions that are considered as reference doses compared to approximations of treatment planning systems (TPS). Our goals are consistent with this perspective by implementing MC calculations as a tool of reference. The MC simulations are based on the use of accurate phase

space files (PSFs) (Hedin et al., 2010; Aljamal and Zakaria, 2013; Abdul Haneefa et al., 2014; Dirgayussa et al., 2015; Capote et al., 2006; Yani et al., 2017; Durán-Nava et al., 2019; Kandlakunta et al., 2019; Lansonneur et al., 2019; Sadrollahi et al., 2019) and robust variance-reduction techniques (VRTs) and strategies to compete with existing TPS. Accurate PSFs are the most important ingredients and rely on the modeling of each particular linear accelerator and the cost of producing them. The IAEA data bank is the only public database providing PSFs for different linear accelerators and for some but not all square field sizes; in the case of our Varian iX, only PSFs for square field sizes 0.5×0.5 , 1×1 , 2×2 , 4×4 , and 10×10 cm² are provided. The PSFs were simulated by Hedin et al. (2010) for a head model in the Radiotherapy Department of the Sahlgrenska University Hospital. The simulation was performed by BEAMnrc with an initial energy electron source of 5.7 MeV and 1 mm of spot-source size. It should be mentioned that several densities were not specified and that the dimensions were not always appropriate. Furthermore, the PSFs for 0.5×0.5 and 1×1 cm² were collected at 90 cm but the 4×4 and 10×10 cm² at 100 cm.

* Corresponding author.

E-mail address: taha.hachemi@univ-setif.dz (T. Hachemi).

<https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2021.109749>

Received 30 March 2020; Received in revised form 25 March 2021; Accepted 23 April 2021

Available online 29 April 2021

0969-8043/© 2021 Elsevier Ltd. All rights reserved.

Nevertheless, the resulting phase spaces have been used in different studies for different applications (Cortés-Giraldo et al., 2012; Benmakhlouf et al., 2014; Rucci et al., 2014). Note that the TRS 483 code of practice (AAPM, 2017) uses few MC results and different experimental sources in its compilation of the output correction factors; for example, in the case of the PinPoint-3D (T31016) detector, the new technical report relies on only two set of MC results, including those of Benmakhlouf et al. (2014), limited to the field sizes cited above. In this context, the challenge was first to obtain accurate Varian iX PSFs for several fields and in particular small static fields from $10 \times 10 \text{ cm}^2$ down to $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ not provided in the IAEA database. These were then used to validate the relative and absolute dose measurements performed in situ while providing new data for different field sizes through this study. Additionally, part of this work focuses on producing a new set of output correction factors for two detectors by means of PENELOPE/penEasy (Sempau et al., 2011) MC modeling, and robust strategies in particular for the small square field sizes of 0.5×0.5 , 0.6×0.6 , 0.8×0.8 , 1×1 , 1.2×1.2 , 1.5×1.5 , 2×2 , and $3 \times 3 \text{ cm}^2$.

In regard to using accurate PSFs in MC simulations, several authors have highlighted the importance of the parameters used to model the head of the linear accelerator for the simulated profiles, depth dose curves, and the output factors. In fact, knowledge of the accuracy of the radiation source with/without a flattening filter for accelerators affects the certainty of the PSF (Capote et al., 2006). The influence of the accelerator head modeling, in terms of incident focal size on the target and incident electron energy, was previously addressed (Scott et al., 2009; Francescon et al., 2011; Sterpin et al., 2011) and resulted in a significant effect of the spot size of the linear accelerator on the resulting correction factors. For example, Sheikh-Bagheri and Rogers (2002b) analyzed the effect of factors such as electron beam properties, flattening filter properties, and target lateral dimensions; they confirmed that the depth dose curves were only sensitive to energy changes of 0.3-MeV size. Electron energy, electron beam width, and target density can affect the MC accelerator model (Keall et al., 2003). Sham et al. (2008) used the concept of adjusting the width of the focal point by comparing measured and simulated data for small fields, i.e. fields of the order of $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$. Sheikh-Bagheri and Rogers (2002b) used a focal point of 2 mm with an electron distribution as a Gaussian function with average electron energy of 5.7 MeV. Ding (2002) used a focal point of 1.2 mm and average energy of 6.02 MeV; correspondingly, Cho et al. (2005) used 1 mm and 6.2 MeV, Keall et al. (2003) used 1.3 mm and 6.2 MeV, and Jutemark (2005) used 1.2 mm and 6.4 MeV. Hartmann et al. (2001) used an electron distribution as a cylindrical function with average electron energy of 6.2 MeV and 2 mm diameter for the focal point. As a consequence, even if two machines of the same type are modeled, the measured datasets will differ and the parameters adjusted in the MC model will also differ.

In our case, we investigated the variation of the initial electron energy of the source with the spot size of the source to obtain the best-optimized values, leading to good agreement with the relative dose measurements for small and standard square fields; more details are given in Section 2.

The objective of dosimetry protocols such as IAEA TRS398 and AAPM TG-51 is to calculate the absorbed dose in water in such a way as to calibrate the machine in reference conditions; their application is mandatory and of great importance. The clinical outcome is to ensure the maximum dose inside the tumor and to reduce the dose in organs at risk (Musolino, 2001) as required during the planning. Since the accident in Toulouse (France), other precautionary measures have been implemented for overdose and exposure of patients for small fields (David and Bechtel, 2009). A new TRS 483 protocol has been in place since 2017. It adopts a new formalism (Alfanzo et al., 2008) for the correction of the output factors of small static fields. It introduces a machine-specific reference (msr) field and dose corrections as is discussed in the next section. This correction is due to three main factors: occlusion of the source, the lack of lateral charged particle equilibrium,

and overlapping of the penumbra (Das et al., 2008a,b; AAPM, 2017). There are three categories of correction of small fields. The first is an experimental correction (reading method). All detectors are corrected for only one detector (Bassinet et al., 2013; Lechner et al., 2013; Tanny et al., 2015; Underwood et al., 2015; Akino et al., 2018; Biasi et al., 2018; Clemente et al., 2018; Park et al., 2018; Denia et al., 2019; Francescon et al., 2019; Galavis et al., 2019; Casar et al., 2020), which in turn can be corrected for MC. The second correction is a hybrid correction; the dose calculation by the detector is experimental and the dose calculation in a volume of water is achieved by means of MC simulations (Labour et al., 2018; Reynard and Hugtenburg, 2020). The third, which is the most important and accurate, is a MC correction in which all factors are calculated by means of MC simulations (Cramer-Sargison et al., 2012; Czarniecki et al., 2013; Fenwick et al., 2013; Underwood et al., 2013; Benmakhlouf et al., 2014; De Coste et al., 2017; Partanen et al., 2017; Keivan et al., 2018; Girardi et al., 2019; Morales et al., 2020; Weber et al., 2020). The TRS 483 is dedicated only for photons; few works have considered the case for electron beams in small fields and some authors have used a MOSEFT detector due to its sensitivity and linearity (Rustgi and Working, 1992; Amin et al., 2011; Ticoş et al., 2019).

The present work adopts MC corrections using Alfonso's formalism to correct the output factors (Alfanzo et al., 2008). Comparisons are presented based on the data compiled from TRS 483 and, in particular, we focus on comparisons with MC results.

The MC modeling shown here contributes significantly in our cancer center; it adds a valuable tool of calculations and validation in different commissioning data. All our simulations are performed on a high-performance computer (HPC). We use the MC simulation code PENELOPE (Salvat, 2015) in our calculations and it responds very well to the FANO test (Lee, 2018). This is a proven powerful simulation system (Sempau et al., 2004, 2011; Hugtenburg et al., 2007; Hugtenburg, 2009; Sempau and Andreo, 2011; Benmakhlouf et al., 2014; Salvat, 2014; Hugtenburg and Reynard, 2020; Reynard and Hugtenburg, 2020) for electron, positron, and photon transport. As a consequence, it is well suited in our case to simulate the accelerator head in photon and electron modes with/without phantoms and dosimeters.

As initially introduced, the present study includes three main parts: the first part focuses on commissioning of the linear accelerator Varian iX taking into account the full simulation of the head; in the second part, we validate our results for relative and absolute modes by comparing our measurements from the accelerator. In relative mode, square field sizes from 2×2 to $10 \times 10 \text{ cm}^2$ for 6 MV are used in measurements in our center and calculated in detail with MC. In absolute mode, we base our study on the model of Popescu et al. (2005) and recommendations from TRS 398. Different square field sizes from 4×4 to $10 \times 10 \text{ cm}^2$ are used in our measured and calculated absolute doses on the central axis in reference conditions. To apply our calculated phase spaces in small static fields and to use the recommendations presented in the new technical report for external radiotherapy TRS 483, the third part concerns the MC calculation of the output correction factors for Diode-E T60017 and the PinPoint-3D T31016 detectors suggested for small fields in our dosimetry service. Results are discussed in comparison to data from TRS 483, including very recent measurements and MC calculations. A summary of the recommended MC data of TRS 483 is presented followed by comparison of our results with MC results using the same MC code (PENELOPE/penEasy) analyzed. We also provide concluding remarks.

2. MC calculations

2.1. PSF MC calculations

The PENELOPE code (Salvat, 2015) with Penmain subroutine is used for the simulation and validation of our Varian iX linear accelerator for 6-MV energy. The geometry of the head, modeled with the help of the

manufacturer's data, is confirmed using pengeom.jar. The 3D graphical tool Pengeom (Salvat, 2014) is dedicated to the construction of quadric geometries; it is based on generating surfaces that can be modeled in modules and bodies. The full simulation of the head is accomplished in three steps (Fig. 1); the first step of the simulation starts from the target and ends at the mirror where a large-sized phase space is generated.

The second step begins from the end of the mirror and ends at the surface of the phantom at 100 cm. It also includes the ionization chambers and the mirror to calculate the backscatter fractions of the dose mainly generated from particles from the jaws; this quantity is needed to calculate the absolute dose. To speed up the simulations in the first part, a value of 10 is used to force photon interactions with a splitting bremsstrahlung factor of 10 in the target. After several experimentations, optimization on the variation of initial energy of the source with the spot size, in relation to our relative dose measurements from the same Varian iX, led to the initial electron energy of 5.76 MeV with spot size of 1.2 mm. The absorption energies (e^- , e^+), which concern the first and second parts, are higher than the photon absorption energies; this allows a net reduction in the contribution of electrons from the primary beam entering the cavity (Sempau et al., 2004; Sempau and Andreo, 2011). Based on our experience from extensive runs performed as tests and recommendations from different studies in the literature, we adopted the following PENELOPE input parameter to generate the PSF in step 1 and for the jaws in step 2: $E_{abs}(e^-) = E_{abs}(e^+) = 7.E5$ eV, $E_{abs}(ph) = 1.E3$ eV for the absorption energy of electrons, positrons, and photons; $W_{cc} = W_{cr} = 5.E3$ eV for the cutoff energies for inelastic collision and bremsstrahlung emission; and $C_1 = C_2 = 0.1$ are the parameters for elastic collisions. The choice of number of stories is 6.E8 for the standard fields and 1.E9 for small fields. The third step is the water phantom to model the PTW-Germany phantom that is used for our measurements; it is important to note that we used $E_{abs}(e^-) = E_{abs}(e^+) = W_{cc} = 1.E4$ eV for the absorption energy of electrons and positrons in this part to simulate the doses in absolute and relative modes.

The choice of the three-part accelerator simulation is adopted for three objectives. The first part is to reduce the computation time by avoiding simulation of the entire head. The second is that the same phase space generated in the first part can be used for all square field sizes in the second part. The third part is because we included small static fields in our study, then the phase space generated in the first part should be large enough to ensure the generation of phase spaces for fields as small as 0.5×0.5 cm². Consequently, a large phase space is created before the jaws, ready for use at any square field size and any height. Phase spaces are generated for the following square field sizes: 0.5×0.5 , 0.6×0.6 , 0.8×0.8 , 1×1 , 1.2×1.2 , 1.5×1.5 , 2×2 , 3×3 , 4×4 , 6×6 , 8×8 , and 10×10 cm² at 100 cm from the point source. It is important to note that as field size decreases, the generation of the PSF is time consuming. For square field size of 0.5×0.5 cm², more than 10^9 histories are needed to generate a minimum PSF of almost 25 Mo, which when used in a phantom will need special attention concerning the VRTs.

We note that the simulations are performed on HPC, 32 nodes, each with two processors of 16 cores and an acceptable speed of 9 Tera flops.

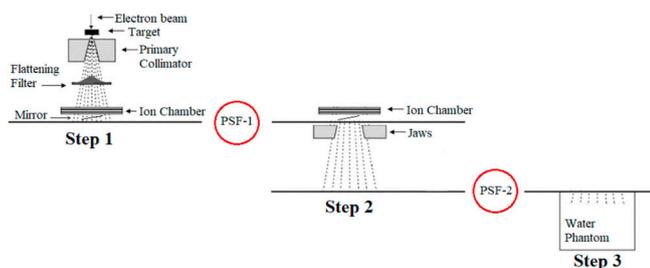


Fig. 1. General overview of the three-part accelerator simulation in photon mode.

The memory is more important for PSF storage and fortunately PENELOPE itself does not use a large memory space during simulations. Our first MC result is the photon spectrum. The photon energy spectrum, also known as spectral distribution, is issued from the resulting PSFs for a source surface distance (SSD) of 100 cm and 10×10 cm² field size (Fig. 2a). The energy spectrum of the incident photon peak is at 0.5 MeV, consistent with several previous observations (Mohan et al., 1985; Sheikh-Bagheri and Rogers, 2002a). It is also in good agreement with the peak of the radial energy of our Varian iX linear accelerator provided by the manufacturer's TPS configuration. Being confident on the validity of the photon energy spectrum for 10×10 cm² field size, we generate the PSFs for the square field sizes cited above. Their corresponding photon energy spectra for standard and small fields are shown in Fig. 2a and b, respectively.

Contributions of photons and electrons to the total energy spectrum, for 10×10 cm² field size at 100-cm SSD are shown in Fig. 2c; note the differences in magnitude from the two contributions on the log scale; most of the spectrum is photons contaminated with a small fraction of electrons.

Concerning the validity of the spatial distribution of our PSFs, it is pleasing that the 2D distributions of the PSFs for 10×10 and 6×6 cm² standard field sizes (Fig. 3a and b) and for 3×3 and 0.5×0.5 cm² small fields (Fig. 4a and b) correspond exactly to the field sizes used at 100-cm SSD.

2.2. MC commissioning of the Varian iX linear accelerator

2.2.1. Measurements and validation of PSF in relative mode

Using TG-106 (Das et al., 2008a,b), all measurements were made on a PTW-Germany phantom that is very convenient because it is equipped with a rotor to facilitate detector movement. The penetration depth dose (PDD) measurements for 6 MV are made with an SSD = 100 cm mainly with a Diode-E for square field sizes from 2×2 to 10×10 cm². Detectors used in this study are positioned using the Truefix to designate the effective point of the detector plus the holder for proper positioning of the detector at the water surface in the phantom. In this section, we adopt the input parameter $E_{abs}(e^-) = E_{abs}(e^+) = W_{cc} = 1.E4$ eV, $E_{abs}(ph) = W_{cr} = 1.E3$ eV for the absorption energy of electrons, positrons, and photons (with $C_1 = C_2 = 0.1$). Selected PDD measurements are shown in Fig. 5a–e together with results from MC simulations for 10×10 , 8×8 , 6×6 , 4×4 , and 2×2 cm² square field sizes. Differences between measured and simulated data are mostly less than 1% for all square field sizes. The resolution used in the generation of the PDDs is of the order of a voxel of 5-mm side. We note that our MC quality index $TPR_{10}^{20} = 0.6624$ reproduces our experimental beam quality index $TPR_{10}^{20} = 0.666$ with an error of 0.55%.

Measurements of the profiles are completed at 1.4- and 10-cm depths in the phantom in both directions, in-plane and cross-plane, with respect to the TG-106 report (Das et al., 2008a,b). The two depths allow a detailed commissioning of the 6-MV beam. In a parallel way, MC simulations are performed accurately to achieve a good level of uncertainty. Note that the flattening filter and the upper and lower jaws have a crucial effect on the beam profile. A minor change in the field size or position of one of its components will directly affect the shape of the beam profile. Results of our measured and MC profiles (inplane) are presented in Fig. 6a–e for 10×10 , 8×8 , 6×6 , 4×4 , and 2×2 cm², respectively. In the region excluding the penumbra, the differences between our measured data and MC results are <1%.

2.2.2. Measurements and validation of PSF in absolute mode

In the previous section, we presented validations of the PSF in relative mode where PDD and profiles were calculated and compared to our measurements. In this section, we present our model used to validate the results of the accelerator in absolute mode. Validation of an accelerator in absolute dose is obvious (Capote et al., 2006), and a relationship is

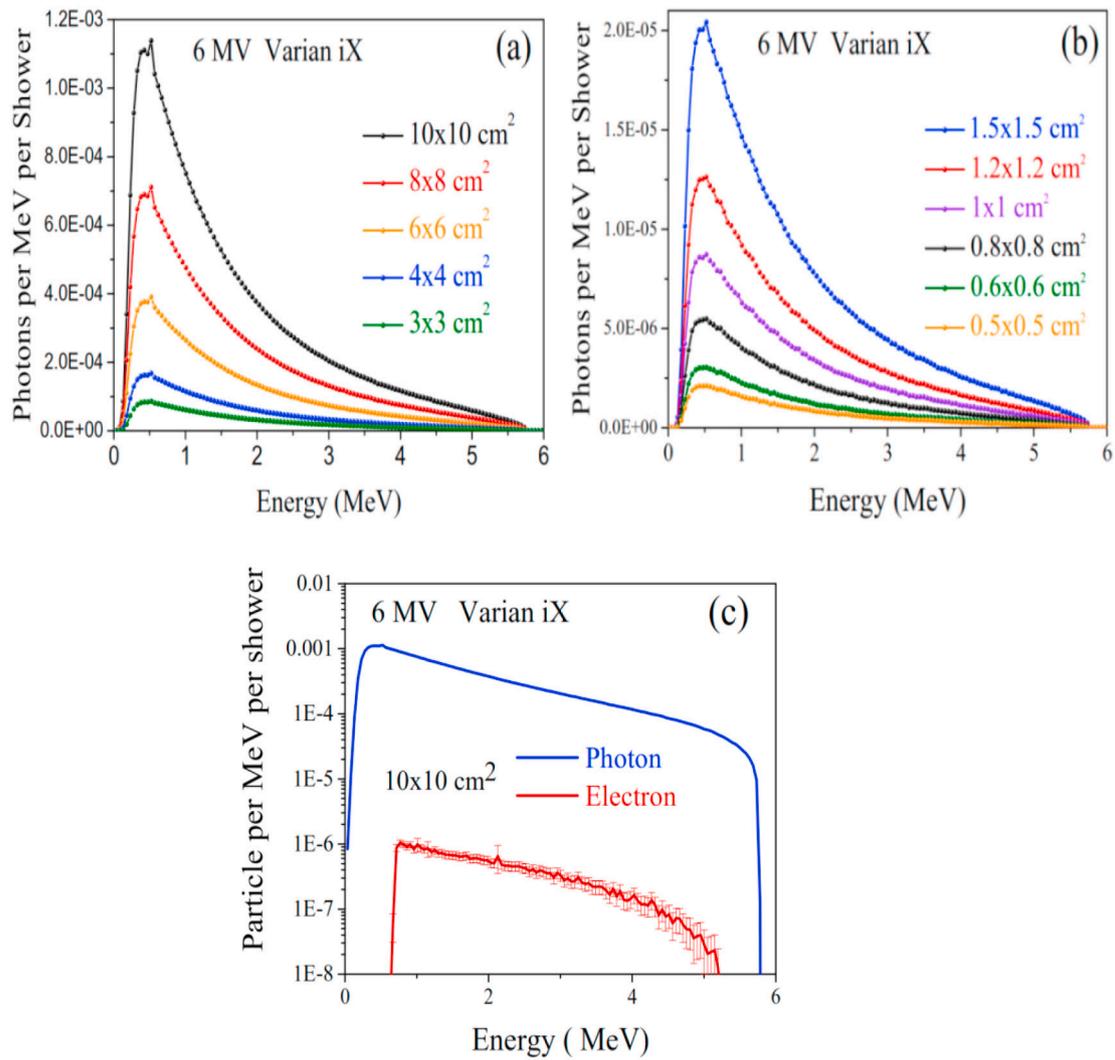


Fig. 2. (a–c). Energy spectrum (spectral distribution) for 6-MV photon beam obtained from MC simulation for: (a) standard and (b) small square fields at SSD 100 cm. (c) Photon and electron contributions to the total energy spectrum obtained from MC simulation for 6-MV Varian iX, 10 × 10 cm² field size at SSD 100 cm.

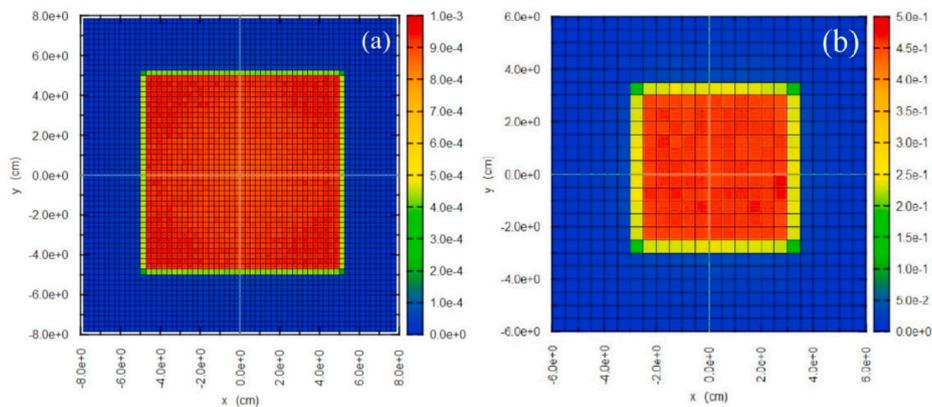


Fig. 3. (a, b). MC results of 2D (X, Y) coordinates of the particles in the PSF for 6 MV at 100-cm SSD for standard fields of 10 × 10 and 6 × 6 cm², respectively.

needed to link the MC absolute dose to the measured one. We use the PENELOPE/Penmain program for this purpose. Following Popescu et al. (2005), it is important to precisely model the treatment head followed by a complete commissioning and have a satisfactory number of particles in the beam to reduce the uncertainty in the calculation of absolute doses.

The dosimetry formalism described below only involves the quantities we calculated from the subroutine Penmain/PENELOPE. The purpose of this approach is to link the dose of MC in the phantom under reference conditions with the dose of the monitor chambers of the treatment head (monitor room) through particles incident on the target. The formalism (Popescu et al., 2005) is designed to calculate the

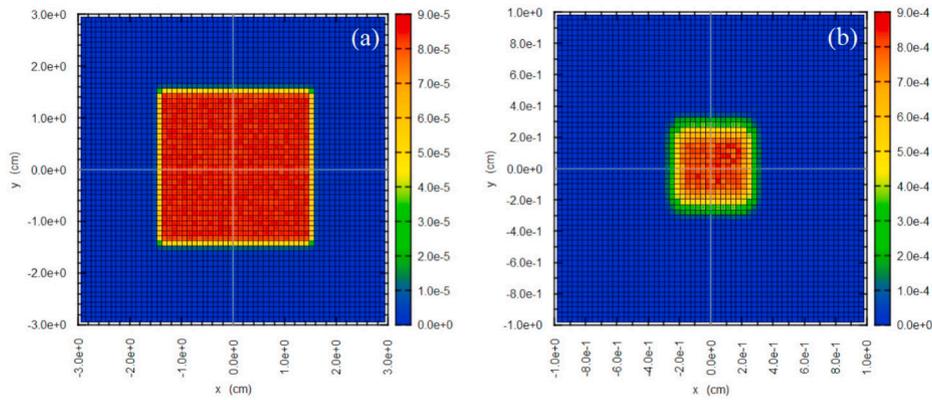


Fig. 4. (a, b). MC results of 2D (X, Y) coordinates of the particles in the PSF for 6 MV at 100-cm SSD for small fields of 3×3 and $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$, respectively.

backscatter particles from the jaws, knowing that as soon as the field size is reduced, the backscatter increases in the accumulated dose at the monitor room. For good accuracy, the backscatter particles must be taken into account in the calculation (Popescu et al., 2005). In the literature, different approaches are used. Liu et al. (2001) used a link between the MC dose and the Monitor Unit (MU) by using a single factor from the MC simulation under Clinac reference calibration conditions. Spezi et al. (2002) did not use modeling in the monitor room for backscatter. However, a polynomial adjustment formula was applied by Liu et al. (2000), after applying a factor independent of square field size to convert the results of MC to dose by MU. Ma et al. (2002, 2004) proposed a formalism in their simulations for the MU by MC calculations, where all dose factors of the MC simulation were normalized by the number of simulated particles. Leal et al. (2003) also established a relationship between the MU and the number of simulated particles. Popescu et al. (2005) suggested a formalism to link the MU to MC dose using BEAMnrc/DOSXYZnrc. Liu et al. (1997) accurately explained the effect of backscattered radiation on the monitor chamber through MC modeling by comparing the backscattered dose calculated by MC with an electronic pulse. Popescu et al. (2005) showed that backscatter decreased linearly with the increase in square field size, which induced a 2% increase in photons for field sizes of $10 \times 10 \text{ cm}^2$ to $40 \times 40 \text{ cm}^2$. They found that the upper jaws (Y) were responsible for most of the backscatter and that the lower jaws (X) contributed only 10% because the lower jaws were at a lower level than the upper jaws. Following Popescu et al. (2005), the absolute dose calculated at a given depth in the phantom is given by:

$$D_{\text{pen}}^{\text{abs}} = D_{\text{pen}} \times \frac{D_{\text{CH-Monitor}}^{\text{abs}(1 \text{ MU})}}{D_{\text{CH-Monitor}}} \times U \quad (1)$$

where, $D_{\text{pen}}^{\text{abs}}$ is the absolute MC PENELOPE dose in a point inside a phantom normalized by the number of particles incident on the target, D_{pen} is the MC PENELOPE dose in a point inside the phantom, $D_{\text{CH-Monitor}}^{\text{abs}(1 \text{ MU})}$ is the MC absolute dose in the monitor chamber normalized by the number of particles incident on the target, and $D_{\text{CH-Monitor}}$ is the MC dose in the monitor chamber. The U is the MU used (100 MU in our case). The quantities $D_{\text{CH-Monitor}}^{\text{abs}}$ and $D_{\text{CH-Monitor}}$ are average values taken from the entire volume of air in the monitoring chamber. We note that the dose in the monitor chamber is the sum of the contribution of the dose from forward particles from with in the head and backscattered ones from the jaws:

$$D_{\text{CH-Monitor}} = D_{\text{CH-Monitor}}^{\text{FR}} + D_{\text{CH-Monitor}}^{\text{BC}} \quad (2)$$

The backscatter contribution varies with the opening of the jaws. In order to link MC–MU doses, a virtual calibration factor of the accelerator must be taken into account in the calculation to calibrate it virtually (Popescu et al., 2005). This factor allows us to calculate the dose at Zmax

(1 cGy per 1 MU). It relies on the number of electrons on the target (Popescu et al., 2005). Then using Eqs. (6)–(8) (Popescu et al., 2005), we derive the MC absolute dose at a given depth as follows:

$$D_{\text{pen}}^{\text{abs}} = D_{\text{pen}} \times \frac{D_{\text{CH-Monitor}}^{\text{FR}} + D_{\text{CH-Monitor}}^{\text{BC}(10 \times 10)}}{D_{\text{CH-Monitor}}^{\text{FR}} + D_{\text{CH-Monitor}}^{\text{BC}(\text{field size})}} \times \frac{D_{\text{pen}}^{\text{abs,cal}}}{D_{\text{cal}}^{\text{cal}}} \times U \quad (3)$$

where, $D_{\text{pen}}^{\text{abs,cal}}$ is the MC absolute dose at a given depth in the phantom normalized by the number of particles incident on the target at 1 MU for each field, and $D_{\text{cal}}^{\text{cal}}$ is the MC dose in a point inside a phantom at 1 MU. It is understood that these doses are calculated using a virtual calibration. $D_{\text{CH-Monitor}}^{\text{BC}(10 \times 10)}$ is the contribution of the MC dose from backscattered particles from the jaws for the specific field size of $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

It should be noted that the backscatter dose increases for small fields and decreases for large fields, which amounts to the contribution of the upper and lower jaws in the beam, i.e. the jaws are closer to the monitor room. All MC simulations are performed in a water volume of 0.6 cm^3 placed at different depths. All MC runs are performed without Russian roulette variance technique to provide a detailed simulation of all diffused particles. We adopt in this section the input parameter $E_{\text{abs}}(e^-) = E_{\text{abs}}(e^+) = W_{\text{cc}} = 1. \text{E}4 \text{ eV}$, $E_{\text{abs}}(\text{ph}) = W_{\text{cr}} = 1. \text{E}3 \text{ eV}$, and $C_1 = C_2 = 0.1$. In Tables 1–3, we present our comparisons of MC absolute doses with experimental doses for 10×10 , 6×6 , and $4 \times 4 \text{ cm}^2$ square field sizes. Note the difference in depths for doses of 1 Gy in each table. We note a very good agreement in these comparisons (absolute difference $< 1\%$). Similar findings were shown in Popescu et al. (2005). The experimental results in this section are based on a TRS-398 worksheet that applies different corrections to the readings to directly obtain the absolute dose. Note that the present results concern calculations of the absolute dose of 6-MV beam for the Varian iX machine at the central axis, but it should also be noted that additional off-axis measurements and MC calculations are suited as fully described in Popescu et al. (2005).

3. Relative dosimetry of small static fields

In the present section, we use our PSFs to calculate the correction output factors for small static fields. Before focusing on the MC simulations to correct the values of our output factors for small fields, we perform a series of experimental measurement concerning the output factors using most of the detectors in our center. We used the 0.6 cm^3 , 0.3 cm^3 , 0.125 cm^3 , PinPoint-3D T31016 (perpendicular orientation), and Diode-E (parallel orientation) for square field sizes ranging from 0.5×0.5 to $10 \times 10 \text{ cm}^2$ with steps of 0.5 cm^2 (Fig. 7).

We include our MC results calculated in a small volume (a cylinder $30\text{-}\mu\text{m}$ thick and 1-mm diameter) of water in the same conditions as the measurements. Similar measurements were performed by Alfonso et al. (2008) using ionization chambers of 0.015 cm^3 , 0.125 cm^3 , 0.6 cm^3 , natural diamond, and Scanditronix EDD-5-diode detectors and

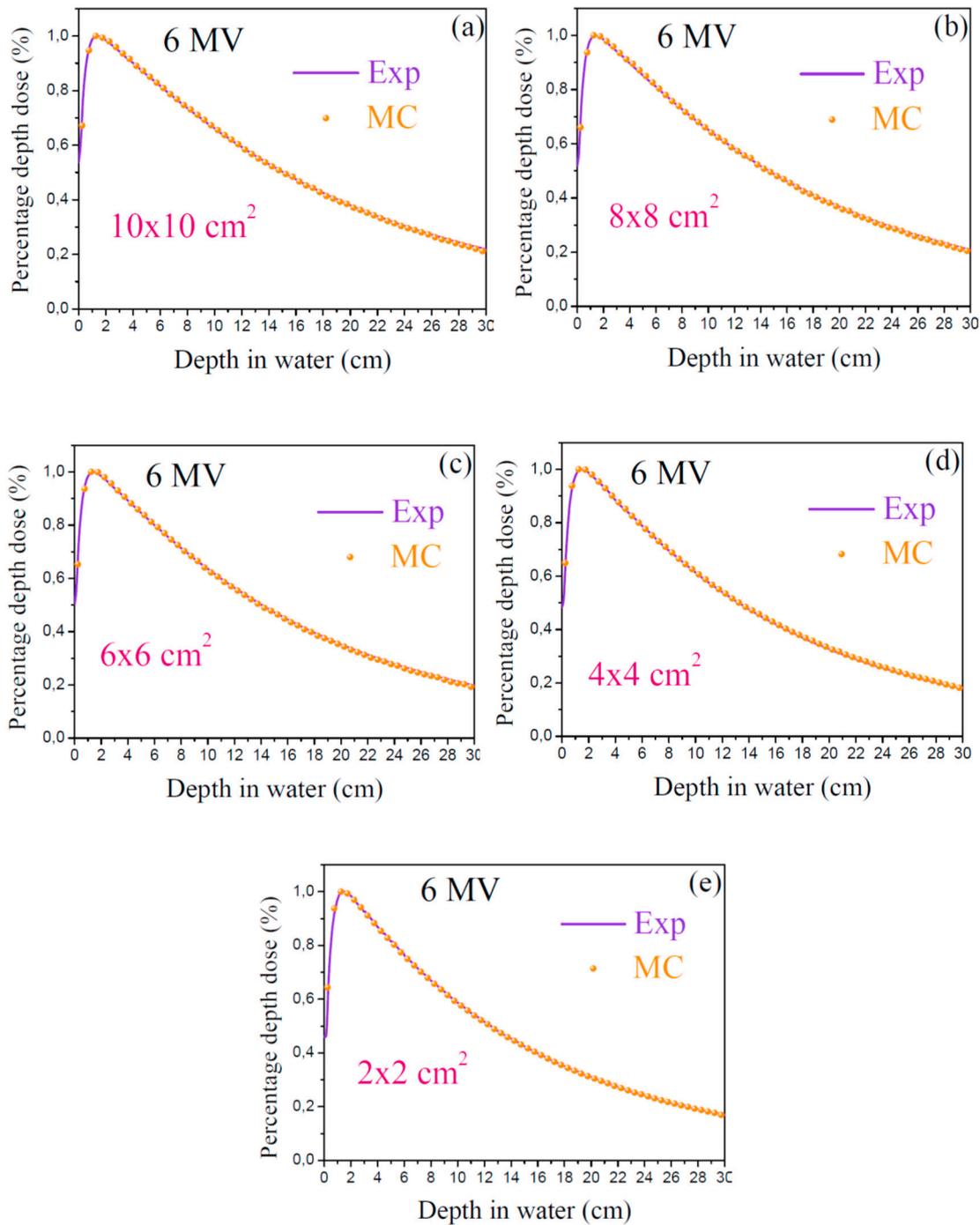


Fig. 5. (a–e). Penetration depth dose measurements and MC PENELOPE simulations for field sizes (a): 10×10 , (b): 8×8 , (c): 6×6 , (d): 4×4 , (e): 2×2 cm².

compared to MC results. In comparison to our finding, good agreement is noted between the two set of measurements except for the 0.6-cm³ detector.

Special attention is given to simulation parameters used in our MC simulations, and the details are discussed in the next section. We use a challenging small cylinder water volume with 30- μ m height and 1-mm diameter; recently, [Weber et al. \(2020\)](#) used corresponding values of 50 μ m and 1 mm. We note that similar or slightly higher water volume dimensions have been used previously ([Alfonso et al., 2008](#); [Benmakhlouf et al., 2014](#); [Labour et al., 2018](#)). The recommendations for MC simulations for the volume of water in which the dose is sampled should be as small as possible so there is no significant average volume (Palman, personal communication).

The main limitation is usually that, given a certain amount of computing power, a minimum size is needed to achieve a sufficiently low statistical uncertainty. This is easily achievable for voxels of about 0.5 mm, which is small enough for most fields, but may be insufficient for very small fields, such as fields of 2.5 mm that are sometimes used. It is clear that the experimental output factors are closer to the MC results, considered as reference, when the sensitive volume of the detectors is decreasing. The detectors need correction factors for small fields according to the recent setting of the new technical report on dosimetry of small static fields in external radiotherapy TRS 483 ([AAPM, 2017](#)). As an application, we choose as examples case studies of two of our used detectors: the PinPoint 3D type PTW T31016 (perpendicular orientation) as a typical ionization chamber for small field applications; and the

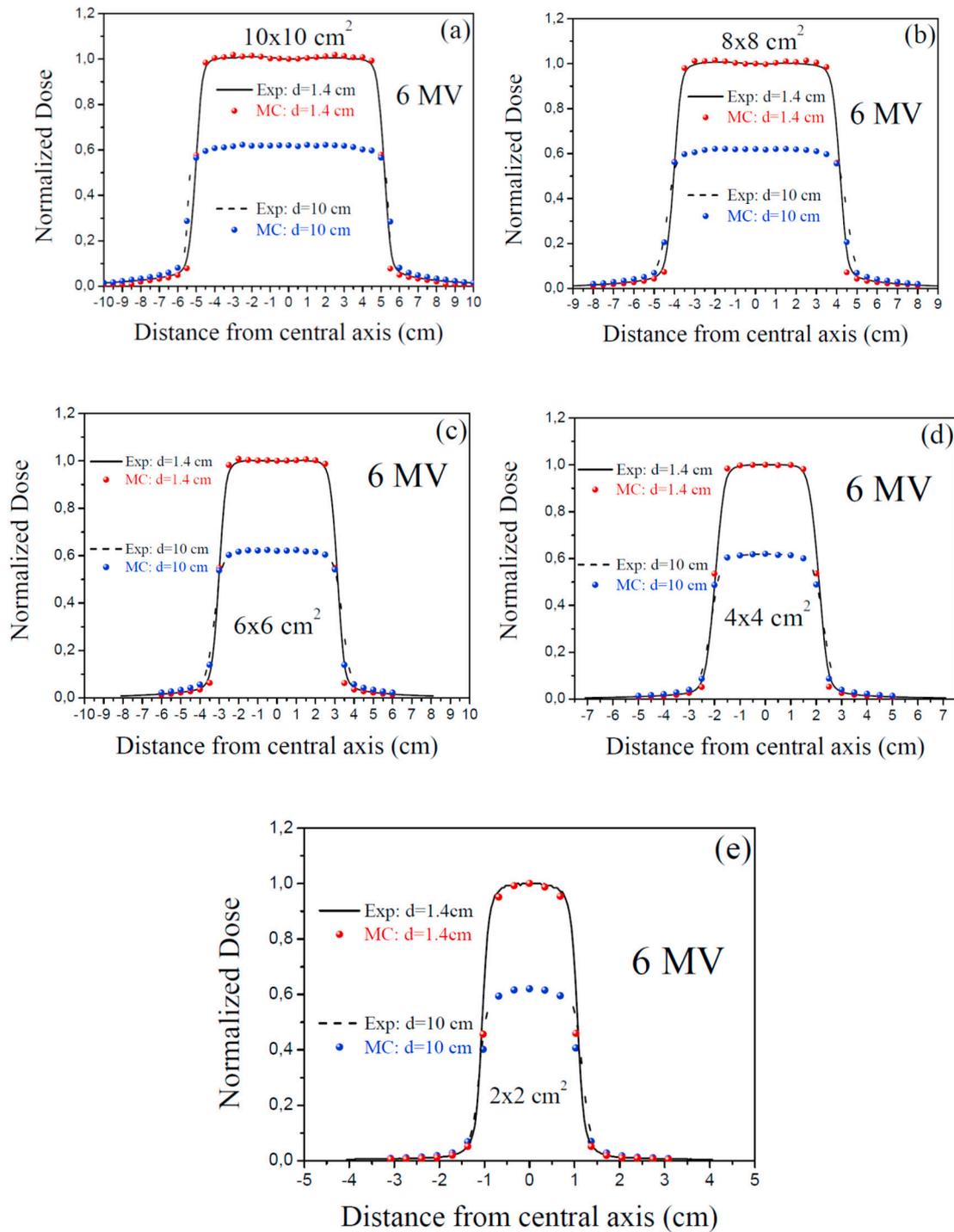


Fig. 6. (a–e). Profile measurements and MC PENelope simulations for at 1.4 and 10 cm depth for field sizes (a): 10 × 10, (b): 8 × 8, (c): 6 × 6, (d): 4 × 4, (e): 2 × 2 cm².

Table 1
Experimental and MC absolute doses for 10 × 10 cm².

Depth (cm)	Dose(measured)	Dose (MC)	Difference (%)
1.3	1	1	0%
3	0.9439	0.948	0.434%
6	0.8174	0.819	0.196%
8	0.73633	0.738	0.227%
10	0.662	0.662	0%

Table 2
Experimental and MC absolute dose for 6 × 6 cm².

Depth (cm)	Dose(measured)	Dose (MC)	Difference (%)
1.5	1	1	0%
3	0.9386	0.943	0.469%
6	0.79982	0.804	0.523%
8	0.71358	0.715	0.199%
10	0.63554	0.6355	-0.006%

Table 3
Experimental and MC absolute dose for $4 \times 4 \text{ cm}^2$.

Depth (cm)	Dose (measured)	Dose (MC)	Difference (%)
1.55	1	1	0%
3	0.93656	0.93936	0.299%
6	0.78826	0.7879	-0.046%
8	0.69588	0.6957	-0.026%
10	0.61358	0.61358	0%

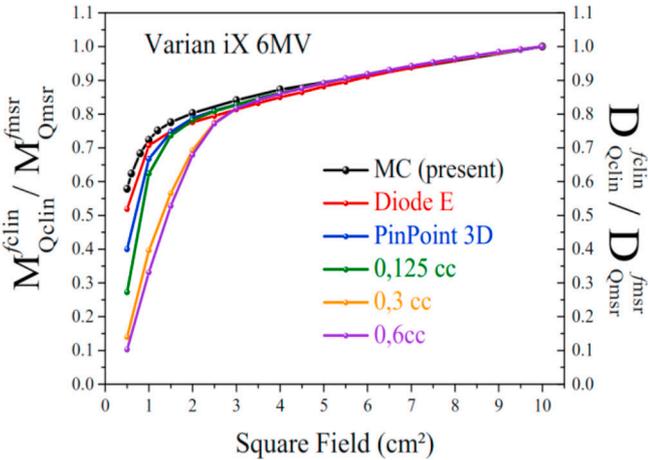


Fig. 7. Output factor measurements and MC results.

Diode-E type PTW T60017 (parallel orientation) as a very good semiconductor with very small active volume also dedicated for small field measurements. The formalism and nomenclature used is mainly as published by Alfonso et al. (2008). The relative dosimetry for small clinical fields (f_{clin}) with quality index Q_{clin} is based on the determination of the absorbed dose to water as follows:

$$D_{w,Q_{clin}}^{f_{clin}} = D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}} \times \Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} \quad (4)$$

where, f_{clin} denotes the clinical radiation field for which the absorbed dose to water needs to be determined; f_{msr} is the msr field, for static modalities or treatment machines that cannot establish the conventional reference field; Q_{clin} is the beam quality of the clinical field f_{clin} ; Q_{msr} is the beam quality of f_{msr} ; and $\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ is a field factor that converts the absorbed dose to water for the f_{msr} to the absorbed dose to water for the clinical field f_{clin} given as follows:

$$\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} = \frac{D_{w,Q_{clin}}^{f_{clin}} / M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}} / M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} = \frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \times \left[\frac{D_{w,Q_{clin}}^{f_{clin}} / M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}} / M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \right] \quad (5)$$

where, $M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}$ is the reading of the dosimeter in the field f_{clin} ; $M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}$ is the reading of the dosimeter in the field f_{msr} ; $D_{w,Q_{clin}}^{f_{clin}}$ is the absorbed dose to water, at a reference depth in water, for a clinical field of f_{clin} in beam of quality index Q_{clin} ; and $D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}}$ is the absorbed dose to water, at the reference depth in water, for f_{msr} in beam of quality Q_{msr} .

Note that the factor between brackets in Eq. (5) is the output correction factor. It can be fully calculated using MC simulations (Alfonso et al., 2008):

$$K_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} = \left[\frac{D_{w,Q_{clin}}^{f_{clin}} / M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}} / M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \right] \approx \left[\frac{D_{w,Q_{clin}}^{f_{clin}} / D_{det,Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}} / D_{det,Q_{msr}}^{f_{msr}}} \right] \quad (6)$$

where, $K_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ is a factor that corrects for the difference between the detector response in the fields f_{clin} and f_{msr} ; $D_{det,Q_{clin}}^{f_{clin}}$ is the detector

absorbed dose, at a reference depth in water, for a clinical field of f_{clin} in a beam of quality Q_{clin} ; and $D_{det,Q_{msr}}^{f_{msr}}$ is the detector absorbed dose, at the reference depth in water, for a f_{msr} in a beam of quality Q_{msr} .

This formalism is applied for the two detectors; they are entirely modeled and used in MC simulations together with our resulting PSFs to calculate the correction output factors. Note that the densities of the detector's sensitive volumes considerably differ, therefore different MC strategies in term of simulation time are needed for each case. Their geometries (Fig. 8) are created using Pengeom (Salvat, 2014) and simulated using penEasy/PENELOPE MC routines (Sempau et al., 2011), which is very effective when using condensed histories to simulate photons and electrons in phantoms and detectors. Concerning the strategy of our MC model, we use the method of Alfonso et al. (2008) to calculate the correction factor (Eq. (6)). In a first step, in order to get the dose in the detector, we simulate the detector for $10 \times 10 \text{ cm}^2$ field size at a depth of 10 cm in a phantom of water which corresponds to the f_{msr} using the PSF as source. Then, similar simulations are performed for the rest of the square field sizes of interest: 0.5×0.5 , 0.6×0.6 , 0.8×0.8 , 1×1 , 1.2×1.2 , 1.5×1.5 , 2×2 , 3×3 , and $4 \times 4 \text{ cm}^2$. In the same condition, in order to get the dose in water for the f_{msr} , the dose in this small volume of water is simulated for the square field size cited above. The general approach (Sempau, personal communication) uses onion-like regions around the cavity of interest (detector or small cylinder of water) where different transport parameters are defined.

The idea is to make electron transport progressively less condensed as particles approach the sensitive region (cavity), by choosing smaller and smaller penEasy simulation transport parameters: C1, C2, Wcc, and Wcr. This, of course, requires much trial and error. Usually three regions are enough: region 1 is the cavity and its close surroundings, where parameters $C1 = C2 = 0$ (as well-known fully detailed simulations or event by event) or, at least, very small (~ 0.01). Region 2, chosen as the region of interest (ROI) as a sphere of 2-cm radius, encloses region 1 and the parameters are intermediate. This ROI around the detectors is set up for better dosimetry gain. Region 3 is the outskirts, and parameters are as in any standard simulation, i.e. $C = 0.1$, $Wc = E_{abs}$, or similar. Additionally, VRTs are necessary; when higher values are used, they sometimes affect negatively the results with their corresponding uncertainties; and they should be configured with care. Russian roulette is used for particles leaving or interacting region 3. Regarding the forcing parameters, a number of short simulations with moderate forcing factors is recommended (Salvat, personal communication) to determine the factor giving optimum efficiency; a forcing value of 100 could be used safely for these purposes. The PSF splitting is of course necessary, particularly when using smaller square field sizes; a 300-splitting factor is used for a PSF of almost 30 Mo for $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ and PSF of 0.5 Go for $2 \times 2 \text{ cm}^2$ square field size; for $10 \times 10 \text{ cm}^2$ field size, we use a value of 150 with a PSF of 6.4 Go. In fact, the more the field increases, the greater is the number of particles that do not reach the ROI; therefore, large PSFs are needed when the field size increases. As recommended in TRS 483

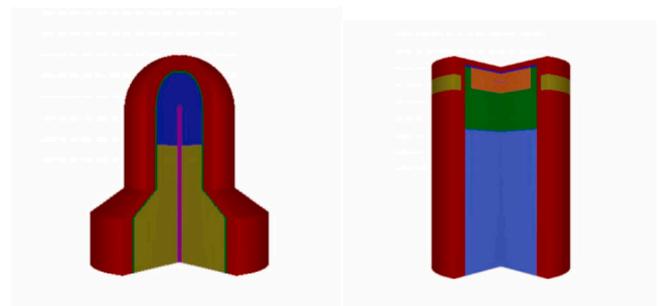


Fig. 8. 3Dmodel according to manufacturer blueprints of the PinPoint-3D type PTW T31016 micro-chamber (left) and unshielded Diode-E type PTW T60017 (right).Models are simulated using Pengeom/PENELOPE(Salvat, 2014).

(AAPM, 2017), the calculations are performed at 100-cm SSD and 10-cm depth in water. The MC output correction factors results of the Diode-E and the PinPoint-3D (T31016) detectors are presented in Table 4 and plotted in Figs. 9 and 10 for square field sizes from 0.5×0.5 to 10×10 cm². Also included for comparison, are recent measurements and MC output correction factors from 2017 (after the publication of TRS 483 in 2017) for both detectors.

Before analyzing our results, we outline the importance of the references used in the compilation of the output correction factors published in the TRS 483 (AAPM, 2017) code of practice. For the Diode-E type PTW T60017 (parallel orientation), the recommended data are based on experimental data (Cranmer-Sargison et al., 2011; Bassinet et al., 2013; Underwood et al., 2015) and other MC results (Cranmer-Sargison et al., 2011; Czarnecki and Zink, 2013; corrigendum, 2014; Benmakhlof et al., 2014). For the PinPoint 3D PTW T31016 micro-ionization chamber (perpendicular orientation), the experimental data are from Krauss (2016), Lechner et al. (2013), and Azangwe et al. (2014). The MC data are only those of Czarnecki and Zink (2013) and Benmakhlof et al. (2014). These latter references are used to produce the recommended data and the limits of their validity in the TRS 483 code of practice; they should be used with caution; in fact, since 2017, new measurements and MC results made available in the literature are not necessarily in agreement with the recommended TRS 483 data. For this reason, it is necessary to compare our results to the recommended data together with recent measurements and MC calculations (Figs. 9 and 10). We note that with respect to the upper and lower recommended limits in TRS 483, in general, our MC results agree quite well for field sizes from 0.5×0.5 to 10×10 cm²; this reflects the validity of the formalism used, the choice of the simulation parameters, and the robustness of the MC code used. The Diode-E detector results differ by 2.06% and 1% from TRS 483 data for fields of 0.5×0.5 and 1.2×1.2 cm², respectively; for field sizes up to 10×10 cm², the difference is less than 1%. Our data are closer to the TRS 483 recommended data than the new measurements (Varian linear accelerator) and MC data (EGSnrc and IAEA PSFs) of Weber et al. (2020); they are also better than the MC data (BEAMnrc PSFs, EGSnrc C++ detector modeling) of De Coste et al. (2017) except for 0.5×0.5 cm² field size. However, the MC results of De Coste et al. (2017) are closer to the TRS 483 data than those of Weber et al. (2020).

Concerning the PinPoint-3D (T31016) detector, the TRS 483 relies on few experimental and MC results for small field sizes; therefore, the validity of the recommended data is subject to high uncertainties. Note that the recommended data are provided for field sizes down to 1×1 cm²; in this range, our results agree very well with the TRS 483 data with a difference of 1.5% for field sizes of 1×1 cm² and 2.3% for 1.2×1.2 cm². We show in Fig. 10 recent experimental data of Casar et al. (2020) performed on an Elekta Versa HD (denoted Exp1) and a Varian linear accelerator (denoted Exp2). These data are higher than our recent experimental results (Varian) and the MC (Gate/Geant4, IAEA PSFs) data of Labour et al. (2018). The latter are closer to our data than experimental datasets of Casar et al. (2020). Because the recommended data are limited to the 1×1 cm² field size, we cannot conclude on the validity of each set of results. Nonetheless, it is encouraging that our data are lower in magnitude and so physically possible; our highest value is 1.08 for 0.5×0.5 cm² compared to 1.18 (MC) and 1.21 (Exp1) of Labour et al. (2018) and 1.22 (Exp2) of Casar et al. (2020) for 0.56×0.56 cm² equivalent field size.

Being confident in the validity of our finding, we examine the MC output correction factor adopted in the TRS 483 concerning the Diode-E

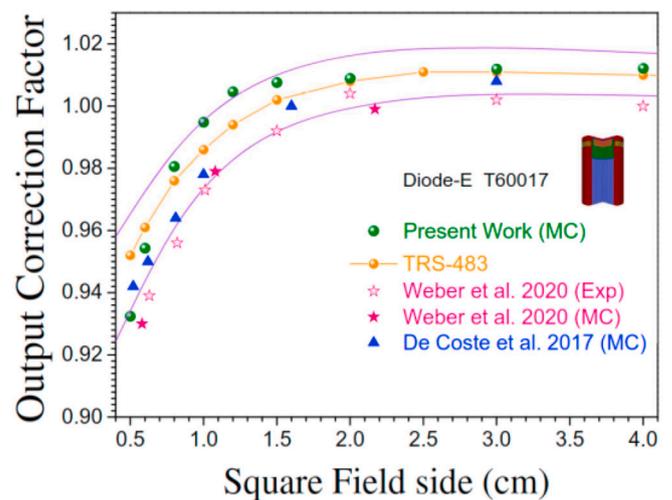


Fig. 9. Comparison of present MC output correction factors of the unshielded Diode-E T60017 detector (parallel orientation) with TRS 483 data (AAPM, 2017), recent measurements, and calculations. The lines are the limits suggested in TRS 483.

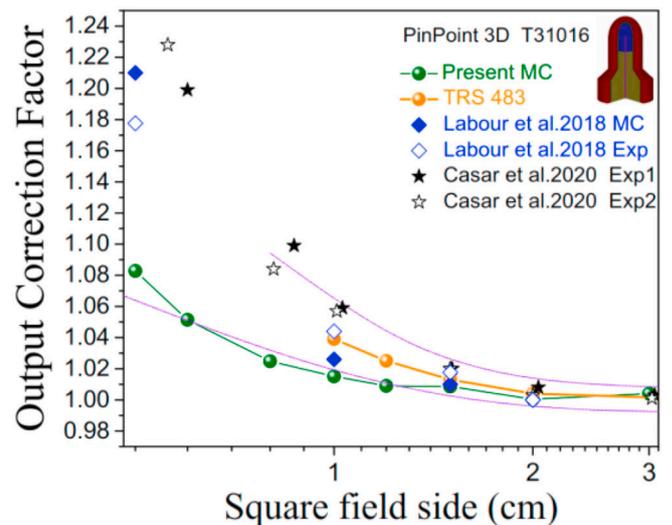


Fig. 10. Comparison of present MC output correction factors of the PinPoint 3D T31016 micro-chamber detector (perpendicular orientation) with TRS 483 data (AAPM, 2017), recent measurements, and calculations. The lines are the limits from TRS 483. Exp1, experimental data from Elekta Versa HD; Exp2, experimental data from Varian machine.

T60017 and the PinPoint 3D T31016 for 10×10 cm² reference field size. The MC results of Cranmer-Sargison et al. (2011) dominate the recommended data set for the Diode-E while those of Czarnecki and Zink (2013, 2014) and Benmakhlof et al. (2014) provide some MC results for both detectors. Moreover, the experimental data used are also sparse for small fields. This justifies the limited number of recommended data points for the PinPoint 3D T31016 detector compared to data for the Diode-E in table 26 of TRS 483. In the same manner, we note that, for the case of the PinPoint T31014, TRS 483 uses only one dataset of MC results

Table 4

Present MC calculated output correction factors of the unshielded Diode-E T60017 and the PinPoint 3D T31016 micro-chamber for 6-MV photon beam.

Type (model)	10×10	4×4	3×3	2×2	1.5×1.5	1.2×1.2	1×1	0.8×0.8	0.6×0.6	0.5×0.5
Diode-E PTW T60017	1	1.0121	1.0119	1.0089	1.0076	1.0046	0.9948	0.9806	0.9543	0.9324
PinPoint3D PTW T31016	1	1.001	1.004	1.0004	1.0086	1.009	1.0151	1.0248	1.0514	1.0828

(Czarnecki and Zink, 2013). In the case of PinPoint T31006, no MC results are included and only experimental results up to 2007 are considered. Additionally, no MC results are presented for Extradin A26 and A14SL micro-ionization chambers and few experimental results are adopted. Similarly, many unshielded and shielded diodes use at most one dataset of MC results in TRS 483. We draw attention to the lack of MC data and the need for many more MC results in future compilations. It is particularly interesting that TRS 483 uses (Benmakhlouf et al., 2014) MC data for several detectors as reference for recommended data in small fields; these results are performed for $10 \times 10 \text{ cm}^2$ reference field on a Varian iX machine and using a similar water volume to our study in their MC code. In this context, it is important to show comparisons of our MC results with those of Benmakhlouf et al. (2014) for the Diode-E T60017 and PinPoint 3D T31016 detectors together with recommended data from table 26 of TRS 483 (Figs. 11 and 12). Our results are close to the recommended data for both detectors. The output correction uncertainty increases when field sizes decrease; therefore, it is valuable to calculate several output correction factors in particular for very small fields. This allows reproducing carefully the shape of the variation of the output correction factors with field size. In particular, they are of utmost importance in the case of the PinPoint 3D T31016 for which few data are provided for small fields in TRS 483. Note that because Benmakhlouf et al. (2014) used the IAEA PSFs, the results shown in Figs. 11 and 12 correspond only to small fields of 0.5×0.5 , 1×1 , and $2 \times 2 \text{ cm}^2$; for standard fields, they used the available IAEA PSFs of 4×4 and $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Their MC output correction factors were also calculated through PENELOPE/penEasy simulations. In contrast, as stated above, we simulate the head of the Varian iX and produce PSFs for 12 field sizes; we calculate output correction factors for 10 field sizes (including seven small fields): 0.5×0.5 , 0.6×0.6 , 0.8×0.8 , 1×1 , 1.2×1.2 , 1.5×1.5 , 2×2 , 3×3 , 4×4 , and $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

As a summary, based on the above discussions, our MC output correction factors calculated for Varian iX (6 MV photon mode) using PENELOPE/penEasy simulations are within the limit of recommended TRS 483 data. For the Diode-E detector, they are closer to the TRS 483 data than the data of De Coste et al. (2017) and Weber et al. (2020). In the case of the PinPoint-3D (T31016) detector, our results are smaller and closer to those of Labour et al. (2018) but differ considerably from those of Casar et al. (2020), particularly for very small field sizes. Moreover, for very small fields where no recommended data are available, the magnitude of our results is reasonable compared to the high magnitude of the data of Labour et al. (2018) and Casar et al. (2020). Furthermore, in comparisons to similar simulations of Benmakhlouf et al. (2014), the present calculations offer supplemental data for both

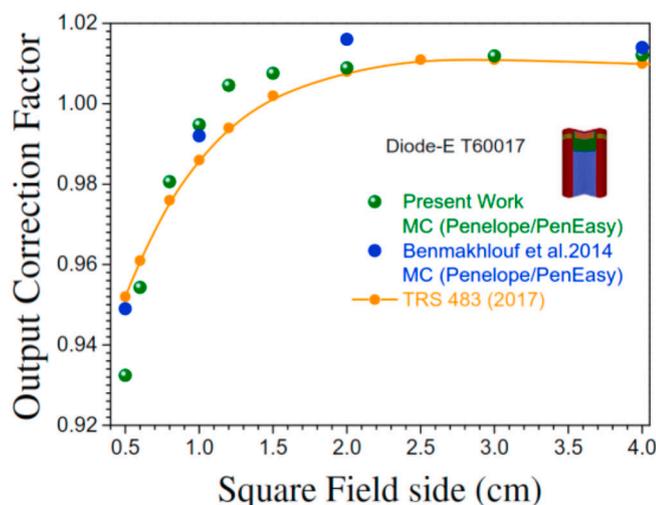


Fig. 11. MC output correction factors for the Diode-E T60017 detector (parallel orientation) compared to the TRS 483 MC data of Benmakhlouf et al. (2014).

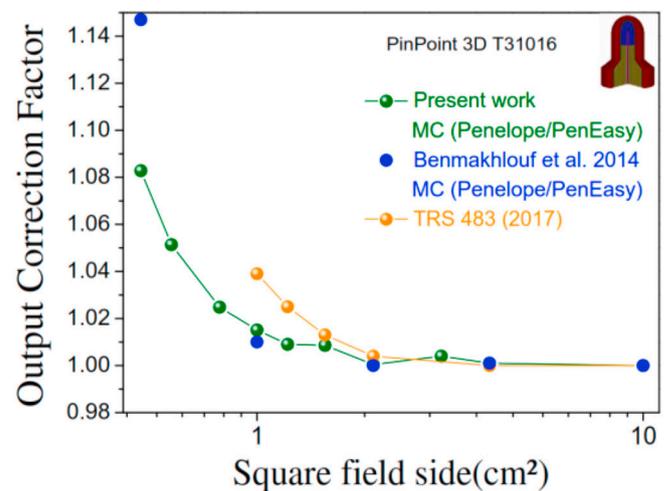


Fig. 12. MC output correction factors for the PinPoint 3D T31016 detector (perpendicular orientation) compared to the TRS 483 MC data of Benmakhlouf et al. (2014). Note that differences for this type of calculation can be explained in terms of a possible difference in the PSF even if using the same accelerator and differences between MC simulation details. These two main factors considerably affect the simulation results. As introduced above, the energy of the electron source and the spot size have a strong influence. The simulation of the flattening filter greatly affects the calculations in water phantom even in relative doses including the output correction factors. Note that we obtain a very good model of the flattening filter using Pengeom/PENELOPE. Moreover, compared to the PENELOPE/Penmain version used by Benmakhlouf et al. (2014), we use an updated version (2017) that provides a better description of the inelastic process via the improvement of the Sternheimer-Liljequist model.

detectors in close agreement with the recommended data. As a consequence, for both detectors, we conclude that our MC output correction factors can be considered as a valid dataset and used for further comparisons.

4. Conclusion

We presented detailed MC simulation results of the commissioning of a 6-MV Varian iX. In contrast to the limited PSF files from the IAEA database, we generated PSFs for field sizes of 0.5×0.5 , 0.6×0.6 , 0.8×0.8 , 1×1 , 1.2×1.2 , 1.5×1.5 , 2×2 , 3×3 , 4×4 , 6×6 , 8×8 , and $10 \times 10 \text{ cm}^2$ at 100-cm SSD. The spectral distribution (energy spectrum) derived from these PSFs was in agreement with other results in the literature. We showed that our MC results and measurements agreed quite well in regard to PDDs, profiles, and the quality index; the differences were in general less than 1%. Moreover, similar agreement was noted by comparison of our MC absolute dose results to our measured doses under reference conditions and the central axis using the formalism of Popescu et al. (2005). We also showed differences between our output factor measurements and MC results for several detectors. In particular for small static fields, we applied the formalism of Alfonso et al. (2008) implemented in the technical report for dosimetry of small static fields of TRS 483 to correct the output factors for two of our detectors: the Diode-E T60017 and the PinPoint-3D T31016. The MC simulations used for these purposes were discussed in detail taking into account recommendations from similar studies, and the obtained MC output correction factors were generally in agreement with the recommended values in TRS 483. We showed for both detectors investigated here that our results compete with recent measurements performed on Varian true beam and Elekta versa HD linear accelerators and MC calculations obtained from EGSnrc and Gate/Geant4 codes. In contrast to similar MC results (PENELOPE/penEasy) adopted in TRS 483, our results were made available for several small field sizes in such a way to provide, not only accurate data in close agreement with the

recommended data, but also supplemental output correction factors data compared to TRS 483 data for standard/small fields, and especially for very small fields. As a direct conclusion, the MC output correction factors shown in Table 4 are suggested as new datasets for future compilations in TRS 483 code of practice. Moreover, it will be advantageous to apply the present results to produce an output correction factor dataset for detectors for which there are very few or no MC data in TRS 483.

Author statement

Authors have contributed equally in this work.

Declaration of competing interest

The authors declare that they have no known competing financial interests or personal relationships that could have appeared to influence the work reported in this paper.

Acknowledgments

The authors thank Professor Khaled Bouamama for his technical support and valuable expertise in using the High-Performance Computing Network of the University of Sétif 1, Professor Francesc Salvat for his precious help with the PENELOPE code and advice concerning the simulations, Pr Josep Sempau for his fruitful recommendations concerning the MC strategy used to simulate detectors in water phantom, and Pr Hugo Palmans for his advice in small field dosimetry.

The authors are grateful for the support from the Ministry of Education and Scientific Research of Algeria under research project numbers D01220140090 and B00L02UN190120190007.

Financial support from the General Directorate of Scientific and Technological Development (DGRSDT), Algeria, is appreciated. The High-Performance Computing Network of the University of Sétif 1 is acknowledged for computer time.

References

- AAPM (American Association of Physicists in Medicine), 2017. Dosimetry of small static fields used in external beam radiotherapy. An International Code of Practice for Reference and Relative Dose Determination.
- Abdul Haneefa, K., Cyriac, T.S., Musthafa, M.M., Ganapathi Raman, R., Hridaya, V.T., Siddhartha, A., Shakir, K.K., 2014. FLUKA Monte Carlo for basic dosimetric studies of dual energy medical linear accelerator. *J. Radiother.* 343979.
- Akino, Y., Mizuno, H., Tanaka, Y., et al., 2018. Inter-institutional variability of small-field dosimetry beams among HD120TM multileaf collimators: a multi-institutional analysis. *Phys. Med. Biol.* 63, 205018.
- Aljamal, M., Zakaria, A., 2013. Monte Carlo modeling of a Siemens Primus 6 MV photon beam linear accelerator. *Austral. J. Basic Appl. Sci.* 7 (10), 340–346.
- Alfonso, R., Andreo, P., Capote, R., Huq, M.S., Kilby, W., Kjäll, P., Mackie, T.R., Palmans, H., Rosser, K., Seuntjens, J., Ullrich, W., 2008. A new formalism for reference dosimetry of small and nonstandard fields. *Med. Phys.* 35 (11), 5179–5186.
- Amin, M.N., Heaton, R., Norrlinger, B., Islam, M.K., 2011. Small field electron beam dosimetry using MOSFET detector. *J. Appl. Clin. Med. Phys.* 12 (1), 50–57.
- Andreo, P., Burns, D.T., Nahum, A.E., Seuntjens, J., Attix, F.H., 2017. *Fundamentals of Ionizing Radiation Dosimetry*. John Wiley & Sons.
- Azengew, G., et al., 2014. Detector to detector corrections: a comprehensive experimental study of detector specific correction factors for beam output measurements for small radiotherapy beams. *Med. Phys.* 41, 072103–1–16.
- Bassinat, C., Huet, C., Derreumaux, S., Brunet, G., Chéa, M., Baumann, M., Lacornerie, T., Gaudaire-Josset, S., Tromprier, F., Roch, P., Boisserie, G., Clairand, I., et al., 2013. Small fields output factors measurements and correction factors determination for several detectors for a CyberKnife and linear accelerators equipped with microMLC and circular cones. *Med. Phys.* 40, 071725.
- Benmakhlof, H., Sempau, J., Andreo, P., 2014. Output correction factors for nine small field detectors in 6 MV radiation therapy photon beams: a PENELOPE Monte Carlo study. *Med. Phys.* 41 (4), 041711.
- Biasi, G., Petasecca, M., Guatelli, S., Hardcastle, N., Carolan, M., Perevertaylo, V., Kron, T., Rosenfeld, A.B., 2018. A novel high-resolution 2D silicon array detector for small field dosimetry with FFF photon beams. *Phys. Med.* 45, 117–126.
- Capote, R., Jeraj, R., Ma, C.M., Rogers, D.W.O., Sánchez-Doblado, F., Sempau, J., Seuntjens, J., Siebers, J.V., 2006. Phase-space Database for External Beam Radiotherapy. Summary Report of a Consultants' Meeting (No. INDC (NDS)–0484). International Atomic Energy Agency.
- Casar, B., Gershkevitch, E., Mendez, I., Jurković, S., Saiful Huq, M., 2020. Output correction factors for small static fields in megavoltage photon beams for seven ionization chambers in two orientations — perpendicular and parallel. *Med. Phys.* 47, 242–259.
- Cho, S.H., Vassiliev, O.N., Lee, S., Liu, H.H., Ibbott, G.S., Mohan, R., 2005. Reference photon dosimetry data and reference phase space data for the photon beam from Varian Clinac 2100 series linear accelerators. *Med. Phys.* 32 (1), 137–148.
- Clemente, S., Masi, L., Fiandra, C., Cagni, E., Villaggi, E., Esposito, M., Giglioli, F.R., Marino, C., Strigari, L., Garibaldi, C., Stasi, M., 2018. A multi-center output factor intercomparison to uncover systematic inaccuracies in small field dosimetry. *Phys. Imag. Rad. Oncol.* 5, 93–96.
- Cortés-Giraldo, M.A., Quesada, J.M., Gallardo, M.I., Capote, R., 2012. An implementation to read and write IAEA phase-space files in GEANT4-based simulations. *Int. J. Radiat. Biol.* 88 (1–2), 200–208.
- Cranmer-Sargison, G., Weston, S., Evans, J.A., Sidhu, N.P., Thwaites, D.I., 2011. Implementing newly proposed Monte Carlo based small field dosimetry formalism for a comprehensive set of diode detectors. *Med. Phys.* 38, 6592–6602.
- Cranmer-Sargison, G., Weston, S., Evans, J.A., Sidhu, N.P., Thwaites, D.I., 2012. Monte Carlo modelling of diode detectors for small field MV photon dosimetry: detector model simplification and the sensitivity of correction factors to source parameterization. *Phys. Med. Biol.* 57 (16), 5141.
- Czarnecki, D., Zink, K., 2013. Monte Carlo calculated correction factors for diodes and ion chambers in small photon fields. *Phys. Med. Biol.* 58, 2431–2444. Corrigendum 2014 59; 791–794.
- Das, L.J., Cheng, C.W., Watts, R.J., Ahnesjö, A., Gibbons, J., Li, X.A., Lowenstein, J., Mitra, R.K., Simon, W.E., Zhu, T.C., 2008a. Accelerator beam data commissioning equipment and procedures: report of the TG-106 of the Therapy Physics Committee of the AAPM. *Med. Phys.* 35 (9), 4186–4215.
- Das, L.J., Ding, G.X., Ahnesjö, A., 2008b. Small fields: nonequilibrium radiation dosimetry. *Med. Phys.* 35 (1), 206–215.
- David, M., Bechtel, P., 2009. Recommandations aux utilisateurs relatives aux mesures dosimétriques pour la caractérisation des systèmes d'irradiation en conditions stéréotaxiques. Afssaps (Agence française de sécurité sanitaire des produits de santé).
- De Coste, V., Francescon, P., Marinelli, M., Masi, L., Paganini, L., Pimpinella, M., Prestopino, G., Russo, S., Stravato, A., Verona, C., Verona-Rinati, G., 2017. Is the PTW 60019 microDiamond a suitable candidate for small field reference dosimetry? *Phys. Med. Biol.* 62 (17), 7036–7055.
- Ding, G.X., 2002. Energy spectra, angular spread, fluence profiles and dose distributions of 6 and 18 MV photon beams: results of Monte Carlo simulations for a Varian 2100EX accelerator. *Phys. Med. Biol.* 47 (7), 1025.
- Dirgayusa, I.G.E., Yami, S., Rhani, M.F., Haryanto, F., 2015. September. Commissioning of a Varian Clinac IX 6 MV photon beam using Monte Carlo simulation. In: *AIP Conference Proceedings*, vol. 1677. AIP Publishing LLC, 040006.
- Durán-Nava, O.E., Torres-García, E., Oros-Pantoja, R., Hernández-Oviedo, J.O., 2019. June. Monte Carlo simulation and experimental evaluation of dose distributions produced by a 6 MV medical linear accelerator. In: *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 1221. IOP Publishing, 012079.
- Fenwick, J.D., Kumar, S., Scott, A.J., Nahum, A.E., 2013. Using cavity theory to describe the dependence on detector density of dosimeter response in non-equilibrium small fields. *Phys. Med. Biol.* 58 (9), 2901.
- Francescon, P., Cora, S., Satariano, N., 2011. Calculation of for several small detectors and for two linear accelerators using Monte Carlo simulations. *Med. Phys.* 38 (12), 6513–6527.
- Francescon, P., Kilby, W., Satariano, N., Orlandi, C., Elshamndy, S., 2019. The impact of inter-unit variations on small field dosimetry correction factors, with application to the CyberKnife system. *Phys. Med. Biol.* 64 (3), 035006.
- Galavis, P.E., Hu, L., Holmes, S., Das, L.J., 2019. Characterization of the plastic scintillation detector Exradin W2 for small field dosimetry. *Med. Phys.* 46 (5), 2468–2476.
- Girardi, A., Fiandra, C., Giglioli, F.R., Gallio, E., Ali, O.H., Ragona, R., 2019. Small field correction factors determination for several active detectors using a Monte Carlo method in the Elekta Axesse linac equipped with circular cones. *Phys. Med. Biol.* 64 (11), 11NT01.
- Hartmann Siantar, C.L., Walling, R.S., Daly, T.P., Faddegon, B., Albright, N., Bergstrom, P., Bielajew, A.F., Chuang, C., Garrett, D., House, R.K., Knapp, D., 2001. Description and dosimetric verification of the PEREGRINE Monte Carlo dose calculation system for photon beams incident on a water phantom. *Med. Phys.* 28 (7), 1322–1337.
- Hedin, E., Swanpalmer, J., Bäck, A., Chakarova, R., 2010. Monte Carlo simulation of linear accelerator Varian Clinac iX. MFT-RadFys 1, 1–27.
- Hugtenburg, R.P., Reynard, D.D., 2020. October. Monte Carlo based corrections for the dosimetry of x-ray microbeams with diamond detectors. In: *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 1662. IOP Publishing, 012013.
- Hugtenburg, R.P., Baker, A.E.R., Green, S., 2009. X-ray synchrotron microdosimetry: experimental benchmark of a general-purpose Monte Carlo code. *Appl. Radiat. Isot.* 67 (3), 433–435.
- Hugtenburg, R.P., Chaoui, Z., Pattison, J.E., 2007. Microdosimetric event distributions in sub-cellular volumes with a general-purpose Monte Carlo code. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 580 (1), 157–160.
- Jutemark, B., 2005. Monte Carlo Based Investigation of the Influence of Accelerator Head Geometry on Megavolt Photon Beam Quality in Radiotherapy. Lund University, Sweden. MSc thesis.

- Kandlakunta, P., Momin, S., Sloop, A., Zhang, T., Khan, R., 2019. Characterizing a Geant4 Monte Carlo model of a multileaf collimator for a TrueBeam™ linear accelerator. *Phys. Med.* 59, 1–12.
- Keall, P.J., Siebers, J.V., Libby, B., Mohan, R., 2003. Determining the incident electron fluence for Monte Carlo-based photon treatment planning using a standard measured data set. *Med. Phys.* 30 (4), 574–582.
- Keivan, H., Shahbazi-Gahrouei, D., Shanei, A., 2018. Evaluation of dosimetric characteristics of diodes and ionization chambers in small megavoltage photon field dosimetry. *Int. J. Radiat. Res.* 16 (3), 311–321.
- Khan, F.M., Gibbons, J.P., Sperduto, P.W., 2016. *Khan's Treatment Planning in Radiation Oncology*. Lippincott Williams & Wilkins.
- Krauss, H., 2016. *The Quest for the Ideal Detector*. <http://www.wienkav.at/kav/kfj/91033454/physik/PTW/liquid.htm>.
- Labour, J., Younes, T., Chauvin, M., Vieilleigne, L., 2018. 14 Determination of small MLC-fields output correction factors for four commercial detectors used in clinical dosimetry using GATE/Geant4 Monte Carlo simulations. *Phys. Med.* 56, 9.
- Lansonneur, P., Favaudon, V., Heinrich, S., Fouillade, C., Verrelle, P., De Marzi, L., 2019. Simulation and experimental validation of a prototype electron beam linear accelerator for preclinical studies. *Phys. Med.* 60, 50–57.
- Leal, A., Sánchez-Doblado, F., Arráns, R., Roselló, J., Pavón, E.C., Lagares, J.I., 2003. Routine IMRT verification by means of an automated Monte Carlo simulation system. *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* 56 (1), 58–68.
- Lechner, W., Palmans, H., Sölkner, L., Grochowska, P., Georg, D., 2013. Detector comparison for small field output factor measurements in flattening filter free photon beams. *Radiother. Oncol.* 109 (3), 356–360.
- Lee, J., Lee, J., Ryu, D., Lee, H., Ye, S.J., 2018. Fano cavity test for electron Monte Carlo transport algorithms in magnetic fields: comparison between EGSnrc, PENELOPE, MCNP6 and Geant4. *Phys. Med. Biol.* 63 (19), 195013.
- Liu, H.H., Mackie, T.R., McCullough, E.C., 1997. Calculating output factors for photon beam radiotherapy using a convolution/superposition method based on a dual source photonbeam model. *Med. Phys.* 24 (12), 1975–1985.
- Liu, H.H., Mackie, T.R., McCullough, E.C., 2000. Modeling photon output caused by backscattered radiation into the monitor chamber from collimator jaws using a Monte Carlo technique. *Med. Phys.* 27 (4), 737–744.
- Liu, H.H., Verhaegen, F., Dong, L., 2001. A method of simulating dynamic multileaf collimators using Monte Carlo techniques for intensity-modulated radiation therapy. *Phys. Med. Biol.* 46 (9), 2283.
- Ma, C.M., Li, J.S., Pawlicki, T., Jiang, S.B., Deng, J., Lee, M.C., Koumrian, T., Luxton, M., Brain, S., 2002. A Monte Carlo dose calculation tool for radiotherapy treatment planning. *Phys. Med. Biol.* 47 (10), 1671–1689.
- Ma, C.M., Price Jr., R.A., Li, J.S., Chen, L., Wang, L., Fourkal, E., Qin, L., Yang, J., 2004. Monitor unit calculation for Monte Carlo treatment planning. *Phys. Med. Biol.* 49 (9), 1671–1687.
- Mayles, P., Nahum, A., Rosenwald, J.C. (Eds.), 2007. *Handbook of Radiotherapy Physics: Theory and Practice*. CRC Press.
- Mijnheer, B. (Ed.), 2017. *Clinical 3D Dosimetry in Modern Radiation Therapy*. CRC Press.
- Mohan, R., Chui, C., Lidofsky, L., 1985. Energy and angular distributions of photons from medical linear accelerators. *Med. Phys.* 12 (5), 592–597.
- Morales, J.E., Butson, M., Hill, R., et al., 2020. Monte Carlo calculated output correction factors for Gafchromic EBT3 film for relative dosimetry in small stereotactic radiosurgery fields. *Phys. Eng. Sci. Med.* 43, 609–616.
- Musolino, S.V., 2001. Absorbed dose determination in external beam radiotherapy: an international code of practice for dosimetry based on standards of absorbed dose to water; technical reports series No. 398. *Health Phys.* 81 (5), 592–593.
- Park, S.Y., Choi, B.G., Lee, D.M., Jang, N.Y., 2018. Analysis of small-field dosimetry with various detectors. *Prog. Med. Phys.* 29 (4), 164.
- Partanen, M., Ojala, J., Niemelä, J., Björkqvist, M., Keyriläinen, J., Kapanen, M., 2017. Comparison of two Monte Carlo-based codes for small-field dose calculations in external beam radiotherapy. *Acta Oncol.* 56 (6), 891–893.
- Popescu, I.A., Shaw, C.P., Zavgorodni, S.F., Beckham, W.A., 2005. Absolute dose calculations for Monte Carlo simulations of radiotherapy beams. *Phys. Med. Biol.* 50 (14), 3375.
- Reynard, D., Hugtenburg, R.P., 2020. A Monte Carlo intercomparison of peak-to-valley dose ratios and output factors for microbeam radiation therapy. *Radiat. Phys. Chem.* 176, 108980.
- Rucci, A., Carletti, C., Cravero, W., Strbac, B., 2014. Use of IAEA's phase-space files for the implementation of a clinical accelerator virtual source model. *Phys. Med.* 30 (2), 242–248.
- Rustgi, S.N., Working, K.R., 1992. Dosimetry of small field electron beams. *Med. Dosim.* 17 (2), 107–110.
- Sadrollahi, A., Nuesken, F., Licht, N., Rube, C., Dzierma, Y., 2019. Monte-Carlo simulation of the Siemens Artiste linear accelerator flat 6 MV and flattening-filter-free 7 MV beam line. *PLoS One* 14 (1), e0210069.
- Salvat, F., 2015. PENELOPE-2014: A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport. *Diagonal*, vol. 645. Nuclear Energy Agency, Barcelona, Spain.
- Salvat, F., 2014. The PENELOPE code system. Specific features and recent improvements. *SNA+ MC 2013-Joint International Conference on Supercomputing in Nuclear Applications+Monte Carlo (06017)*. EDP Sciences.
- Scott, A.J., Nahum, A.E., Fenwick, J.D., 2009. Monte Carlo modeling of small photon fields: quantifying the impact of focal spot size on source occlusion and output factors, and exploring miniphantom design for small-field measurements. *Med. Phys.* 36 (7), 3132–3144.
- Sempau, J., Andreo, P., 2011. Accurate simulation of ionisation chamber response with the Monte Carlo code PENELOPE. In: *AIP Conference Proceedings*, vol. 1351. American Institute of Physics, pp. 155–163.
- Sempau, J., Andreo, P., Aldana, J., Mazurier, J., Salvat, F., 2004. Electron beam quality correction factors for plane-parallel ionization chambers: Monte Carlo calculations using the PENELOPE system. *Phys. Med. Biol.* 49 (18), 4427.
- Sempau, J., Badal, A., Brualla, L., 2011. A penelope-based system for the automated Monte Carlo simulation of clinics and voxelized geometries—application to far-from-axis fields. *Med. Phys.* 38 (11), 5887–5895.
- Seco, J., Verhaegen, F. (Eds.), 2013. *Monte Carlo Techniques in Radiation Therapy*. CRC Press.
- Sham, E., Seuntjens, J., Devic, S., Podgorsak, E.B., 2008. Influence of focal spot on characteristics of very small diameter radiosurgical beams. *Med. Phys.* 35 (7), 3317–3330.
- Sheikh-Bagheri, D., Rogers, D.W.O., 2002a. Monte Carlo calculation of nine megavoltage photon beam spectra using the BEAM code. *Med. Phys.* 29 (3), 391–402.
- Sheikh-Bagheri, D., Rogers, D.W.O., 2002b. Sensitivity of megavoltage photon beam Monte Carlo simulations to electron beam and other parameters. *Med. Phys.* 29 (3), 379–390.
- Spezi, E., Lewis, D.G., Smith, C.W., 2002. A DICOM-RT-based toolbox for the evaluation and verification of radiotherapy plans. *Phys. Med. Biol.* 47 (23), 4223.
- Sterpin, E., Chen, Y., Lu, W., Mackie, T.R., Olivera, G.H., Vynckier, S., 2011. On the relationships between electron spot size, focal spot size, and virtual source position in Monte Carlo simulations. *Med. Phys.* 38 (3), 1579–1586.
- Tanny, S., Sperling, N., Parsai, E.I., 2015. Correction factor measurements for multiple detectors used in small field dosimetry on the Varian Edge radiosurgery system. *Med. Phys.* 42 (9), 5370–5376.
- Ticoş, D., Scurtu, A., Oane, M., Diplăuş, C., Giubega, G., Călina, I., Ticoş, C.M., 2019. Complementary dosimetry for a 6 MeV electron beam. *Results Phys.* 14, 102377.
- Underwood, T.S.A., Rowland, B.C., Ferrand, R., Vieilleigne, L., 2015. Application of the Exradin W1 scintillator to determine E-diode T60017 and microDiamond 60019 correction factors for relative dosimetry within small MV and FFF fields. *Phys. Med. Biol.* 60 (17), 6669.
- Underwood, T.S.A., Winter, H.C., Hill, M.A., Fenwick, J.D., 2013. Mass-density compensation can improve the performance of a range of different detectors under non-equilibrium conditions. *Phys. Med. Biol.* 58 (23), 8295.
- Weber, C., Kranzer, R., Weidner, J., Kröninger, K., Poppe, B., Looe, H.K., Poppinga, D., 2020. Small field output correction factors of the microSilicon detector and a deeper understanding of their origin by quantifying perturbation factors. *Med. Phys.* 47, 3165–3173.
- Yani, S., Rhani, M.F., Soh, R.C.X., Haryanto, F., Arif, I., 2017. Monte Carlo simulation of Varian Clinac IX 10 MV photon beam for small field dosimetry. *Int. J. Radiat. Res.* 15 (3), 275–282.