

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**  
**Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique**  
**UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE HOUARI BOUMEDIENE**  
**FACULTE DE PHYSIQUE**



**MEMOIRE**

**Présenté pour l'obtention du diplôme de MAGISTER**

**En: PHYSIQUE**

**Spécialité : Physique Médicale**

**Par : Mme SID AHMED Tassadit**

**Sujet**

**ETUDE PAR LE CODE MONTE CARLO PENELOPE  
DES FAISCEAUX DE PHOTONS DE HAUTE  
ENERGIE PRODUITS PAR UN ACCELERATEUR  
LINEAIRE VARIAN 2100C**

Soutenu publiquement le 18/12/2012, devant le jury composé de :

<b>Mr CHAMI Ahmed Chafik</b>	<b>Professeur à l'USTHB)</b>	<b>Président</b>
<b>Mr HERRATI Ammar</b>	<b>Chargé de Recherche au CRNA</b>	<b>Directeur de mémoire</b>
<b>Mme FRAHI-AMROUN Akila</b>	<b>Professeur à l'USTHB</b>	<b>Examineur</b>
<b>Mr HOCINI Brahim</b>	<b>Maître Assistant /A à l'USDB</b>	<b>Examineur</b>
<b>Mr ARIB Mehenna</b>	<b>Maître de Recherche au CRNA</b>	<b>Examineur</b>

## REMERCIEMENTS

*Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à mon promoteur Mr Herrati Ammar, Chargé de Recherche au Centre de Recherche Nucléaire d'Alger pour avoir défini et dirigé ce sujet de recherche. Je le remercie pour ses engagements et pour avoir mis toutes ses compétences professionnelles et ses qualités humaines pour le bon déroulement et l'aboutissement de ce travail.*

*Tous mes remerciements vont ensuite à mon Professeur à l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumédiène, Mr Chami Ahmed Chafik pour m'avoir fait l'honneur de présider ce Jury et pour l'enseignement de qualité qu'il nous a prodigué durant la formation de Magister qui m'a beaucoup servi pour la compréhension des phénomènes physiques implémentés dans le code Monte Carlo PENELOPE.*

*Je remercie vivement Mme Frahi Amroun Akila Professeur à l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumédiène pour m'avoir fait l'honneur d'examiner ce travail. Je tiens également à lui exprimer toute mes considérations et mon respect pour son dévouement et pour n'avoir ménagé aucun effort pour l'aboutissement de la formation de physique médicale.*

*Toute ma gratitude va ensuite à mon collègue, responsable du laboratoire de Métrologie et Directeur de division de Physique Radiologique, Mr Arib Mehenna Maître de Recherche A au Centre de Recherche Nucléaire d'Alger, d'abord pour avoir accepté de juger ce travail et pour avoir considérablement contribué à le faire aboutir en mettant à ma disposition tout le matériel informatique du laboratoire. Je le remercie également pour ses encouragements, ses recommandations et sa disponibilité pour la réalisation des mesures expérimentales au niveau de l'hôpital de Blida.*

*Je tiens à remercier vivement Mr Hocini Brahim Maître-Assistant A à l'Université Saad Dahleb de Blida et Physicien Médical pour sa disponibilité et l'intérêt qu'il a manifesté à juger ce travail.*

*Mes remerciements vont ensuite à Mr Khoudri Saad, Physicien Médical au Centre Anti Cancer de Blida, pour sa disponibilité et pour son aide pour la réalisation des mesures à l'hôpital.*

*Je tiens à remercier également mes collègues au Centre de Recherche Nucléaire d'Alger pour leurs encouragements et pour m'avoir aidée à réaliser mes calculs en mettant à ma disposition leur matériel informatique, à commencer par H. Mazrou, M. Belmessaoud, N. Zenine et Mme Z. Mokrani. Je voudrai aussi remercier mes collègues F. Amrouche, S. Rekab, D. Imatoukène, T. Medjadj, M. Bouchefer, Mme O. Moussous, sans oublier Melle F. Lafer, K. Rekis (Krimo) et Mme S. Mihoubi pour m'avoir soutenue et encouragée durant la réalisation de ce travail.*

*Je remercie également tous les enseignants de la formation de Magister en physique médicale pour la qualité de l'enseignement prodigué.*

# Dédicaces

---

*Ce mémoire est exclusivement dédié à mon défunt papa, que Dieu l'accueille dans son vaste paradis.*

*A ma chère Maman que Dieu lui prête vie, pour son affection, son soutien, sa présence et son aide. Sans elle, je n'aurai jamais pu mener à terme mon travail.*

*A mon Epoux et à mes enfants, Rafik et Ryan, pour leur patience, leur compréhension, leur présence et leurs encouragements.*

*A mes frères Khaled et Hakim ainsi qu'à tous les membres de ma famille et de ma belle-famille.*

---

## RESUME

Le code Monte Carlo PENELOPE a été utilisé pour la simulation des faisceaux de photons d'un accélérateur de radiothérapie de type Varian2100C installé au Centre Anti Cancer de Blida. La modélisation de la tête de l'accélérateur a été réalisée avec les données fournies par le constructeur. Pour mener à terme ce travail, des modifications ont été apportées au programme principal PENMAIN, et des programmes pour le traitement des données issues de la simulation (PDD, profils de dose, PSF et spectres) ont été développés.

Dans un premier temps, une étude approfondie du code a été réalisée pour optimiser les paramètres de simulation et des techniques de réduction de variance, que nous avons appliquées pour réduire l'incertitude statistique. La suite du travail a porté sur le paramétrage du faisceau d'électrons initial responsable de la production des photons (rayonnement de freinage) pour les deux modes de fonctionnement de l'accélérateur 6 MV et 18 MV. Les paramètres étudiés sont l'énergie moyenne et la distribution spatiale en intensité (dite tache focale) du faisceau.

L'adaptation des paramètres du modèle, communément appelée 'tuning' est passée par la génération des fichiers PSF à la sortie de la tête puis, par le calcul des distributions de dose dans un fantôme homogène. L'ensemble des résultats de simulation ont été comparés aux mesures expérimentales. Le meilleur accord a été obtenu pour l'énergie moyenne d'électrons primaires égale à 6.5 MeV avec un diamètre de la tache focale de 2.3 mm et une énergie de 18.3 MeV avec un diamètre de la tache focale de 4 mm, pour le mode 6 MV et 18 MV respectivement. Les écarts entre les rendements en profondeur calculés et mesurés sont inférieurs à 2% pour les deux modes et la comparaison entre les profils de dose a donné des écarts inférieurs à 2% dans la zone centrale et en dehors du champ et une DTA inférieure à 2mm dans la pénombre.

Mot-clé : simulation Monte Carlo, PENELOPE, accélérateur linéaire médical.

---

# TABLE DES MATIERES

<b>INTRODUCTION</b> .....	1
<b>CHAPITRE 1</b> <b>LE CODE MONTE CARLO PENELOPE</b> .....	3
1.1    UTILISATION DES CODES MONTE CARLO EN RADIOTHERAPIE .....	3
1.2    PRINCIPE DE LA METHODE MONTE-CARLO.....	4
1.3    SIMULATIONS MONTE-CARLO PAR LE CODE PENELOPE.....	5
1.3.1    LES MODELES DE DIFFUSION DU CODE MC PENELOPE.....	6
1.3.1.1    LE TRANSPORT DES PARTICULES DANS LE MILIEU .....	6
1.4    DESCRIPTION DU CODE PENELOPE (SALVAT ET AL 2008) .....	9
1.4.1 <i>Structure générale</i> .....	9
1.4.2    LE PROGRAMME PENGEOM.....	10
1.4.2.1    Les bases de la géométrie dans le module 'PENGEOM' .....	11
1.4.2.2    Le fichier de géométrie (*.geo) .....	13
1.4.3    LE PROGRAMME MATERIAL ET LES FICHIERS MATERIAUX (*.MAT) .....	14
1.4.4    LE PROGRAMME PRINCIPAL PENMAIN .....	14
1.4.5    FICHER D'ENTREE DE LA SIMULATION (*.IN).....	18
1.4.6    TECHNIQUES DE REDUCTION DE VARIANCE .....	20
1.4.6.1 <i>Définition de l'efficacité d'une simulation</i> .....	21
1.4.6.2 <i>Splitting et Roulette Russe</i> .....	21
1.4.6.3 <i>Interaction Forcée</i> .....	22
1.4.7    ESPACE DES PHASES .....	22
<b>CHAPITRE 2</b> <b>MODELISATION DES FAISCEAUX DE PHOTONS DU VARIAN 2100C AVEC PENELOPE</b> ...	24
2.1    PRINCIPE DE PRODUCTION DE PHOTONS DE HAUTE ENERGIE.....	24
2.1.1    ETUDE DU FAISCEAU PRIMAIRE D'ELECTRONS ET DE SON INTERACTION AVEC LA CIBLE	25
2.1.2    INTERACTION AVEC LES DIFFERENTS MODULES .....	26
2.1.3    CONTAMINATION ELECTRONIQUE .....	27
2.1.4    CONTAMINATION NEUTRONIQUE .....	28
2.2    DESCRIPTION PHYSIQUE DE L'ACCELERATEUR VARIAN 2100C .....	28
2.2.1    LA VOIE DES PHOTONS .....	29
2.2.2    LA VOIE D'ELECTRONS .....	31
2.3    MODELISATION MONTE CARLO DE LA TETE DE L'ACCELERATEUR VARIAN 2100C EN MODE PHOTONS.....	33
2.4    VERIFICATION DE LA MODELISATION DES MACHOIRES.....	37

<b>CHAPITRE 3</b>	<b>OPTIMISATION DES PARAMETRES DE SIMULATION ET CRITERES DE VALIDATION..</b>	<b>39</b>
3.1	OPTIMISATION DES PARAMETRES DE SIMULATION .....	39
3.1.1	<i>Etude de l'influence des Energies de coupures EABS et des paramètres de transport <math>C_1</math>, <math>C_2</math> sur les résultats de simulation</i> .....	39
3.1.1.1	<i>Choix des énergies de coupures EABS (KPAR, M)</i> .....	40
3.1.1.2	<i>Choix des paramètres de transport <math>C_1</math> et <math>C_2</math></i> .....	41
3.2	OPTIMISATION DES PARAMETRES DE REDUCTION DE VARIANCE. ....	43
3.2.1	<i>Etude de l'influence de l'utilisation de l'interaction forcée</i> .....	43
3.2.2	<i>Etude de l'influence de l'utilisation du 'Splitting'</i> .....	45
3.3	RECOMMANDATION DE VALIDATION DES SIMULATIONS .....	47
3.3.1	OUTILS DE COMPARAISON DE DOSE .....	47
3.3.2	CRITERES D'ACCEPTABILITE DES DOSES CALCULEES .....	48
3.4	MESURES EXPERIMENTALES.....	50
<b>CHAPITRE 4</b>	<b>RESULTATS ET VALIDATION</b> .....	<b>52</b>
4.1	GENERALITES .....	52
4.2	METHODOLOGIE ADOPTEE .....	53
4.3	DEFINITION D'UN NOUVEAU TYPE DE SOURCE DANS LE PROGRAMME PENMAIN.....	55
4.4	ADAPTATION DES PARAMETRES DE L'ACCELERATEUR POUR LE FAISCEAU 6 MV .....	58
4.4.1	<i>Caractérisation de l'énergie moyenne du faisceau d'électrons primaires</i> .....	58
4.4.2	<i>Caractérisation de la tache focale du faisceau d'électrons primaires</i> .....	63
4.4.3	<i>Etude de l'influence des différents modules de la tête sur le faisceau de photons</i> .....	69
4.5	ADAPTATION DES PARAMETRES DE L'ACCELERATEUR POUR LE FAISCEAU du 18 MV .....	71
4.5.1	<i>Caractérisation de l'énergie du faisceau d'électrons primaires</i> .....	71
4.5.2	<i>Caractérisation De la tache focale Du Faisceau d'électrons Primaires</i> .....	76
4.6	CONTAMINATION ELECTRONIQUE DU FAISCEAU DE PHOTONS.....	79
4.7	COMPARAISON DES CARACTERISTIQUES DOSIMETRIQUES DE L'ACCELERATEUR VARIAN 2100C. ....	81
4.8	ETUDE DE L'EFFET DU CONE EGALISATEUR SUR LE FAISCEAU DE PHOTONS .....	81
4.1	ANALYSE DES FICHIERS ESPACE DES PHASES .....	84
	CONCLUSION ET PERSPECTIVES .....	90
	REFERENCES .....	92
ANNEXE A	Matériaux constituant la tête d'irradiation du VARIAN 2100C .....	97
ANNEXE B	PARAMETRES DOSIMETRIQUES CARACTERISANT LES FAISCEAUX DE PHOTONS UTILISES EN RADIOTHERAPIE .....	98
ANNEXE C	VERIFICATION DES TAILLES DE CHAMPS.....	100
ANNEXE D	DEVELOPPEMENT D'UN UTILITAIRE POUR L'ANALYSE DES PSF .....	102

# ABBREVIATIONS & SYMBOLES

---

MC	Monte Carlo
EGS	Electron Gamma Shower
GEANT	GEometry ANd Tracking
MCNP	Monte-Carlo N-Particle transport
PENELOPE	PENetration and Energy LOSS of Positrons and Electrons
ICRU	International Commission on Radiation Units and Measurements
RX	Rayons X
$e^-$ , $e^+$	Electron, positron
MLC	MultiLeaf Collimator (Collimateur Multi Lames)
TPS	Treatment Planning System (Système de planification de traitement)
Mode X6 et X18	Accélérateur en mode de fonctionnement photons respectivement en 6 et 18 MV
PSF	Phase Space File ou fichier espace des phases
PDD	Percentage Depth Dose ou rendement de dose en profondeur
PD	Profil de Dose
TF	Tache focale
$Z_{\max}$	Profondeur de dose maximale dans l'eau
$TPR_{20.10}$	'Tissue-Phantom Ratio' ou rapport tissu-fantôme. Indice de qualité d'un faisceau de RX de haute énergie
$E_{e^-}$	Energie moyenne du faisceau d'électrons initial
$R_{e^-}$	Rayon de la distribution radiale en intensité du faisceau d'électrons initial
$E_{\text{moy}}$	Energie moyenne des photons

## LISTE DES TABLEAUX

### Chapitre 1

<b>Tableau 1.1 :</b> Sections efficaces du code PENELOPE [Salvat <i>et al</i> 2008]	8
<b>Tableau 1.2:</b> Equations réduite des quadratiques utilisées dans PENGEOM	12

### Chapitre 2

<b>Tableau 2.1 :</b> Nombre de surfaces, corps et modules délimitant chaque partie de la tête de l'accélérateur	35
---	----

### Chapitre 3

<b>Tableau 3.1 :</b> Influence de la variation de EABS ( $e^-$ , $e^+$ , M) sur la simulation	41
<b>Tableau 3.2 :</b> Influence de la variation de $C_1$ et $C_2$ sur la simulation	42
<b>Tableau 3.3 :</b> Energies de coupures utilisés pour des études similaires	43
<b>Tableau 3.4 :</b> Influence du paramètre de forcing sur les simulations	45
<b>Tableau 3.5 :</b> Influence du paramètre de Splitting sur la simulation des PDD	47
<b>Tableau 3.6 :</b> critères d'acceptabilité pour les écarts entre doses calculées et mesurées	50

### Chapitre 4

<b>Tableau 4.1 :</b> Comparaison de l'énergie moyenne des photons calculée avec la littérature, pour le mode X6	60
<b>Tableau 4.2 :</b> Comparaison entre les différentes études en termes d'énergie moyenne ( $E_{e^-}$ ) et de rayon de distribution radiale en intensité ( $R_{e^-}$ ) des électrons.	64
<b>Tableau 4.3 :</b> Comparaison de l'énergie moyenne des photons calculée avec la littérature, pour le mode X18 pour le Varian 2100C	73
<b>Tableau 4.3 :</b> Comparaison de l'énergie moyenne des photons calculée avec la littérature, pour le mode X18 pour le Varian 2100C.	73
<b>Tableau 4.4 :</b> Comparaison entre les différentes études en termes d'énergie moyenne ( $E_{e^-}$ ) et de rayon de distribution radiale en intensité ( $R_{e^-}$ ) des électrons pour le mode 18 MV	79
<b>Tableau 4.5 :</b> caractéristiques dosimétriques du faisceau de photons du Varian 2100C	81
<b>Tableau 4.6 :</b> Energies moyennes des photons avec et sans le cône égalisateur pour la taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$	82
<b>Tableau 4.7 :</b> Energies moyennes des photons dans les plans d'enregistrement	85

# LISTE DES FIGURES

## Chapitre 1

<b>Figure 1.1:</b> Structure de l'ensemble des programmes et fichiers d'entrée du code PENELOPE	10
<b>Figure 1.2:</b> quelques surfaces réalisables avec PENGEOM	11
<b>Figure 1.3:</b> Définition des surfaces dans PENGEOM	12
<b>Figure 1.4 :</b> Algorithme du programme principal PENMAIN	15
<b>Figure 1.5:</b> Représentation de l'algorithme du programme principal PENMAIN	16

## Chapitre 2

<b>Figure 2.1 :</b> Schéma représentatif d'un accélérateur linéaire	25
<b>Figure 2.2 :</b> l'accélérateur Varian 2100C du CAC Blida	29
<b>Figure 2.3:</b> Cibles du Varian 2100C '6x/18x dual energy linac'	29
<b>Figure 2.4:</b> Filtre égalisateur pris d'un Varian 2100C, en mode 18MV	30
<b>Figure 2.5:</b> a) collimateur multi-lames, b) accélérateur linéaire équipé d'un collimateur multi-lames	31
<b>Figure 2.6:</b> Feuilles de diffusion et Applicateurs pour les électrons du Varian 2100C pour le mode électrons	32
<b>Figure 2.7 :</b> Varian 2100C en mode photons représenté sans les MLC	33
<b>Figure 2.8 :</b> Varian 2100C en mode électrons	33
<b>Figure 2.9 :</b> filtre égalisateur du mode 6 MV (représentation GVIEW2D)	35
<b>Figure 2.10 :</b> filtre égalisateur du mode 18 MV (représentation GVIEW2D)	36
<b>Figure 2.11 :</b> Représentation de l'accélérateur Varian 2100C (visualisation GVIEW2D)	36
<b>Figure 2.12 :</b> Vérification de la modélisation des mâchoires de l'accélérateur linéaire VARIAN 2100C, source de basse énergie (10 keV)	37
<b>Figure 2.13 :</b> Vérification de la modélisation des mâchoires de l'accélérateur linéaire VARIAN 2100C, source de haute énergie (3 MeV)	38

## Chapitre 3

<b>Figure 3.1 :</b> Géométrie adoptée pour l'étude de l'influence des paramètres de simulation	40
<b>Figure 3.2 :</b> Variation de la distribution énergétique des photons (6MV) en fonction de EABS	40
<b>Figure 3.3:</b> Variation du spectre d'énergie de photons en fonction de C1, C2	42
<b>Figure 3.4 :</b> Influence de l'application l'interaction forcée sur le spectre en énergie et sur l'incertitude statistique de simulation	44
<b>Figure 3.5 :</b> Variation de l'erreur statistique de simulation en fonction du paramètre de forcing; de haut en bas : IFORCE= sans, 10, 20, 50	44
<b>Figure 3.6 :</b> Rendements de dose en profondeur calculés avec PENELOPE à partir d'un PSF pour différents paramètres de splitting	46

- Figure 3.7 :** Variation de l'erreur statistique de simulation en fonction du paramètre de splitting; de haut en bas : ISPLIT=1, 5, 10, 20, 50 46
- Figure 3.8 :** Régions de validité des critères  $\delta_1$  à  $\delta_4$ ,  $RW_{50}$  et  $\delta_{50-90}$  pour comparer les courbes de rendement en profondeur PDD (à gauche) et des profils de dose (à droite) calculées et mesurées 49
- Figure 3.9 :** Dispositif expérimental pour la mesure des distributions de doses : Varian 2100C, fantôme en PMMA, chambre d'ionisation et électromètre 51

#### Chapitre 4

- Figure 4.1 :** A droite, la géométrie adoptée pour le calcul des PSF avec l'emplacement des deux plans d'enregistrement ; à gauche, la géométrie du fantôme d'eau en PMMA avec en bas la représentation de la taille des voxels 54
- Figure 4.2 :** Géométrie utilisée pour tester la forme de la tache focale (plan 1 : au-dessus de la cible, Plan 2 : à l'interface entre le W et le Cu, Plan 3 : au-dessous de la cible, Plan 4 : au niveau de la fenêtre en Be) 56
- Figure 4.3 :** Répartition (distribution) des particules enregistrées dans les PSF au niveau des différents plans définis dans la figure 4.2 pour les trois taches focales (1mm, 2mm et 3mm) 57
- Figure 4.4 :** variation du spectre d'énergie des photons en fonction de l'énergie des électrons 58
- Figure 4.5 :** variation de l'énergie moyenne des photons en fonction de l'énergie des électrons 59
- Figure 4.6:** Comparaison entre les PDD calculés et mesurés normalisés à  $Z_{max}$  en mode X6 61
- Figure 4.7 :** Variation de l'écart moyen entre les PDD calculés et mesurés en fonction de l'énergie des électrons en mode X6 63
- Figure 4.8 :** Comparaison entre les profils de dose calculés et mesurés pour la taille de champ (10x10)  $cm^2$  mode X6, pour les diamètres de taches focales : faisceau fin, 1, 2, 2.3, 2.5, 3mm 65
- Figure 4.9 :** Comparaison entre les profils de dose calculés et mesurés pour la taille de champ (25x25)  $cm^2$  mode X6, pour les diamètres de taches focales : faisceau fin, 1, 2, 2.3, 2.5, 3mm 66
- Figure 4.10 :** Comparaison entre les profils de dose calculés et mesurés pour la taille de champ (40x40)  $cm^2$  mode X6, pour les diamètres de taches focales : faisceau fin, 1, 2, 2.3, 2.5, 3 mm 67
- Figure 4.11 :** Courbes de rendement de dose en profondeur en mode X6, pour les tailles de champ (10x10) et (25x25)  $cm^2$ , représentées avec les écarts calcul-mesure (en bleu) :  $Ee^- = 6.5$  MeV et TF=2.3mm 68
- Figure 4.12 :** profils de dose en mode X6, taille de champ (10x10)  $cm^2$  à différentes profondeurs :  $Ee^- = 6.5$ MeV et TF=2.3mm 68
- Figure 4.13 :** profils de dose en mode X6, taille de champ (25x25)  $cm^2$  à différentes profondeurs :  $Ee^- = 6.5$ MeV et TF=2.3mm 69

<b>Figure 4.14 :</b> position des PSF (mode X6)	70
<b>Figure 4.15 :</b> Représentation spectrale du faisceau de photons X6 au niveau des différents PSF	70
<b>Figure 4.16 :</b> Variation de l'énergie moyenne des photons en mode X6 en fonction de la position des plans espace des phases par rapport à la cible : $E_e^- = 6.5 \text{ MeV}$ et $TF=2.3\text{mm}$	71
<b>Figure 4.17 :</b> Comparaison entre les spectres des photons correspondant à différentes énergies des électrons	72
<b>Figure 4.18 :</b> Variation de l'énergie moyenne des photons en fonction de l'énergie des électrons initiaux en mode X18	72
<b>Figure 4.19 :</b> Comparaison entre les PDD calculés en mode X18 pour différentes énergies et mesurés normalisés à 10 cm de profondeur. Les courbes en bleu (axe des ordonnées à droite) représentent les écarts relatifs entre le calcul et la mesure	74
<b>Figure 4.20:</b> Variation de l'écart moyen entre les PDD calculés et mesurés en fonction de l'énergie des électrons, mode X18	75
<b>Figure 4.21 :</b> Influence du diamètre de la tache focale sur l'épaulement du profil de dose, pour une énergie des électrons = 18.3 MeV	76
<b>Figure 4.22 :</b> Comparaison des profils de dose calculés et mesurés pour le mode 18 MV pour la taille de champ (10x10) $\text{cm}^2$ pour les diamètres de taches focales : faisceau fin, 1, 2, 3, 4, 5mm	77
<b>Figure 4.23:</b> Courbes de rendement de dose en profondeur calculée et mesurée représentées avec les écarts calcul-mesure (en bleu) pour le mode X18, pour la taille de champ (10x10) $\text{cm}^2$ . Energie moyenne des électrons = 18.3 MeV, diamètre de tache focale = 4mm	78
<b>Figure 4.24 :</b> Profils de dose calculés et mesurés pour le mode X18 pour la taille de champ (10x10) $\text{cm}^2$ . Energie moyenne des électrons =18.3 MeV, diamètre de tache focale = 4mm à différentes profondeurs	78
<b>Figure 4.25 :</b> Distribution énergétique des photons, des électrons et des positrons à 100 cm de la cible pour le mode 6MV	79
<b>Figure 4.26 :</b> Spectre énergétique des photons, des électrons et des positrons à 100 cm de la cible pour le mode 18MV	80
<b>Figure 4.27 :</b> Rendement de dose en profondeur des électrons seuls en mode photons : à gauche pour le mode X6 et à droite X18	80
<b>Figure 4.28 :</b> Distribution énergétique des photons, électrons et positrons sur le plan espace des phases à 100 cm de la cible, en l'absence du cône égalisateur, taille du champ 10x10 $\text{cm}^2$ pour le mode X6	82
<b>Figure 4.29 :</b> Distribution énergétique des photons, électrons et positrons sur le plan espace des phases à 100 cm de la cible, en l'absence du cône égalisateur, taille de champ 10x10 $\text{cm}^2$ pour le mode X18	82
<b>Figure 4.30 :</b> Représentation des profils de dose calculés avec et sans cône égalisateur X6 MV, (10x10) $\text{cm}^2$ à 10cm de profondeur	83
<b>Figure 4.31 :</b> Représentation des profils de dose calculés avec et sans cône égalisateur X6 MV, (40x40) $\text{cm}^2$ à 10cm de profondeur	83
<b>Figure 4.32 :</b> Représentation des profils de dose calculés avec et sans cône égalisateur X18 MV, (10x10) $\text{cm}^2$ à 10cm de profondeur	83

**Figure 4.33** : Représentation des profils de dose : calculé sans cône égalisateur et mesuré X18 MV, (40x40) cm<sup>2</sup> 84

**Figure 4.34** : Plan d'enregistrement des photons (PSF divisé en anneaux) de surfaces égales 84

**Figure 4.35** : Caractéristiques du faisceau de **photons** ( mode **X6**) au niveau du **PSF** (à la surface du fantôme à 100 cm de la cible et en présence du cône égalisateur: champ 10cm x 10cm). De gauche à droite et de haut en bas : distribution énergétique dans chaque anneau, énergie moyenne des photons en fonction du rayon, fluence photonique et énergétique en fonction de la distance hors axe 86

**Figure 4.36** : Caractéristiques du faisceau de **photons** ( mode **X18**) au niveau du **PSF** à la surface du fantôme à **100 cm** de la cible et en présence du cône égalisateur: champ 10cm x 10cm. De gauche à droite et de haut en bas : distribution énergétique dans chaque anneau, énergie moyenne des photons en fonction du rayon, fluence photonique et énergétique en fonction de la distance hors axe 87

**Figure 4.37** : Caractéristiques du faisceau de **photons** ( mode **X6**) au niveau du **PSF** (à la surface du fantôme à 100 cm de la cible en l'absence du cône égalisateur : champ 10cm x 10cm. De gauche à droite et de haut en bas : distribution énergétique dans chaque anneau, énergie moyenne des photons en fonction du rayon, fluence photonique et énergétique en fonction de la distance hors axe 88

**Figure 4.38** : Caractéristiques du faisceau de **photons** ( mode **X18**) au niveau du **PSF** (à la surface du fantôme à 100 cm de la cible en l'absence du cône égalisateur : champ 10cm x 10cm. De gauche à droite et de haut en bas : distribution énergétique dans chaque anneau, énergie moyenne des photons en fonction du rayon, fluence photonique et énergétique en fonction de la distance hors axe 89

# INTRODUCTION

---

Les photons de haute énergie produits par les accélérateurs linéaires médicaux sont largement utilisés en radiothérapie pour le traitement de certaines tumeurs. La radiothérapie consiste à délivrer une dose précise de rayonnements ionisants dans un volume tumoral, tout en préservant au mieux les tissus sains environnants. Le gain thérapeutique est optimisé en augmentant la dose reçue par la tumeur et en diminuant la dose reçue par les tissus sains. Il a été montré qu'un sous dosage de 5% de la tumeur peut diminuer les chances de guérisons de 15%, tandis qu'un surdosage de 5% des tissus sains environnants peut causer des dommages irréversibles [I. J Chetty et al 2007].

La méthode Monte Carlo est considérée comme la référence pour les calculs dosimétriques en physique médicale [K. Aljarrah et al 2010]. Elle est utilisée de manière indirecte dans les systèmes de planning de traitement (TPS) actuels du moment que les kernels dosimétriques utilisés dans les algorithmes de superposition-convolution sont pré-calculés par des codes Monte Carlo [Podgorsak 2005]. La méthode Monte Carlo tend à être de plus en plus implémentée dans les logiciels de planification de traitement, mais les temps de calcul qu'elle requiert sont encore trop importants pour être utilisée en routine clinique. Actuellement, les TPS utilisent des algorithmes analytiques plus rapides et suffisamment précis pour une grande partie des traitements mais, leurs limites sont clairement mises en évidence dans les milieux hétérogènes, notamment aux interfaces avec un fort gradient de densités [L. BLAZY-AUBIGNAC 2004].

Un calcul précis de la dose nécessite une bonne modélisation de la géométrie de la tête de l'accélérateur et un bon paramétrage du faisceau d'électrons initial incident sur la cible. Toute erreur dans la détermination des paramètres du faisceau provoque une erreur systématique dans le calcul de la dose au patient [K.ALJARRAH et al 2010], [L. BLAZY-AUBIGNAC 2004], [H.K. KIM et al 2006], [A.TZEDAKIS et al 2004], [F.VERHAEGEN et al 2003].

Les travaux présentés dans ce mémoire traitent de la modélisation de l'accélérateur linéaire médical Varian 2100C élaboré par le constructeur Varian Medical Systems (présent au centre Anti Cancer de Blida) par le code Monte Carlo PENELOPE, pour les deux modes photons 6 MV et 18 MV.

L'objectif principal de ce travail est de valider un modèle d'accélérateur linéaire médical afin qu'il soit utilisé pour des calculs de dose au patient ou dans un fantôme. Cette validation passe d'abord par une bonne modélisation de la géométrie de la tête de l'accélérateur, suivie

d'un bon paramétrage du faisceau d'électrons initial. Cette dernière étape est réalisée en comparant les distributions de doses issues des simulations à celles mesurées pour des configurations simples. Une fois le modèle validé, les fichiers espaces des phases calculés à la sortie de la tête pourront être utilisés pour la simulation des configurations complexes, où la mesure est impossible à faire et où les TPS sont imprécis.

Dans ce mémoire, notre volonté a été de présenter en premier lieu le code Monte Carlo PENELOPE utilisé pour l'ensemble de notre étude par le biais d'un résumé le plus concis possible. Dans le premier chapitre, nous décrivons brièvement la gestion du transport et des interactions des particules dans le milieu puis, nous traitons de la présentation du code PENELOPE, où nous présentons en premier la structure générale du code avec les différentes sous-routines qui le constituent puis, les différents fichiers d'entrée nécessaires à la simulation.

Nous présentons dans le deuxième chapitre le principe de production de photons de haute énergie dans les accélérateurs linéaires, suivi d'une description générale de l'accélérateur Varian 2100C pour les deux modes photons et électrons. Nous décrivons par la suite la modélisation de la tête de l'accélérateur en mode photons (X6 et X18) à l'aide du code Monte Carlo PENELOPE.

Le troisième chapitre est consacré à l'optimisation des paramètres de simulation et des méthodes de réduction de variance, où une étude de l'influence de tous les paramètres sur la précision et la rapidité de la simulation a été réalisée. Nous présentons également dans cette partie les critères de validation appliqués à notre modèle.

Le quatrième chapitre aborde enfin la validation proprement dite de notre modèle d'accélérateur en déterminant les caractéristiques physiques du faisceau d'électrons initial qui donne les distributions de dose les plus en accord avec les mesures effectuées au sein de l'accélérateur médical du CAC Blida. Dans ce chapitre, nous présentons l'ensemble de nos résultats de simulation concernant les caractéristiques des faisceaux de photons issus de la tête du Varian 2100C.

# Chapitre 1

---

**LE CODE MONTE CARLO PENELOPE**

## 1.1 UTILISATION DES CODES MONTE CARLO EN RADIOTHERAPIE

Historiquement, la première utilisation connue de la méthode Monte-Carlo date du 18<sup>e</sup> siècle. Elle a servi à déterminer une valeur approchée du nombre  $\pi$ . Ce n'est que pendant la seconde guerre mondiale, avec l'apparition des outils informatiques et les travaux de Fermi, Von Neumann et Ulam, que la méthode Monte-Carlo a été appliquée, pour la première fois, au transport des particules lors de la conception de la première bombe atomique [Metropolis and Ulam 1949]. La méthode Monte-Carlo (MC) a énormément évolué et s'est largement généralisée [Reaside 1976, Turner *et al* 1985, Rogers and Bielajew 1990, Zaïdi and Sgouros 2003].

A ce jour, dans le cadre des applications radiothérapeutiques, la méthode Monte-Carlo est généralement décrite comme étant l'une des méthodes les plus précises pour calculer la dose délivrée [Andreo 1991, Rogers and Bielajew 1990, Mackie 1990, Rogers 1991, Ma and Jiang 1999]. Une meilleure connaissance des sections efficaces d'interactions des particules avec la matière ainsi que l'augmentation considérable des puissances de calcul a contribué à l'apparition de nombreux codes de Monte-Carlo tels que EGS4 [Nelson *et al* 1985], EGS4/BEAM [Rogers *et al* 1995], GEANT (1995), EGSnrc [Kawrakow 2000], MCNP4 [Briesmeister 2000], et PENELOPE [Salvat *et al* 2001]. Des améliorations continues leur ont permis de s'imposer dans le domaine de la dosimétrie.

Au cours des trente dernières années, de nombreux travaux ont porté sur la simulation des faisceaux de particules issus des accélérateurs linéaires utilisés en radiothérapie. Au départ, seules de très simples géométries ont pu être modélisées en raison de la puissance de calcul des ordinateurs. A titre d'exemple, Mc Call [Mc Call *et al* 1978] s'était intéressé à l'influence que pouvait avoir certains éléments de la tête d'irradiation d'un accélérateur linéaire (cibles et filtres) sur l'énergie moyenne d'un faisceau de photons de 25 MV en utilisant le code EGS3 [Ford and Nelson, 1978].

Les années 80 sont marquées par les premières modélisations complètes des têtes d'irradiation des accélérateurs linéaires ; on peut citer, en référence, les travaux de [Patau et al 1978, Nilsson et Brahme 1981, Petti et al 1983 et Mohan 1985]. Il est désormais possible de modéliser les géométries les plus complexes de la cible aux systèmes de collimation [Chaney *et al* 1994, Lovelock *et al* 1995, Rogers *et al* 1995, Lee 1997, Sheikh-Bagheri and Rogers

2002, Lewis *et al* 1999, Mazurier *et al* 1999]. Enfin les années 2000, sont les années au cours desquelles se généralise l'utilisation de collimateur multi-lames sur les accélérateurs de radiothérapie [De Vlaminck *et al* 1999, Haryanto *et al* 2002 et Van de Walle *et al* 2003]. L'utilisation de nombreux faisceaux de faible section, pour lesquels les mesures de dose sont délicates, a également fortement relancé l'intérêt des codes MC en radiothérapie.

Les synthèses bibliographiques sur l'utilisation des codes MC en radiothérapie, réalisées par [Ma and Jiang 1999] et [Verhaegen and Seuntjens 2003], concluent que les codes MC occuperont, dans les années à venir, une place privilégiée au sein des outils mis à disposition des services de radiothérapie, tant au niveau de la planification des traitements qu'au niveau du contrôle qualité des calculs de dose.

## 1.2 PRINCIPE DE LA METHODE MONTE-CARLO

Les photons, les électrons et les positrons qui pénètrent dans la matière subissent de nombreuses interactions au cours desquelles de l'énergie est transférée à la matière. Les méthodes analytiques, telle que la résolution de l'équation de Boltzmann, peuvent être utilisées pour rendre compte du transport des particules. Malheureusement, il n'est pas toujours possible de résoudre ce type d'équation en particulier dans le cas de géométries complexes. En revanche, les méthodes Monte-Carlo sont des méthodes statistiques de simulation qui corrént des processus aléatoires avec des processus physiques. Le transport des particules dans la matière peut être «suivi», en déterminant la trajectoire et les interactions de chaque particule (primaire et secondaire) depuis son point d'entrée jusqu'à sa sortie ou absorption dans le milieu. Selon le principe de la méthode MC, la trajectoire de chaque particule est simulée, individuellement, en tirant au hasard les paramètres physiques des interactions (position de l'interaction, nature de l'interaction, type de particule secondaire créé, transfert d'énergie, angle de diffusion...), selon les distributions de probabilité qui décrivent les processus physiques mis en jeu. Ces distributions de probabilités sont déterminées à partir des différentes sections efficaces des interactions qui sont propres au type et à l'énergie de la particule incidente ainsi qu'aux matériaux impliqués.

Le transport de la particule (histoire) est reproduit en réalisant une succession d'interactions. A l'issue de la simulation d'un nombre désiré de particules, la valeur d'une grandeur d'intérêt macroscopique (dose absorbée...) est obtenue. Le nombre de particules primaires est choisi en fonction de la précision recherchée. Un résultat de simulation MC sera toujours exprimé 'par particule primaire'.

La génération de nombres aléatoires est à la base de toute simulation MC. Un algorithme mathématique génère ces nombres aléatoires. Il faut donc remarquer que, du fait même de leur production, ces nombres ne sont pas rigoureusement aléatoires et qu'ils sont conséquemment appelés 'pseudo-aléatoires'.

### 1.3 SIMULATIONS MONTE-CARLO PAR LE CODE PENELOPE

Il a été démontré, à travers différents tests d'évaluation ou benchmarks, que parmi différents codes Monte Carlo utilisés dans les simulations relatives aux applications médicales, le code PENELOPE est l'un des plus précis.

En effet, le benchmark expérimental mené par l'équipe de Sempau [Sempau 2003] a permis de tester, pour différents matériaux, le modèle de diffusion mixte utilisé par PENELOPE pour les électrons de moyenne et haute énergies. En s'appuyant sur des spectres, des profils de dose et des rendements en profondeur, ce benchmark a montré un excellent accord entre les valeurs expérimentales et les simulations dans une gamme d'énergie allant de quelques keV à 1 GeV.

Un autre benchmark réalisé par Das [Das et al 2001 et 2002] a concerné la comparaison des calculs de dose pour des faisceaux de photons, réalisés par les codes PENELOPE, EGS4 et MCNP, dans des configurations hétérogènes composées de matériaux de numéros atomiques très variés (eau, plomb, aluminium et os). Ces benchmarks ont montré que les résultats, au niveau des zones d'interfaces, issus des simulations PENELOPE étaient plus proches des mesures que ne l'étaient les résultats issus des simulations EGS4 et MCNP.

Le troisième benchmark, plus proche des applications médicales, réalisé par Carrasco [Carrasco et al 2004] a mis en évidence la fiabilité du code PENELOPE à simuler des distributions de dose induites par un faisceau de photons, en présence d'une hétérogénéité équivalent-poumon.

En plus de l'exactitude et la précision dans les calculs, sa structure relativement simple, écrite en langage FORTRAN 77, permet à l'utilisateur d'adapter le programme principal à ses propres besoins, sans intervenir dans la partie traitant du transport des particules. Les fichiers auxiliaires qui gèrent la géométrie, les matériaux et les paramètres d'entrée de la simulation sont indépendants du programme principal.

Le code MC PENELOPE présente donc toutes les caractéristiques requises, dans la gamme d'énergie des faisceaux rencontrés en radiothérapie, pour fournir des fichiers espace des phases (PSF) de sortie afin qu'ils soient être utilisés comme données d'entrée pour des calculs dans un fantôme.

### 1.3.1 LES MODELES DE DIFFUSION DU CODE MC PENELOPE

Nous décrivons brièvement la gestion du transport et des interactions des particules dans le milieu [Salvat *et al*, 2008].

#### 1.3.1.1 LE TRANSPORT DES PARTICULES DANS LE MILIEU

##### 1.3.1.1.1 *Les photons*

Le transport des photons, dans les simulations Monte-Carlo, a été décrit et publié par [Andreo 1991]. La simulation détaillée des photons est réalisable puisque ces derniers subissent peu d'interactions dans le milieu. L'histoire de chaque photon débute à une position donnée avec une direction et une énergie initiales. Chaque histoire simulée est donc caractérisée, au fur et à mesure des interactions, par une série de données comprenant la position, l'énergie et la direction. La détermination de la longueur du trajet à parcourir jusqu'à la prochaine interaction, le mécanisme de diffusion, le changement de direction et la perte d'énergie sont échantillonnées à partir des distributions de probabilité correspondantes. Tout d'abord, en considérant la distribution d'atténuation exponentielle, la longueur  $s$  du trajet à parcourir jusqu'à la prochaine interaction, est déterminée par la formule d'échantillonnage suivante :

$$s = -\lambda \ln(R) \quad 1.1$$

où  $\lambda$  est le libre parcours moyen pour l'ensemble des interactions et  $R$ , un nombre aléatoire compris entre 0 et 1.

Ensuite, une autre séquence de nombres aléatoires, échantillonnée à partir des distributions de Probabilités d'occurrence de chaque interaction (sections efficaces), détermine le type d'interaction, l'énergie perdue et l'angle radial de diffusion. L'angle azimutal est généré à partir d'une distribution uniforme sur l'intervalle  $[0, 2\pi]$  dans le référentiel de la particule. Enfin, la direction du mouvement après l'interaction est obtenue par des rotations à partir de la direction initiale.

La simulation complète de l'histoire d'un photon (simulation de toutes les particules créées par le photon primaire incident) s'effectue en répétant chacune de ces étapes jusqu'à ce que la particule sorte du système étudié ou que l'énergie de la particule soit inférieure à l'énergie de coupure présélectionnée (ou énergie d'absorption). La valeur de l'énergie de coupure est le paramètre à adapter pour la simulation des photons.

##### 1.3.1.1.2 *Les électrons et les positrons*

Le nombre d'interactions produites par une particule primaire varie selon le type et l'énergie de la particule. Les électrons subissent un nombre considérable d'interactions ce qui rend

aujourd'hui quasi-impossible le suivi détaillé du transport des électrons. Le code PENELOPE, code de classe II (Berger 1963), utilise une procédure mixte pour simuler le transport des électrons et des positrons. Cette procédure combine la simulation détaillée d'évènements dits catastrophiques (forte déviation angulaire ou forte perte d'énergie) avec la simulation condensée d'autres évènements dits artificiels (faible déflexion angulaire ou perte d'énergie). Les évènements catastrophiques sont tels que l'énergie perdue ou l'angle de diffusion des particules est supérieur aux valeurs seuils présélectionnées de l'énergie perdue ou de l'angle de diffusion. En revanche, les évènements faibles se caractérisent par des pertes d'énergie et des angles de diffusion qui sont inférieures aux valeurs seuils. L'effet global d'un assez grand nombre d'évènements faibles (supérieur à 10), entre deux évènements catastrophiques, peut être simulé avec précision en utilisant l'approche de la diffusion multiple.

La distance  $s$  entre deux évènements catastrophiques successifs est échantillonnée à partir de la relation suivante :

$$s = -\lambda_c \ln(R) \quad 1.2$$

où  $\lambda_c$ , est le libre parcours moyen entre deux évènements catastrophiques successifs et  $R$ , un nombre aléatoire compris entre 0 et 1.

Cette relation ne s'applique pas si  $s$  est supérieur à  $s_{max}$  (valeur seuil présélectionnée). Dans ce cas,  $s$  devient égale à  $s_{max}$  avec  $s_{max}$  longueur maximale de déplacement d'un électron sans évènement catastrophique. Entre deux évènements catastrophiques, l'électron subit un très grand nombre d'interactions à faible perte d'énergie et faible déflexion angulaire. Ces interactions sont simulées en considérant l'effet global de toutes ces "petites interactions" comme un évènement unique artificiel faible.

La position  $\tau$  de cet évènement artificiel est échantillonnée sur la distance  $s$  et la déviation angulaire ainsi que la perte d'énergie de l'électron sont échantillonnées selon la théorie de la diffusion multiple. L'électron est ensuite déplacé de la distance  $(s-\tau)$  dans la nouvelle direction. L'évènement catastrophique est ensuite simulé. Le changement de direction et la perte d'énergie qui lui sont associés sont échantillonnés d'après les sections efficaces appropriées. La simulation complète de l'histoire d'un électron s'effectue en répétant chacune de ces étapes jusqu'à ce que la particule sorte du système étudié ou que l'énergie de la particule soit inférieure à l'énergie de coupure présélectionnée (ou énergie d'absorption). Les valeurs des énergies de coupure, de l'énergie perdue maximale, de l'angle de diffusion maximal et de la distance maximale entre deux évènements catastrophiques sont les paramètres à adapter pour les simulations d'électrons et de positrons.

### 1.3.1.1.3 Interactions des particules

Dans le domaine d'énergie couvert par le code PENELOPE (50eV à  $10^9$ eV), les interactions dominantes pour les photons sont la diffusion cohérente (Rayleigh), la diffusion incohérente (Compton), l'effet photoélectrique et la production de paires. Les interactions possibles des particules chargées avec la matière sont la diffusion élastique, les collisions inélastiques, l'émission de rayonnement de freinage et l'annihilation pour les positrons. Les sections efficaces utilisées par le code PENELOPE sont présentées dans le tableau 1.1.

**Tableau 1.1** : Sections efficaces du code PENELOPE [Salvat *et al* 2008].

INTERACTIONS	SECTIONS EFFICACES
	<b>PHOTONS</b>
Diffusion Rayleigh	Sections efficaces différentielles de Born
Diffusion Compton	Sections efficaces différentielles de Klein-Nishina corrigées des effets dus aux électrons liés. Direction de l'électron et énergie du photon sont calculées à partir des lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement.
Effet photoélectrique	Sections efficaces obtenues à partir du LLNL* Evaluated Photon Data Library. Direction de l'électron échantillonnée à partir des sections efficaces de Sauter.
Production de paire	Sections efficaces obtenues à partir du programme XCOM de Berger et Hubbell. Energie initiale échantillonnée à partir des sections efficaces de Bethe-Heitler.
	<b>ELECTRONS ET POSITRONS</b>
Diffusion élastique	Sections efficaces obtenues à partir d'un programme créé par Salvat
Collision inélastique	Sections efficaces différentielles de Born en utilisant le modèle de force d'oscillateur généralisé de Sternheimer-Liljequist.
Rayonnement de freinage	Sections efficaces de Bethe-Heitler modifiées par Salvat et Fernandez-Varea
Annihilation des positrons	Sections efficaces différentielles de Heitler.

\*LLNL: Lawrence Livermore National Laboratory

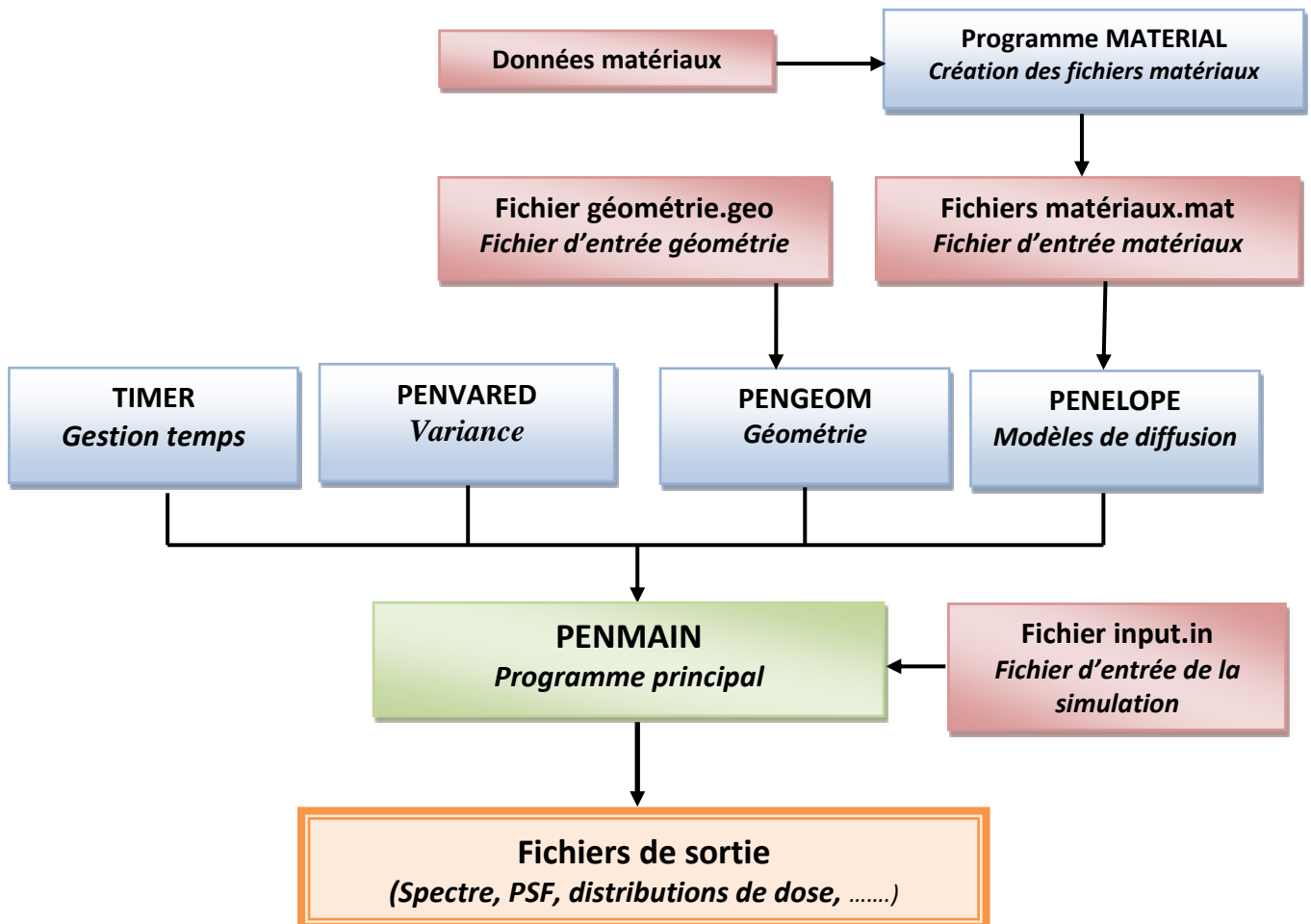
Le code PENELOPE utilise à la fois, des sections efficaces sous forme analytiques (diffusions photoniques, diffusion inélastique et annihilation) et des sections efficaces sous forme tabulées. Des informations complémentaires peuvent être recueillies dans [Salvat *et al* 2008].

## 1.4 DESCRIPTION DU CODE PENELOPE (SALVAT ET AL 2008)

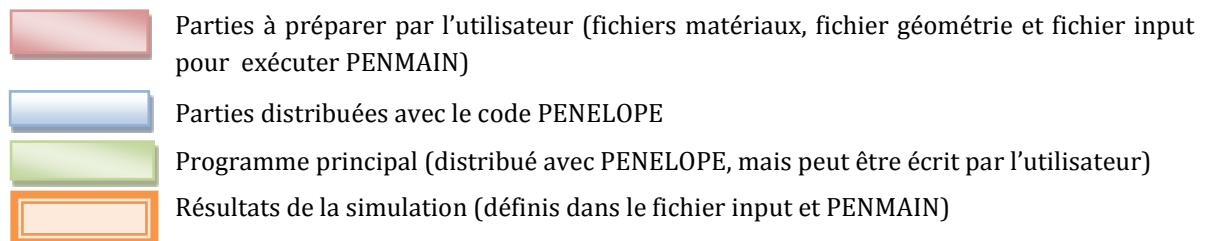
### 1.4.1 Structure générale

Le code PENELOPE (PENetration and Energy LOSS of Positrons and Electrons) a été développé, par l'équipe du Professeur Salvat (Francesc Salvat, José M. Fernández-Varea et Josep Sempau) [Salvat et al 1996, Sempau *et al* 1997], au sein de l'unité de physique de l'université de Barcelone. Il simule le transport des électrons, des positrons et des photons ayant une énergie comprise entre 50 eV et 1 GeV, dans des matériaux simples (de Z=1 à Z=99) ainsi que dans des matériaux composites. Il combine la simulation détaillée du transport des photons avec la simulation mixte du transport des électrons et des positrons. Le code PENELOPE est composé d'un ensemble de programmes, écrit en FORTRAN 77, dédié à la gestion de la partie physique de la simulation (Figure 1.1).

Le programme PENGEOM prend en charge la géométrie afin de suivre la localisation des interactions. Le contrôle de la géométrie, des trajectoires et le stockage des valeurs d'intérêts sont effectués par l'intermédiaire du programme principal PENMAIN. Le programme PENELOPE contient, quant à lui, les modèles de diffusion du code (algorithme d'interactions de particules). Le code PENELOPE fait appel à deux fichiers d'entrée pour gérer les paramètres de simulation et la géométrie et à des fichiers d'entrée matériaux pour gérer les sections efficaces des différents milieux.



**Figure 1.1:** Structure de l'ensemble des programmes et fichiers d'entrée du code PENELOPE.



#### 1.4.2 LE PROGRAMME PENGEOM

Il existe deux manières principales de définir une géométrie pour les codes de Monte Carlo: l'entrée par volumes dénommée combinatoire, ou l'entrée par surface dite surfacique. Certains codes laissent également un libre choix, et permettent de rentrer les deux dans un même fichier de géométrie [E. Franchisseur 2007]. S'il est clairement plus simple de définir une géométrie en combinatoire, le problème reste celui du traitement de celle-ci au sein du code, et notamment son interfaçage avec le transport des particules. La physique relative aux électrons et positrons induit des libres parcours très faibles comparés à ceux d'autres particules comme les photons ou encore les neutrons. Ainsi les interfaces entre différents milieux sont bien plus importantes dans le cas de codes tels que PENELOPE car ceux-ci

nécessitent d'avoir accès plus rapidement à l'information géométrique. La définition surfacique telle qu'elle est implémentée dans PENELOPE est actuellement la plus adaptée à de tels besoins.

#### 1.4.2.1 Les bases de la géométrie dans le module 'PENGEOM'

Le fichier d'entrée de la géométrie (\*.geo) contient toutes les données relatives à la géométrie à simuler. Cette dernière est divisée en corps et en modules définis par leur matériau de composition et par les surfaces qui les délimitent. Ces surfaces sont définies par des équations quadratiques qui peuvent être entrées sous deux formes, directe ou réduite, données ci-dessous:

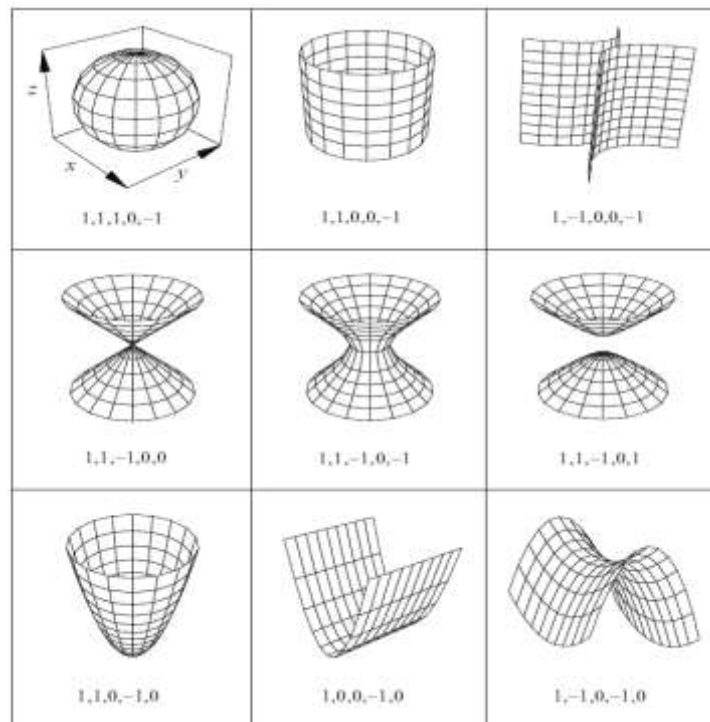
La forme directe ou générale:

$$F(x,y,z) = A_{xx}x^2 + A_{yy}y^2 + A_{zz}z^2 + A_{xy}xy + A_{yz}yz + A_{zx}zx + A_x x + A_y y + A_z z + A_0 = 0 \quad (1)$$

La forme réduite (plus simple et plus pratique):

$$F_r(x, y, z) = I_1x^2 + I_2y^2 + I_3z^2 + I_4z + I_5 = 0 \quad (2)$$

Toutes les surfaces (plans, sphères, cylindres, cônes, ellipsoïdes, hyperboles...) sont décrites selon les indices  $I_i$ , qui ne peuvent prendre comme valeurs que -1, 0 ou 1. Les surfaces et indices associés utilisés pour coder les différentes géométries sont reportés dans la figure 1.2 et le Tableau 1.1.



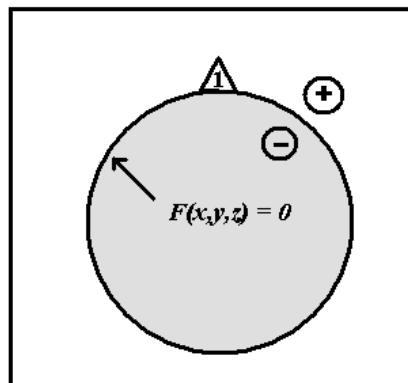
**Figure 1.2:** quelques surfaces réalisables avec PENGEOM

**Tableau 1.2:** Equations réduite des quadratiques utilisées dans PENGEO

Equation réduite	Indices $I_1 I_2 I_3 I_4 I_5$	Type de quadratique
$z-1=0$	0 0 0 1 1	plan
$z^2-1=0$	0 0 1 0 1	deux plans parallèles
$x^2+y^2+z^2-1=0$	1 1 1 0 -1	sphère
$x^2+y^2-1=0$	1 1 0 0 -1	cylindre
$x^2-y^2-1=0$	1 -1 0 0 -1	cylindre hyperbolique
$x^2+y^2-z^2=0$	1 1 -1 0 0	cône
$x^2+y^2-z^2-1=0$	1 1 -1 0 -1	hyperbole
$x^2+y^2-z^2+1=0$	1 1 -1 0 1	deux hyperboles
$x^2+y^2-z=0$	1 1 0 -1 0	parabole
$x^2-z=0$	1 0 0 -1 0	Cylindre parabolique
$x^2-y^2-z=0$	1 -1 0 -1 0	parabole hyperbolique

Les surfaces élémentaires décrites par l'équation réduite (2) possèdent une symétrie par rapport à l'axe  $z$ . Par conséquent, pour adapter la géométrie aux dimensions et aux formes réelles de l'élément à modéliser, il est possible d'appliquer aux surfaces une homothétie, une translation et si cela est nécessaire, des rotations définies à l'aide des angles d'Euler ( $\Omega, \theta, \Phi$ ).

Les surfaces ainsi définies séparent l'espace en deux parties selon que  $F(x,y,z)>0$  ou  $F(x,y,z)<0$  (voir figure 1.3). Etant donné cette dualité, il est d'usage d'associer un intérieur et un extérieur à chaque surface selon le signe de  $F(x,y,z)$ . Ainsi lorsque  $F(x,y,z)$  est positive, les points de l'espace vérifiant cette condition sont considérés extérieurs à la surface et se voient attribuer une variable dénommée "side pointer" égale à (+1). A l'opposé, les points intérieurs se voient désignés par un "side pointer" égal à (-1). Un corps peut être créé en définissant les surfaces le limitant et en "pointant" à chaque fois l'espace dans lequel il se trouve. Pour chacune des surfaces ajoutées, on réduit donc l'espace 3D jusqu'à atteindre un volume clos correspondant à celui du corps désigné.

**Figure 1.3:** Définition des surfaces dans PENGEO

En ce qui concerne les opérations booléennes, si elles ne sont pas explicites dans la définition de la géométrie dans PENELOPE, celles-ci sont toutefois facilement réalisables. En effet, l'union/intersection/différence peut se faire en combinant les surfaces adéquates, et l'exclusion peut se faire en combinant les définitions des corps concernés.

Par ailleurs, pour simplifier cette architecture géométrique en parallèle du transport des particules, il a été nécessaire d'introduire des corps plus génériques appelés modules. Les modules sont des macro-corps qui englobent un nombre raisonnable de corps et dans lesquels la simulation est indépendante des autres modules. Ainsi lorsqu'une particule entre dans un module, les routines de PENGEOM ne considéreront que les corps contenus dans ce dernier. Ceci amène donc un gain conséquent dans le traitement du transport des particules. De plus ces derniers ont l'avantage de pouvoir être soumis à des translations et rotations ayant effet sur tous les corps inclus dedans.

#### **1.4.2.2 Le fichier de géométrie (\*.geo)**

Les entrées d'un fichier de géométrie pour PENELOPE se font d'une manière très simple. Trois modèles permettent de définir n'importe quelle géométrie :

➤ Le premier donne la possibilité d'entrer une surface en donnant soit les indices de sa forme réduite, soit ceux de sa forme directe. Sous la forme réduite, trois autres groupes de facteurs, d'échelle, de rotation et de translation laissent le choix de transformer celle-ci.

➤ Le deuxième modèle définit un corps de géométrie en précisant le matériau qui le compose, les surfaces qui le limitent avec leur 'side pointer', ainsi que les éventuels corps qui en sont à exclure.

➤ En dernier, le modèle concernant les modules qui est en tout point semblable à celui des corps, avec en plus les facteurs de rotation et translation qui leurs sont spécifiques (contrairement au corps auxquels aucune transformation ne peut leur être appliquée).

Le fichier global se compose donc d'une multitude de ces modèles dans les limites de 10000 surfaces et 5000 corps ou modules. Le nombre de bodies dans un module et le nombre de surfaces dans un body sont limités à 250 (peuvent être changés dans le sous programme PENGEOM.f).

En aval de la description proprement dite de la géométrie, il est nécessaire de bien structurer l'architecture des corps et des modules. En effet, PENGEOM regroupe les corps et modules en "génération" d'une famille. Ainsi, tous ceux qui seront englobés dans un même module seront "frères", mais pourront être "pères" s'ils englobent à leur tour d'autres corps. Cette "filiation" est importante car lors de la localisation d'une particule, PENGEOM va

procéder par génération pour trouver les corps susceptibles de la contenir. Si l'on sort par exemple d'un corps, on scannerait d'abord ses frères pour voir si la particule s'y trouve, puis dans la négative, on monterait à la génération supérieure en commençant par le module père, puis ses frères...

Finalement, une fois la géométrie du système à simuler est définie, elle doit être contenue dans un module global appelé Enclosure. Si ce dernier n'est pas défini, le programme PENGEOM va considérer que l'ensemble de la géométrie est contenue dans une sphère de  $10^7$  cm de rayon. Les corps et modules qui se trouvent à l'extérieur de cette sphère ne seront pas pris en considération lors de la simulation.

### 1.4.3 LE PROGRAMME MATERIAL ET LES FICHIERS MATERIAUX (\*.MAT)

Penelope lit les informations physiques concernant chaque matériau (propriétés physiques, section efficaces d'interaction, données de relaxation, ...) à partir des fichiers (\*.mat). Ces derniers sont générés par le programme auxiliaire MATERIAL qui extrait toutes les données requises à partir d'une base de données. Les informations concernant 280 matériaux sont implémentées dans le fichier pdcompos.p08 inclus dans PENELOPE. Les premiers concernent les éléments de  $Z=1$  à 99 par ordre de numéro atomique, et les 180 autres sont des matériaux composés d'intérêt radiologique classés par ordre alphabétiques. Le programme MATERIAL donne également la possibilité à l'utilisateur de définir ses propres compositions en fournissant les informations nécessaires concernant le matériau (composition chimique, densité massique, ...).

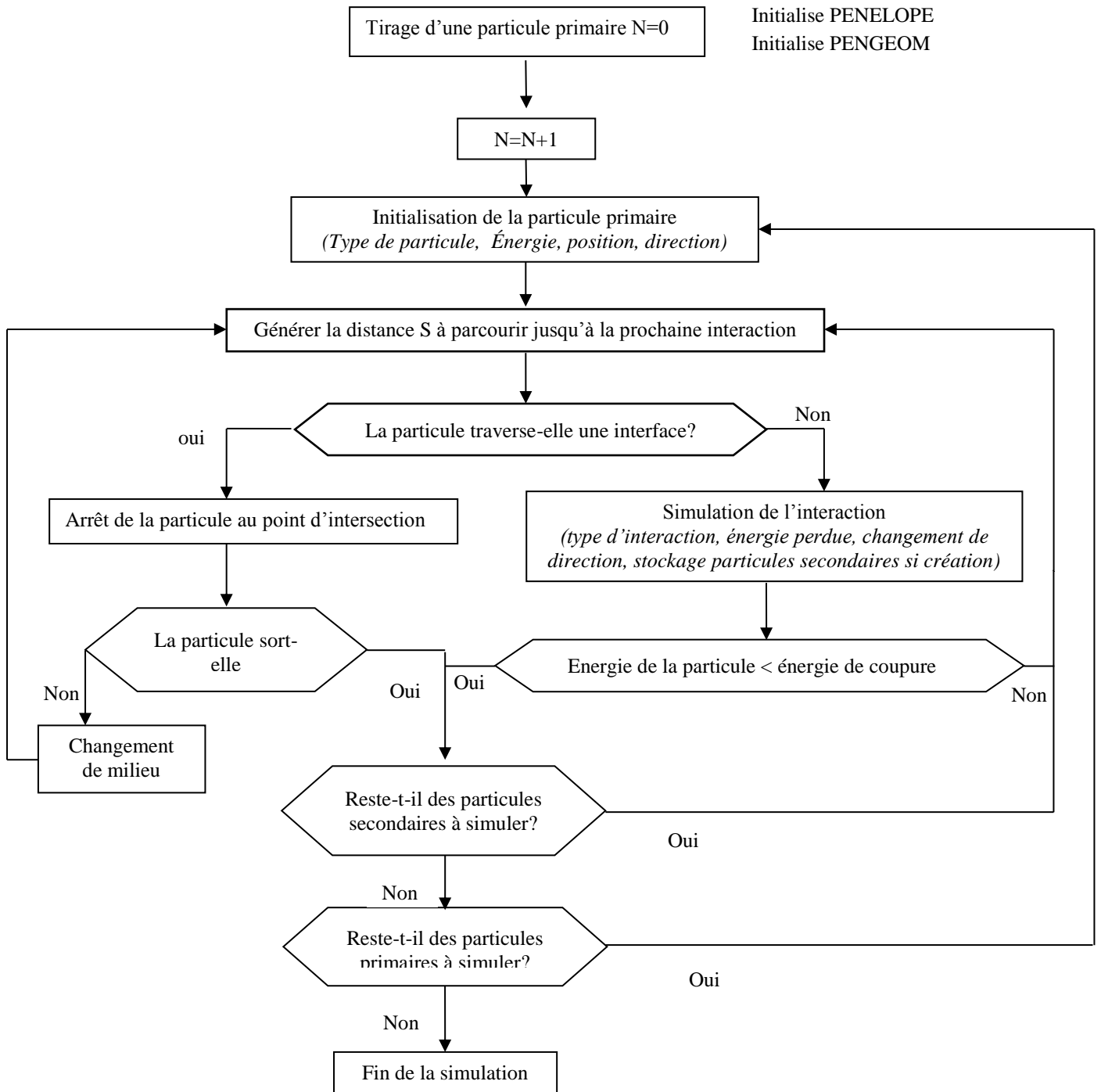
### 1.4.4 LE PROGRAMME PRINCIPAL PENMAIN

Il correspond au programme principal, au sein duquel il est fait appel à la géométrie et aux matériaux et où sont contrôlées l'évolution des particules et l'organisation des sorties demandées. Il est relié au fichier PENELOPE principalement par le bloc de variables communes TRACK qui permet d'échanger les variables critiques de la particule à tout instant, et notamment :

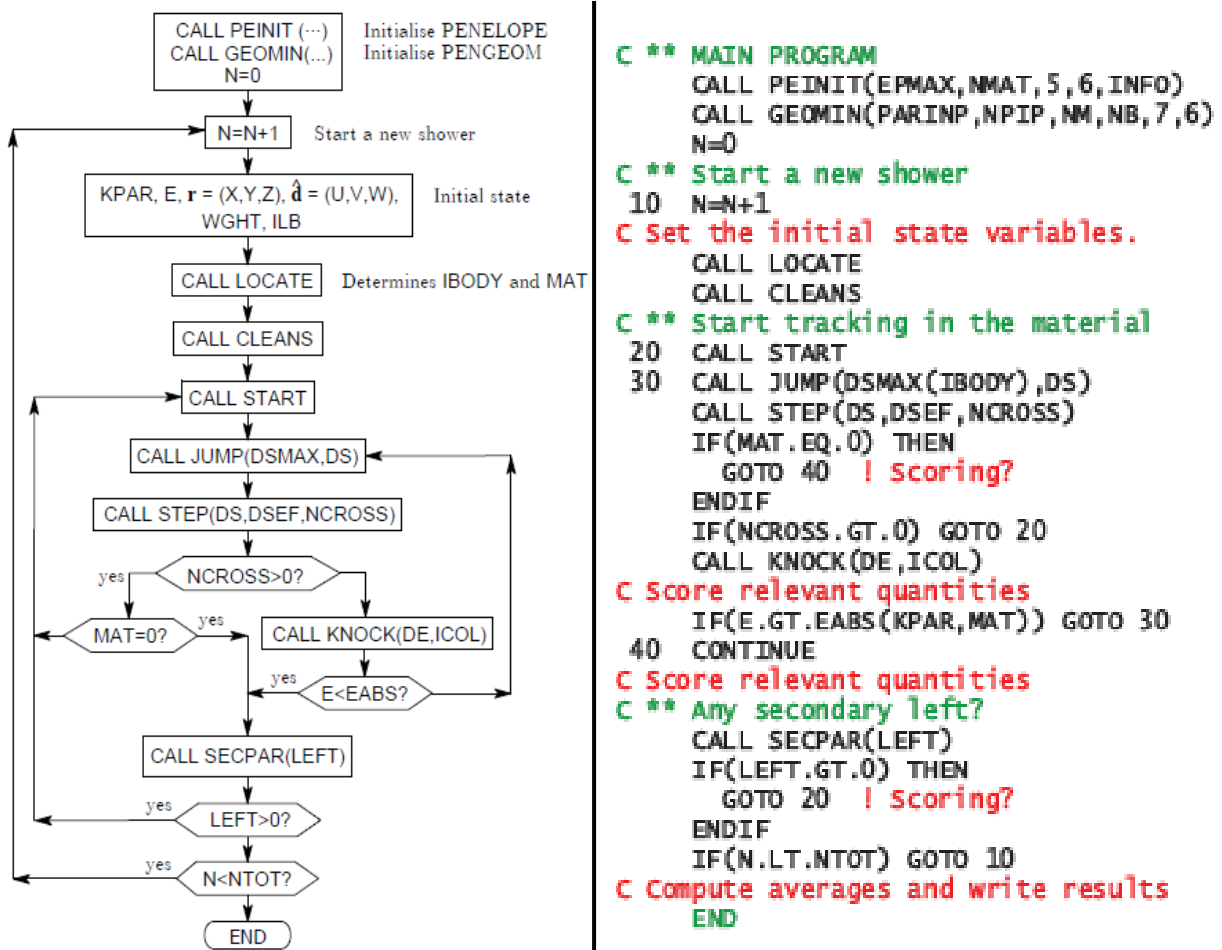
- Le type de particule Kpar : électrons, KPAR = 1; photons KPAR = 2; positons KPAR = 3.
- son énergie E,
- sa position, donnée par l'ensemble de coordonnées cartésiennes (X, Y, Z),
- sa direction, définie par les cosinus directeurs (U,V,W) du vecteur donnant la direction de mouvement,
- le poids WGHT, inhérent à chaque particule dans le cas où des réductions de variance ont été utilisées,

- le corps de la géométrie où se trouve la particule ainsi que le matériau dont il est constitué, respectivement IBODY et MAT,
- un ensemble de variables neutres attaché à chaque particule qui permet une analyse complète des actions la concernant au cours de la simulation, ILB ()).

L'algorithme destiné à gérer ces différentes variables dans le programme PENMAIN est représenté dans les figures 1.4 et 1.5.



**Figure 1.4 :** Algorithme du programme principal PENMAIN



**Figure 1.5:** Représentation de l'algorithme du programme principal PENMAIN

Pour simuler l'histoire d'une particule, le programme principal PENMAIN [Salvat *et al* 2008] fait appel au programme PENELOPE qui contient tous les sous-programmes nécessaires à la simulation.

Les sous-programmes appelés par PENELOPE sont :

– **PEINIT**

Ce sous-programme permet d'initialiser la simulation. Il lit les données concernant les particules et les matériaux à partir du bloc commun cité ci-dessus. L'algorithme de transport dans chaque matériau  $M$  est commandé par des paramètres de simulation que l'utilisateur doit spécifier.

PEINIT appelle également les sous-programmes PEMATR et GEOMIN, qui lisent respectivement les fichiers matériaux du problème étudié et le fichier qui décrit la géométrie en vérifiant l'exactitude de celle-ci.

**– CLEANS**

Ce sous-programme initialise à zéro le compteur des particules secondaires créées lors des interactions engendrées par une particule primaire.

**– START**

Ce sous-programme initialise la simulation en forçant le prochain événement à être une interaction faible. Il est appelé avant de débiter la simulation d'une particule primaire ou secondaire et lorsqu'une particule traverse une interface. Bien que ce sous-programme soit uniquement nécessaire pour la simulation des électrons et des positrons, il est préférable d'appeler START pour n'importe quel type de particule puisqu'il vérifie que l'énergie de la particule soit bien comprise dans l'intervalle attendu.

**– JUMP**

Ce sous-programme détermine la longueur DS du trajet jusqu'au prochain événement. La position de cet événement est alors calculée. Si la particule doit traverser une interface, la particule est stoppée juste après l'interface et la longueur DS est réévaluée. Si la particule sort du système, la simulation de la particule est terminée. L'étude des particules secondaires peut alors débiter.

**– STEP**

Ce sous-programme va déplacer la particule de la valeur déterminée au cours de JUMP puis, localiser sa nouvelle position ainsi que le matériau qui compose le milieu. Deux cas sont à envisager selon que la particule traverse ou non une interface. Dans la positive, le trajet à accomplir DS est réduit à la distance nécessaire pour arriver à la plus proche interface (la particule est arrêtée à  $\sim 10^{-8}$  cm de l'interface) et DS est remplacée par DSEF qui est la distance effectivement parcourue. Si le matériau du deuxième milieu est identique, la particule finit le trajet comme s'il n'y avait eu aucune interface, en avançant alors de  $(DS - DSEF)$ . Dans le cas contraire, où la particule reste dans le même matériau, elle avance directement de la distance DS.

**– KNOCK**

Ce sous-programme simule l'événement suivant, calcule les nouvelles valeurs d'énergie et de directions du mouvement de la particule et enregistre les états initiaux des particules secondaires éventuellement générées dans le sous-programme STORES. La simulation d'une particule est stoppée lorsque son énergie est inférieure à l'énergie de coupure  $E_{ABS}$ .

### – SECPAR

Ce sous-programme initialise la simulation de chaque particule secondaire et la retire de la pile. Le paramètre LEFT correspond au nombre de particules secondaires restantes dans la pile. Selon la valeur de LEFT, deux cas se présentent:

- si  $LEFT = 0$ , la simulation de la particule primaire est terminée et une nouvelle particule primaire est générée.
- si  $LEFT > 0$ , il reste des particules secondaires à simuler.

### 1.4.5 FICHIER D'ENTREE DE LA SIMULATION (\*.IN)

Dans ce fichier, sont rassemblés les divers paramètres nécessaires pour la simulation avec le code PENELOPE :

#### – *Les paramètres caractérisant la source de rayonnement*

Ils concernent le type de particules primaires incidentes (KPAR), les coordonnées (x, y, z) de la source, l'énergie des particules incidentes mono énergétique ou spectre d'énergie et forme du faisceau (émission conique ou pyramidale). Si la source est volumique définir le module (SBOX) qui la contient. La source peut être remplacée par un fichier espace des phases préalablement calculé (défini en 1.4.7).

#### – *Les données matériaux et les paramètres de simulation*

Les fichiers matériaux (\*.mat) dans MFNAME doivent être disposés dans l'ordre défini dans le fichier géométrie. Pour chaque matériau, les paramètres de simulation et de transport des particules doivent être définis :

#### **A- Énergies de coupure**

Les énergies d'absorption (ou énergies de coupure) doivent être définies pour chaque type de particules. Elles sont notées par EABS(1) pour les électrons, EABS(2) pour les photons et EABS(3) pour les positons en (eV). Si l'énergie cinétique d'une particule passe sous ce seuil au cours de la simulation, la simulation de son transport est arrêtée et la particule (son énergie) est supposée être absorbée localement par le milieu [Sempau *et al.* 2001]. Etant donné que la base de données des sections efficaces d'interactions dans PENELOPE est limitée à des énergies supérieures à 50 eV, l'énergie d'absorption EABS (KPAR, M) doit être supérieure à cette valeur.

## B- Paramètres C1, C2, Wcc et Wcr

Des valeurs de coupure, caractéristiques du procédé de simulation mixte des électrons et positons, doivent être fournies pour chaque matériau dans le fichier d'entrée à la simulation (la description détaillée est disponible dans la documentation de PENELOPE [Salvat *et al.* 2008]).

-  $C_1$  est la déviation angulaire moyenne,  $C_1 \approx 1 - \langle \cos \theta \rangle$ , produite par une diffusion élastique multiple après un déplacement égal au libre parcours moyen entre deux diffusions élastiques considérées comme « durs » (déviation due à tous les événements «mous» entre ces deux événements « durs »).  $C_1$  peut prendre des valeurs allant de 0 (indique que la simulation doit être entièrement détaillée) jusqu'à 0.2.

-  $C_2$  indique la fraction d'énergie moyenne que les particules peuvent perdre au maximum entre deux événements élastiques considérés comme « durs ».  $C_2$  prend des valeurs allant de 0 à 0.2.

-  $W_{cc}$  est le seuil de perte d'énergie (en eV) à partir duquel une collision inélastique doit être considérée comme «dure ».

-  $W_{cr}$  est le seuil (en eV) à partir duquel l'émission de rayonnement de freinage est considérée comme dure.

### - Les données de géométrie

Le nom du fichier de géométrie doit être défini (GEOMFN) et c'est dans cette partie que doivent être définis, si nécessaire, DSMAX et EABSB(KPAR,KB).

**DSMAX** est la distance maximale pouvant être parcourue entre deux événements catastrophiques (cm) donnée non pas par matériau comme les précédents, mais pour chaque élément de la géométrie de simulation. Ce paramètre n'est important que pour les éléments de faible épaisseur où, la valeur de DSMAX doit être de l'ordre du dixième ou moins de l'épaisseur de l'élément en question.

**EABSB(KPAR,KB)** correspond à l'énergie d'absorption spécifique au type de particule dans un élément (corps ou module) donné. Lorsque la particule se déplace dans le corps KB l'énergie d'absorption EABS(KPAR,M) est temporairement égale à EABSB(KPAR,KB). Cette caractéristique peut être utilisée pour réduire le travail de simulation dans les régions de moindre intérêt. La valeur de EABSB(KPAR,KB) doit être supérieure à EABS(KPAR,M).

### - *Les paramètres définissant les données de sortie*

C'est dans cette partie que doivent être définis les caractéristiques des données de sortie des particules selon l'objectif recherché :

#### *Les paramètres définissant les caractéristiques des particules émergentes :*

- définition des plans de détection ou d'enregistrement des particules (impact detector 'IMPDET'),
- définir si un espace des phases doit être généré,
- définir si une distribution énergétique de la fluence des particules doit être créée,
- donner le nombre de canaux et la largeur du canal en énergie pour la création des spectres d'énergie.

#### *Les paramètres définissant les distributions de doses*

Le programme calcule la distribution de dose absorbée à l'intérieur d'un parallélépipède (dose enclosure) dont les côtés sont parallèles aux axes. Cette enclosure est définie en donnant les coordonnées de ses extrémités. La dose est collectée en suivant une grille orthogonale uniforme avec des pas NDBX, NDBY et NDBZ le long des axes respectifs et définissant un parallélépipède élémentaire appelé 'voxel' (ces nombres doivent être  $\leq 101$ , dans la version initiale de PENMAIN distribuée avec le code PENELOPE). Dans le cadre de ce travail, ces valeurs ont été modifiées pour les besoins de calculs spécifiques aux distributions de doses désirées.

### - *Les paramètres globaux de la simulation*

Ils concernent le nombre maximal de particules primaires à simuler (NSIMSH), le temps maximum de simulation, ainsi que les deux nombres aléatoires de départ (RSEED).

## **1.4.6 TECHNIQUES DE REDUCTION DE VARIANCE**

Un code de simulation Monte Carlo est utilisé pour reproduire le plus précisément possible l'intégralité des phénomènes d'interactions rayonnement - matière. La précision est le but principal recherché lors de leur utilisation. Cependant, selon les problèmes, une petite partie de cette précision est sacrifiée afin de limiter le temps de simulation. En effet, la simulation "analogue" d'un accélérateur, c'est-à-dire celle où tous les phénomènes sont simulés individuellement, représente un nombre élevé d'évènements, et par là, d'opérations processeurs. La simulation consacre une variable d'intérêt que l'on obtient avec un écart-type donné. La durée d'une simulation dépend alors de la précision avec laquelle l'utilisateur désire

obtenir le résultat sur la variable d'intérêt. Si l'objectif n'est pas atteint dans un temps suffisant, il peut utiliser diverses méthodes qui permettront d'optimiser le calcul.

#### **1.4.6.1 Définition de l'efficacité d'une simulation**

L'implémentation de n'importe quelle méthode passe par la création d'opérations en plus dans la cascade d'évènements. On comprend donc aisément la présence d'un compromis entre gain sur la valeur d'intérêt et temps de simulation. Ce compromis s'exprime par l'efficacité, définie comme suit :

$$\varepsilon = \frac{1}{\sigma^2 T}$$

Où  $\sigma$  est l'écart type et  $T$  le temps de simulation. L'efficacité a pour particularité d'être constante pour une même simulation. Elle peut ainsi aider à prévoir le temps de simulation nécessaire pour obtenir une variance donnée (dans le cas d'une évolution régulière dans le temps). Pour peu que l'on connaisse déjà l'efficacité approximative des paramètres alloués, on peut aisément prévoir que la réduction par 2 de la variance nécessite un temps 4 fois plus long. En outre, cette valeur va permettre de déterminer la qualité de chaque méthode vis-à-vis du problème étudié.

Il existe différentes méthodes de réduction de variance. Nous allons considérer uniquement les trois techniques utilisées dans PENELOPE, à savoir, le splitting (duplication) des particules, la roulette russe et l'interaction forcée. Ces techniques sont implémentées dans le sous-programme PENVARED.f.

#### **1.4.6.2 Splitting et Roulette Russe**

Lors d'une simulation Monte Carlo, on transporte des particules d'une zone de création vers une zone d'intérêt. Il existe donc théoriquement un chemin préférentiel entre ces deux zones où la quasi-totalité des particules nous intéresse. Le splitting consiste à dupliquer la particule en NSPLIT particules, dès qu'elle prétend fortement pouvoir interagir dans le milieu d'intérêt. La soumission ou non au splitting dépend donc d'une condition souvent définie par l'utilisateur et qui se rapproche de la dualité : 'contribue/ne contribue pas' au résultat. Dans l'affirmative, l'ensemble des variables qui caractérisent la particule (énergie, position, direction...) va être stocké afin de simuler à nouveau NSPLIT fois la particule, avec NSPLIT le paramètre de splitting. La particule primaire ainsi que ses 'splittées' vont se voir attribuer un poids  $WGHT = \frac{1}{NSPLIT}$  afin de compenser le biais induit par la duplication. Chacune interagira donc NSPLIT fois moins pour l'intérêt de la simulation au point d'action initial de la primaire concernée. En revanche, l'indépendance de chacune de leur vie participera à

l'homogénéisation du résultat encouru, et par là, contribuera à réduire la statistique globale de la simulation.

Puisque l'on vient de diviser les particules en deux groupes selon leur contribution à la simulation, il convient d'admettre que celles que l'on ne splitte pas sont considérées comme inutiles. Toutefois, la condition de splitting étant des plus subjective, il est possible que certaines particules non splittées reviennent dans la zone d'intérêt. La roulette russe est alors appliquée aux particules qui sortent de la condition du splitting (ne contribuent pas au résultat), elles seront tuées avec une certaine probabilité  $P_{kill} < 1$ . La simulation des particules tuées est donc arrêtée et celles épargnées verront leur poids multiplié par un facteur  $\frac{1}{1-P_{kill}}$ .

### 1.4.6.3 Interaction Forcée

Dans certains cas, une variance élevée résulte d'une faible probabilité d'interaction. La plus grande partie du temps de calcul est perdue dans la simulation d'événements qui ne contribuent pas ou peu au calcul de la grandeur étudiée. Il est possible d'augmenter artificiellement la probabilité d'occurrence du processus étudié en diminuant le libre parcours moyen d'un facteur  $F$  supérieur à 1 appelé (Forcer ou paramètre de forcing).

$$\text{MFPF (mean free path forcé)} = \frac{\text{MFP (mean free path)}}{F}$$

Chaque particule initiale primaire possède un poids  $WGHT$  égal à 1. Les particules secondaires produites, lors de l'interaction forcée, ont leur poids divisé par ce facteur  $F$ . Le poids des particules secondaires issues de l'interaction forcée est également divisé par  $F$ . Les particules secondaires générées lors d'interactions non forcées ont, quant à elles, un poids inchangé. Lorsque la particule dépose son énergie dans le milieu, cette quantité d'intérêt est pondérée par le poids de la particule.

### 1.4.7 ESPACE DES PHASES

Un espace des phases est un plan défini par l'utilisateur à l'intérieur de la géométrie à simuler, de telle sorte que toutes les particules qui arrivent sur ce plan verront leurs informations stockées dans un fichier appelé fichier espace des phases (ou Phase Space File, PSF). Les informations concernées (pour le code PENELOPE) sont :

- type de particule  $KPAR$  (1, électron; 2, photon; 3, positron),
- énergie  $E$ ,
- position (coordonnées  $x,y,z$ ),
- direction  $u,v,w$ ,

- poids WGHT (weight),
- indices qui donnent des informations sur comment les particules ont été générées et par quel processus, ILB(1), ILB(2), ILB(3), ILB(4),

Le fichier espace des phases est généré par le programme principal (PENMAIN) en définissant un plan d'enregistrement (impact detector IMPDET) avec le paramètre IPSF=1. L'utilisation d'un espace des phases est judicieuse pour réduire les temps de calcul. Cette méthode, très utilisée [Libby *et al* 1999, Mazurier 1999, Van der Zee and Welleweerd 1999, Siebers *et al* 1999, Bramoullé 2000, Sempau *et al* 2001, Sheikh-Bagheri and Rogers 2002a-b, Tzedakis *et al* 2004, Serrano 2006], consiste à diviser la simulation du transport des particules en deux étapes (ou plus). Une première étape commune à toutes les simulations, elle va comporter la partie de la géométrie qui reste inchangée au cours du transport des particules, et d'autres étapes variables selon l'objet de la simulation. Lors de cette seconde étape de la simulation, le fichier espace des phases PSF est entré comme terme-source (noté IPSFN) dans le fichier d'entrée. Il est à noter que dans le code PENELOPE, 25 plans d'enregistrement et par conséquent 25 fichiers espace des phases peuvent être définis dans une même simulation.

# Chapitre 2

---

**MODELISATION DES FAISCEAUX DE  
PHOTONS DU VARIAN 2100C AVEC  
PENELOPE**

## CHAPITRE 2

### MODELISATION DES FAISCEAUX DE PHOTONS DU VARIAN 2100C AVEC PENELOPE

---

En radiothérapie, le mode de traitement le plus répandu est celui utilisant des photons de haute énergie. Le mode de traitement utilisant les électrons vient en deuxième position. Dans ce chapitre, nous abordons d'abord le principe de la production de photons de haute énergie, ensuite nous présentons une description de l'accélérateur linéaire Varian 2100C pour les deux modes photons et électrons et enfin nous décrivons la modélisation de la tête de l'accélérateur en mode de fonctionnement photons à l'aide du code Monte Carlo PENELOPE.

#### 2.1 PRINCIPE DE PRODUCTION DE PHOTONS DE HAUTE ENERGIE

En radiothérapie, la production de photons et d'électrons de haute énergie s'obtient à l'aide d'un accélérateur linéaire de particules dont le principe de fonctionnement est décrit comme suit. Le problème posé lorsque l'on veut accélérer des électrons au-delà de quelques keV réside dans le fait qu'une simple tension accélératrice n'est pas suffisante. En effet, si l'on dispose d'un canon à électrons, celui-ci permet de mettre en mouvement les électrons. Concernant l'utilisation médicale des accélérateurs et dans le but de rendre ces particules plus énergétiques, il est nécessaire d'utiliser un klystron (des magnétrons sont également utilisés). Le principe du klystron consiste en l'injection d'électrons dans un guide d'onde formé de cavités accélératrices. Une onde hyperfréquence y est injectée de manière à ce que dans chaque cavité les électrons acquièrent une énergie supplémentaire. Ils traversent ensuite une chambre de déviation magnétique permettant ainsi de filtrer les électrons en énergie (figure 2.1). A la sortie de cette chambre, le faisceau de particules très étroit est décrit par une distribution en énergie et en angle très faible. Il est à noter que les énergies des électrons utilisées dans le domaine médical varient entre 4 MeV et 25 MeV.

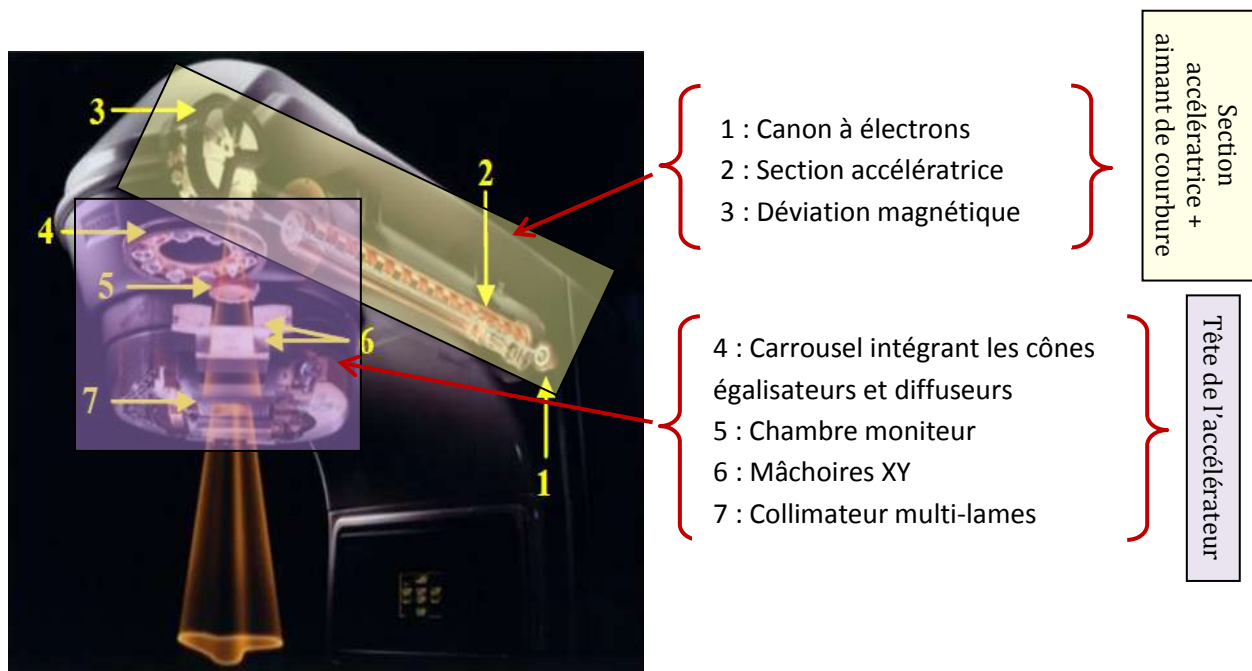


Figure 2.1 : Schéma représentatif d'un accélérateur linéaire

### 2.1.1 ETUDE DU FAISCEAU PRIMAIRE D'ELECTRONS ET DE SON INTERACTION AVEC LA CIBLE

La tête de traitement d'un accélérateur médical contient la cible et le système de mise en forme du faisceau utilisé. La cible permettant la création de photons par le phénomène de Bremsstrahlung est épaisse de quelques millimètres. Elle est composée de matériaux ayant un numéro atomique élevé. D'autre part, les énergies utilisées dans le domaine médical (entre 4 MeV et 25 MeV) sont telles que la majorité des électrons incidents est arrêtée par la cible. Les photons émis majoritairement lors du Bremsstrahlung, sont concentrés à la sortie de la cible dans un angle solide de quelques degrés d'ouverture.

Les phénomènes qui ont lieu lors des interactions de photons et d'électrons avec la matière ont fait l'objet de nombreuses études. Bien souvent, les théories analytiques (voire pour certaines semi-empiriques) développées modélisent de manière approximative les sections efficaces de chacun des phénomènes. La plupart sont basées sur la formule de Bethe et Heitler. Ainsi, pour le Bremsstrahlung, les premières modélisations se sont appuyées sur un modèle d'émission à angle fixe dépendant de l'énergie de l'électron incident. Par la suite, Bielajew [Bielajew et al 1989] a essayé d'améliorer cela en échantillonnant à partir de la distribution de Koch [Koch et Motz 1959] dans le code EGS4. Dans le cas précis d'électrons de 10 MeV interagissant sur une cible épaisse de tungstène, l'amélioration due au modèle a entraîné une diminution de 23% du nombre de photons sortant de la cible dans la direction principale. D'un autre point de vue, la connaissance de nombreux phénomènes a été approfondie par le biais d'expériences destinées à déterminer les sections efficaces

d'interactions. Faddegon [Faddegon et al 1991] a simulé un faisceau d'électrons de 15 MeV arrivant sur une cible épaisse de différents matériaux. Il a utilisé une version d'EGS4 incluant des sections efficaces de Bremsstrahlung [SELTZER et al 1986], [ROGERS 1989] et des pouvoirs d'arrêt électronique récents [ICRU 37]. Les résultats obtenus sur du béryllium décrivent une baisse significative de 35% du nombre de photons en sortie de la cible.

En parallèle de ces améliorations physiques des codes, des expériences destinées à mesurer les fluences photoniques à la sortie des accélérateurs ont été menées. De nombreuses simulations se sont trouvées en bon accord avec les valeurs mesurées [LEVY et al 1974 et 1976], [FADDEGON et al 1990 et 1991], [DEMARCO et al 1995].

C'est à partir de 1978 que la simulation a été utilisée en vue d'améliorer le principe des accélérateurs linéaires. Mc Call [Mc Call et al (1978)], entre autres, a montré la corrélation existant entre l'énergie moyenne des photons et la profondeur du maximum de dose. Leurs travaux ont également servi à mettre en valeur les techniques Monte Carlo dans le choix par exemple, du matériau de la cible et de la forme du cône égalisateur.

### **2.1.2 INTERACTION AVEC LES DIFFERENTS MODULES**

Parmi tous les modules composant un accélérateur, certains n'ont qu'une très faible importance vis-à-vis du faisceau de photons. C'est le cas de la chambre moniteur et du miroir. Le premier est utilisé uniquement pour la mesure du rayonnement. Sa structure et les matériaux qui le composent sont donc adaptés afin qu'il soit le plus transparent possible au faisceau. De même, le miroir est négligé dans certaines modélisations étant donné la faiblesse de sa taille et de son poids. Les autres composants qui sont donc le collimateur primaire, le cône égalisateur et le système de collimation secondaire (mâchoires et collimateur muti-lames) ont fait l'objet de nombreuses études par le biais de simulation Monte Carlo.

Le collimateur primaire est la pièce la plus massive dans la géométrie de la tête de traitement de l'accélérateur. Souvent réalisé dans un matériau de  $Z$  élevé, il est destiné à réduire l'élargissement du faisceau en ne laissant passer que la partie faiblement diffusée. Sa forme conique est destinée à collimater le faisceau sur le cône égalisateur situé plus bas. Bagheri [Sheikh-Bagheri et al 2002a] a montré qu'une variation même très faible de l'ouverture haute du collimateur primaire se répercutait sur les mesures en dehors de l'axe du faisceau. Il a par-là, souligné l'intérêt de connaître de manière précise les côtes de celui-ci dans une modélisation. Mohan [Mohan et al 1985] a également pu constater sur son modèle qu'environ 2,8% de photons passant le système de collimation secondaire étaient issus de photons diffusés dans le collimateur primaire. Ces valeurs sont comparables à celles données par [CHANEY et al 1994] ou [Schach Von Wittenau et al 1999], respectivement 3,7% et 2,66%.

Le cône égalisateur demeure le module le plus important dans l'optimisation de l'irradiation. En effet, on le dessine de manière à ce que le profil de dose obtenu dans un fantôme d'eau à 10 cm de profondeur soit plat. La forme de ce module est due à l'hétérogénéité du faisceau à la sortie de la cible. Comme on l'a vu, les photons sont issus du phénomène de Bremsstrahlung, tendant ainsi à créer plus de photons dans la direction privilégiée des électrons incidents. Cependant, les diffusions multiples subies par les électrons dans la cible entraînent une homogénéisation énergétique en sortie. Il est donc nécessaire de compenser cette répartition en intensité en atténuant subséquemment le faisceau. Le matériau dont il est composé ainsi que sa forme ont pu être étudiés par la méthode de Monte Carlo. La modélisation de cônes en aluminium, nickel ou tungstène a permis à Mc Call [McCall et al 1978] de démontrer l'intérêt d'un matériau de Z moyen dans le degré d'atténuation du faisceau. Des simulations avec et sans cône égalisateur ont montré à Mohan [Mohan et al 1985] et plus récemment [Lovelock et al 1995] ou [Mazurier 2000] son rôle dans le décalage vers les hautes énergies du spectre photonique. Bramoullé [Bramoullé 2000] a vérifié la forme de son cône en utilisant un faisceau monodirectionnel et mono énergétique dont on calculait l'atténuation au travers du cône. Tout comme le collimateur primaire, celui-ci perturbe le faisceau en créant des photons diffusés. Ainsi, diverses contributions ont été déterminées, dépendant du problème étudié, mais globalement le cône semble être à l'origine responsable de 3% de photons diffusés qui se retrouvent au niveau du fantôme.

Le système de collimation secondaire, qui diffère selon les accélérateurs, est destiné à limiter le champ d'irradiation. Il est constitué de matériaux de Z élevés afin d'avoir une meilleure atténuation des photons.

### 2.1.3 CONTAMINATION ELECTRONIQUE

La contamination électronique occupe une large part des études en marge de la simulation d'un accélérateur. Il se trouve que lors du filtrage du faisceau de photons, un grand nombre de ceux-ci créent des électrons responsables du dépôt d'une dose non négligeable dans la zone exposée. Cette contamination est particulièrement détectée en surface de la zone centrale du faisceau de photons [B.NILSSON et al 1979]. Les origines de celle-ci ont été identifiées par Petti et al [PETTI et al 1983a et b], qui ont réalisé des simulations en variant la distance source-surface. Ils ont d'abord mis en évidence le rôle du cône égalisateur ainsi que celui de l'air dans la création d'électrons secondaires, reléguant le collimateur primaire à une faible contribution. Ils ont également démontré que pour des distances source-surface plus grandes, la contribution de l'air située au-dessus de la surface devenait supérieure à celle du cône. Ces deux participations sont en revanche totalement différentes dans leur spectre en énergie, comme l'ont montré [FIX et al 2001]. Toutefois, suite à toutes ces études, il est prouvé que la

contamination globale augmente avec la taille du champ d'irradiation. La profondeur du maximum de dose pour les rendements évolue inversement à la taille du champ, influençant ainsi le plateau central des profils. Malgré toutes ces mises en évidence par la simulation, les techniques de production, comme de mesure, peinent toujours à s'affranchir des effets gênants de cette contamination.

#### **2.1.4 CONTAMINATION NEUTRONIQUE**

La radiothérapie utilisant les faisceaux de photons et d'électrons d'énergie supérieure à 10 MeV ont pour inconvénient de donner naissance à des neutrons de contamination appelés photoneutrons. Ces neutrons indésirables sont donc une source de contamination du faisceau thérapeutique et donnent lieu à une augmentation de la dose, spécialement à la surface car les neutrons sont connus pour être fortement thermalisés par les milieux à faible numéro atomique (eau, polyéthylène...). La production des photoneutrons dans la tête de l'accélérateur se fait par deux processus: les réactions électronucléaires :  $(e,n)$ ,  $(e, e', n)$  ou électrodésintégration et les réactions photonucléaires :  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2 n)$ ,  $(\gamma, p n)$ . Ces réactions sont toutes des réactions à seuil. L'énergie du rayonnement incident doit être supérieure à l'énergie de liaison des neutrons dans les noyaux: un seuil d'énergie de 8 à 10 MeV pour Z élevé est nécessaire. Il est à noter que le deutérium et le béryllium présentent un seuil d'énergie plus faible qui est de 2.23 MeV et 1.67 MeV [NCRP 79]. La production des neutrons dépend de l'énergie des électrons initiaux et de la nature de la cible. Les sources principales de production des photoneutrons sont tous les matériaux, constituant la tête de l'accélérateur, sur lesquels les électrons et les photons de haute énergie sont incidents. Les principaux éléments concernés sont: la cible, le collimateur primaire, le cône égalisateur, la chambre moniteur, les mâchoires, le collimateur multi-lames et le blindage de la tête. Les matériaux concernés sont principalement le cuivre, l'or, le tungstène, le béryllium, le fer et le plomb.

## **2.2 DESCRIPTION PHYSIQUE DE L'ACCELERATEUR VARIAN 2100C**

L'accélérateur linéaire d'électrons étudié au cours de ce travail est de type Varian 2100C, élaboré par le constructeur Varian Medical System. Conçu pour le traitement en radiothérapie, il possède deux voies de faisceau d'irradiation. La première est une voie de photons émis selon deux énergies: une basse aux environs de 6 MeV, c'est le mode 6MV et une haute à 18 MeV, c'est le mode 18MV. La deuxième sert dans le traitement par électrons et génère des faisceaux d'électrons d'énergies 4, 6, 9, 12 et 15 MeV. Si on parle de voies, c'est parce que les

composants se trouvant sur le chemin du faisceau de photons sont différents, voire simplement modulables pour ce qui est des modes. L'accélérateur possède ainsi un chariot mobile ou un carrousel sur lequel sont pré-montés les différents composants nécessaires à la formation du faisceau d'irradiation, selon que l'on choisisse de traiter en photons ou en électrons.



**Figure 2.2 :** l'accélérateur Varian 2100C du CAC Blida

### 2.2.1 LA VOIE DES PHOTONS

Pour cette voie, le Varian 2100C possède pour les deux modes 6 et 18 MV, deux cibles différentes constituées de deux couches d'épaisseurs différentes correspondantes à chaque mode. La première est une épaisseur de tungstène responsable de la production de photons de Bremsstrahlung et la deuxième est une épaisseur de cuivre pour une rapide dissipation de la chaleur produite par le faisceau d'électrons dans la cible.



**Figure 2.3:** Cibles du Varian 2100C '6x/18x dual energy linac'. L'orifice droit est la cible du 18x et l'orifice gauche est celle du 6x. A droite : face de l'entrée du faisceau, à gauche face de sortie du faisceau

Lorsque le faisceau sort de la cible, il pénètre directement dans le collimateur primaire. Ce dernier est élaboré en tungstène afin d'éliminer le plus possible les photons dont la tendance est de s'éloigner de l'axe central. De dimension fixe, c'est lui qui définit le champ maximum

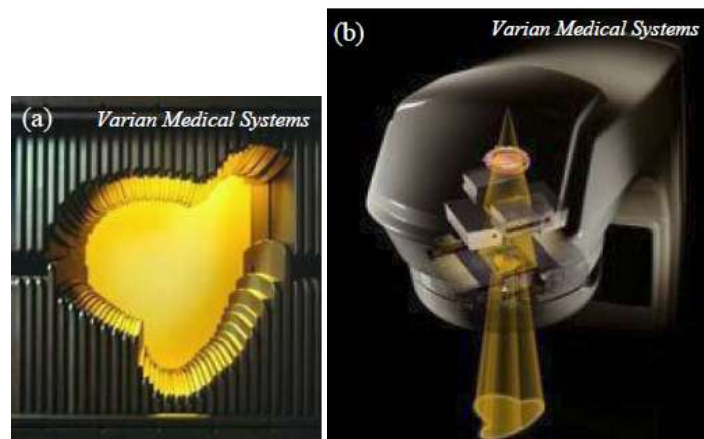
d'irradiation par son ouverture supérieure et sa forme en cône. Il a également pour rôle d'absorber les quelques électrons n'ayant pas été arrêtés par la cible afin de diminuer au maximum la contamination du faisceau de photons. L'ensemble cible-intérieur du collimateur primaire est plongé dans le vide, assuré par une fenêtre en Béryllium installée juste à la sortie du collimateur. Cette dernière est suivie du cône égalisateur fabriqué à partir d'un alliage de matériaux. Sa forme spéciale, épais au centre et relativement fin aux extrémités, permet d'égaliser le faisceau pour obtenir un profil de dose (dans un fantôme d'eau) présentant un plateau central relativement plat à une profondeur de 10 cm. Comme la cible, le cône égalisateur est propre à chaque énergie et le Varian 2100C possède donc deux cônes différents. Pour le mode 18MV, interagissant avec un faisceau plus intense, il sera plus long et aigu composé de deux parties coniques et un insert en Tantale. Pour le mode 6MV, face à un faisceau moins dur, il sera plus court et obtus. Ainsi, on distingue sur le chariot mobile deux cibles bien distinctes avec deux cônes égalisateurs correspondants à chaque cible.



**Figure 2.4:** Filtre égalisateur pris d'un Varian 2100C, en mode 18MV

Suite à cela, le faisceau passe dans une chambre moniteur qui mesure la fluence au cours du traitement. Elle est multi-segmentée de manière à s'assurer de la symétrie du faisceau d'irradiation et est élaborée en Kapton et son intérieur est remplie d'air sec médical avec une pression de 2 PSI. Elle est suivie d'un miroir semi-réfléchissant en Mylar, incliné d'un angle de  $35^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau, permettant de projeter un champ lumineux dans l'axe d'irradiation. Celui-ci est d'un grand intérêt dans la mesure où il constitue une preuve visuelle pour le praticien concernant ce qu'il fait, il projette d'une part sur la table de traitement une échelle métrique, gravée sur un réticule, donnant la distance à la source et d'autre part la taille du champ de traitement. En place finale dans la voie de faisceau, on distingue la partie de collimation secondaire constituée par deux paires de mâchoires et par le collimateur multi-lames. La première est constituée de deux mâchoires monoblocs parallélépipédiques de plusieurs centimètres d'épaisseur fabriquées en tungstène. Leur but est de limiter le champ: elles se déplacent respectivement par rotation selon l'axe Y et par translation selon l'axe X

pour définir des champs d'irradiation carrés ou rectangulaires. Le collimateur multi-lames est situé en aval de celles-ci et est constitué de 40 paires de lames se déplaçant sur un seul axe. Fabriquées en alliage à base de tungstène, elles permettent de réaliser des conformations de champs complexes en étant totalement indépendantes dans leur mouvement. Elles sont en effet dessinées de telle sorte qu'elles possèdent des tenons et des mortaises leur permettant de s'interpénétrer entre lames adjacentes.



**Figure 2.5:** **a)** collimateur multi-lames, **b)** accélérateur linéaire équipé d'un collimateur multi-lames. "Le collimateur multi-lames permet d'adapter la forme des faisceaux d'irradiation à celle de la tumeur"

### 2.2.2 LA VOIE D'ELECTRONS

La voie d'électrons est particulière dans le sens où le faisceau à la sortie de la chambre de déviation magnétique est déjà constitué des particules d'intérêt. La seule nécessité est donc de le traiter pour obtenir un profil plat comme pour la voie de photons. Ainsi on ne trouve plus sur le trajet du faisceau ni cible ni filtre égalisateur. Les composants majeurs dans la modification du faisceau sont des couches minces qualifiées de 'feuilles de diffusion' qui sont au nombre de deux et sont placées à la place de la cible dans la voie de photons à la sortie de la déviation magnétique. La partie supérieure est constituée d'une fine feuille de tantale de densité  $\rho=16.65 \text{ g/cm}^3$  de quelques dizaines de microns reposant sur un support creux en aluminium. L'épaisseur dépend de l'énergie utilisée, en effet, avec l'énergie croissante la feuille primaire voit son épaisseur augmenter dans une gamme qui reste inférieure à la centaine de microns. Le rôle principal de cette partie est de diffuser le faisceau quasi mono-incident en sortie de la déviation magnétique. L'utilisation de métal dense se justifie par le besoin de diffuser les électrons sans pour autant entraîner une perte d'énergie conséquente.

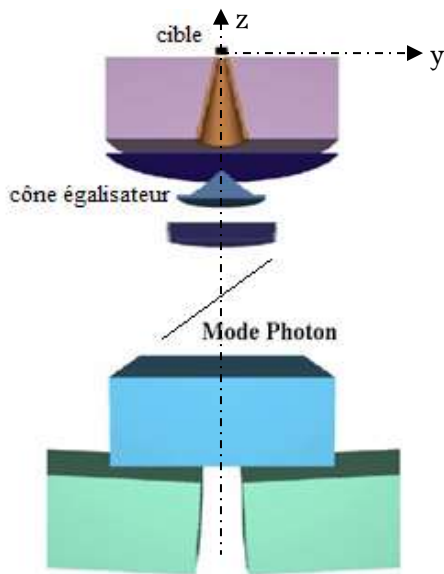
Toutefois, la dégradation inévitable du spectre énergétique par le phénomène de Bremsstrahlung oblige à limiter l'épaisseur, ce qui ne permet pas d'atteindre une homogénéité convenable pour le faisceau. C'est ce qui explique la dualité des feuilles de diffusion.

La feuille secondaire constituée d'une fine couche d'aluminium (95.8-98.6% Al) de densité  $\rho=2.7\text{g/cm}^3$  est juste en dessous. Son épaisseur et son diamètre varient en fonction de l'énergie des électrons. Elle permet de finaliser l'homogénéisation du faisceau principalement par absorption. Cela permet notamment d'éliminer les électrons de faible énergie ayant participé au Bremsstrahlung. Le tout est enserré à l'aide d'un bras en aluminium de quelques millimètres d'épaisseur (figure 2.6).

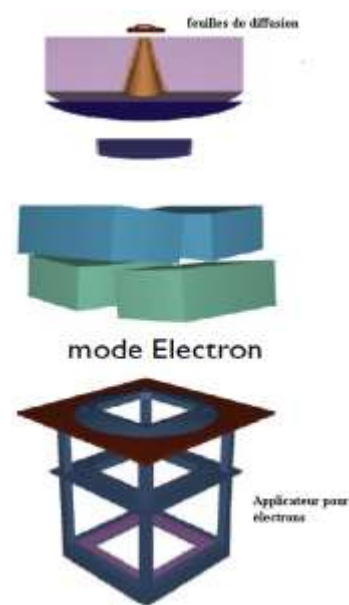
Juste à la suite on trouve le collimateur primaire (le même que pour le mode photons), plus destiné à stopper les quelques électrons diffusés à des angles importants qu'à véritablement collimater le faisceau. En l'absence du cône égalisateur, la chambre moniteur vient tout de suite après, suivie du miroir en Mylar. Concernant le système de collimation, les mâchoires et le multi-lames jouent le rôle de collimateur intermédiaire. Pour chaque champ, leur ouverture est supérieure à la taille de ce dernier de plusieurs centimètres: ce n'est donc pas ce système qui délimite l'irradiation. C'est l'applicateur qui agit vraiment dans ce sens sur le faisceau. On distingue trois parties principales, toutes étant ouvertes au centre de la forme du champ carré désiré (voir figure 2.6). La première est un plateau situé sous le collimateur multi-lames qui permet de stopper sur une large section tous les électrons qui auraient pu échapper aux premières collimations. Vient ensuite le corps de l'applicateur dont l'ouverture carrée se réduit tout en étant encore supérieure au champ voulu. Il collimate le faisceau sur plusieurs centimètres, évitant qu'il ne soit trop diffusé avant d'arriver à la dernière partie. Celle-ci, que l'on nomme effectivement collimateur, possède enfin la taille adéquate pour que le champ d'irradiation situé juste en-dessous ait la taille désirée. L'ensemble de l'applicateur est réalisé en aluminium, cuivre et d'un alliage de zinc et de manganèse.



**Figure 2.6:** De gauche à droite : Feuilles de diffusion et Applicateurs pour les électrons du Varian 2100C pour le mode électrons



**Figure 2.7 :** Varian 2100C en mode photons représenté sans les MLC.



**Figure 2.8 :** Varian 2100C en mode électrons

### 2.3 MODELISATION MONTE CARLO DE LA TÊTE DE L'ACCELERATEUR VARIAN 2100C EN MODE PHOTONS

La modélisation d'un accélérateur la plus exacte possible, nécessite une description précise de l'accélérateur afin d'éviter qu'une pièce aussi petite soit-elle n'interagisse plus avec le faisceau de particules. Cependant, toutes les données concernant la structure de la tête de l'accélérateur ne sont pas toujours accessibles. En outre, une modélisation trop complexe peut également se trouver inutile si elle ne permet pas d'obtenir les résultats dans le temps imposé. De ce fait, la plupart des modèles réalisés dans les études Monte Carlo ne sont jamais complètement définis, voire pour certains, directement créés pour être génériques.

Dans cette étude, la modélisation de la tête de l'accélérateur Varian 2100C en mode photons a été réalisée avec des données issues du constructeur (Varian Medical Systems) qui ont été adaptées pour des simulations Monte Carlo. Toutefois, on distingue certaines différences avec la description réelle de l'accélérateur, notamment :

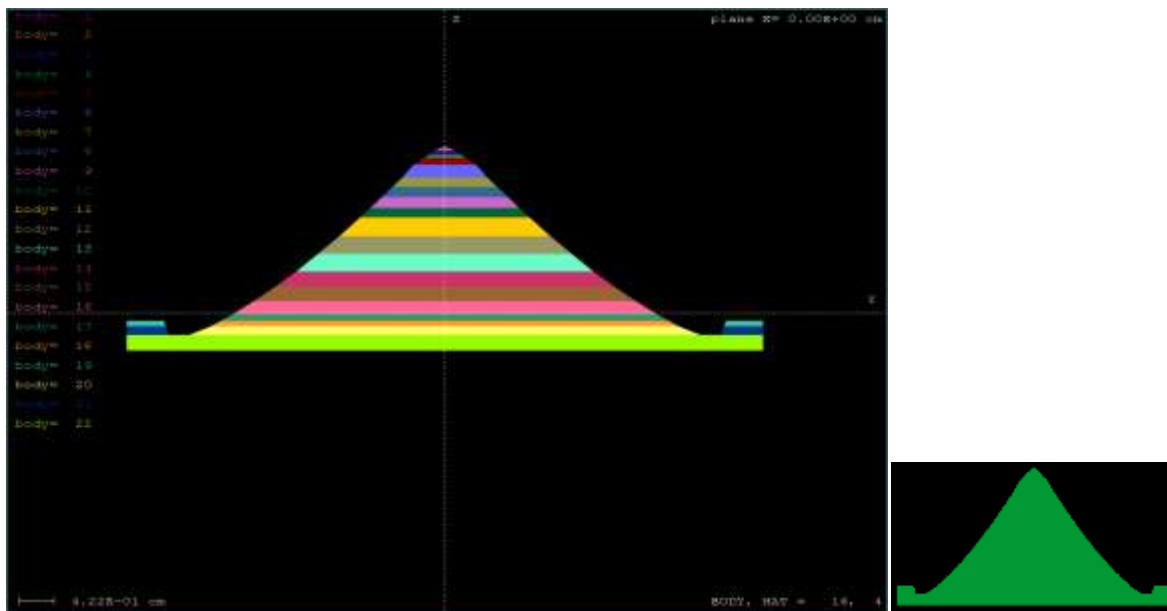
- la partie concernant la section accélératrice, la chambre de déviation magnétique et la fenêtre de sortie des électrons qui n'a pas été modélisée, car aucune information concernant ces éléments n'a été fournie par le constructeur. Le faisceau est donc initialisé dans le vide (assuré par la fenêtre en Béryllium). De ce fait les électrons ne subissent aucune diffusion avant l'interaction avec la cible. Il est à noter que la plus part des modèles de tête d'accélérateur linéaire médical réalisés avec Monte Carlo ne prennent pas en charge cette partie de l'accélérateur [D.W.O. ROGERS, D.S. BAGHERI, R. MOHAN.....].

- Le collimateur multi-lames n'a également pas été modélisé dans ce travail pour des raisons de temps de calcul. On note que beaucoup d'études concernant la validation de la tête sur le plan géométrique et dosimétrique ne considèrent pas le multi-lames. Cette partie sera incorporée pour des applications ultérieures, après validation du modèle de la tête étudiée, pour des études de conformation (réalisation de formes de champ irrégulières et de petites tailles de champ).

Le reste des éléments (figure 2.11) a été reproduit de façon fidèle en respectant les données du constructeur. Il nous a donc fallu réaliser, le fichier de géométrie du Varian 2100C d'une part, et les fichiers matériaux qui s'y rattachent d'autre part. Ces derniers n'ont posé aucun problème, les données concernant les matériaux étant pour la plupart basées sur les valeurs délivrées par le constructeur. Le code PENELOPE possède un ensemble de matériaux, notamment en ce qui concerne ceux d'intérêt radiologique, qui nous a permis de générer tous les fichiers matériaux, y compris les matériaux composés et les alliages, nécessaires à la simulation. En revanche, la structure de la géométrie en filiation, spécifique au code PENELOPE, a nécessité une réflexion vis-à-vis des diverses générations de corps et de modules à créer. Pour cette étape, en vue de ce qui a été fait précédemment par d'autres études [Eric Franchisseur 2007] concernant la modélisation de géométries complexes tel que l'accélérateur médical, nous avons opté pour une modélisation par création de nombreux corps (ou modules) en réduisant le nombre de surfaces par corps. Il est parfois nécessaire d'englober des corps et des modules adjacents dans un module unique pour permettre au code de localiser la particule très rapidement et réduire ainsi le temps de simulation. En contrepartie, la modélisation d'une partie complexe, comme le cône égalisateur, va nécessiter la création de beaucoup de corps. Concernant ce dernier, au vue de la complexité de sa géométrie constituée d'un grand nombre de cônes et de plans, sa modélisation nous a pris plusieurs jours, voire plusieurs mois pour le mode 18 MV, pour reproduire fidèlement toutes les parties qui le constituent. Le tableau 2.1 résume le nombre de surfaces, de corps et de modules délimitant toutes les parties de la tête, et les figures 2.9, 2.10 et 2.11 montrent la modélisation des cônes égalisateurs et de la tête du Varian 2100C pour les deux modes de fonctionnement 6 et 18 MV telle qu'elle est représenté par le programme auxiliaire GVIEW2D.

**Tableau 2.1 :** Nombre de surfaces, corps et modules délimitant chaque partie de la tête de l'accélérateur.

		Mode 6 MV	Mode 18 MV
Cible+collimateur primaire + fenêtre en Be	Surfaces	16	16
	Corps/ Modules	8	8
Cône égalisateur	Surfaces	45	<b>565</b>
	Corps/ Modules	22	<b>425</b>
Chambre moniteur	Surfaces	15	15
	Corps/ Modules	5	5
miroir	Surfaces	3	3
	Corps/ Modules	2	2
mâchoires	Surfaces	20	20
	Corps/ Modules	6	6

**Figure 2.9 :** filtre égalisateur du mode 6 MV (représentation GVIEW2D)

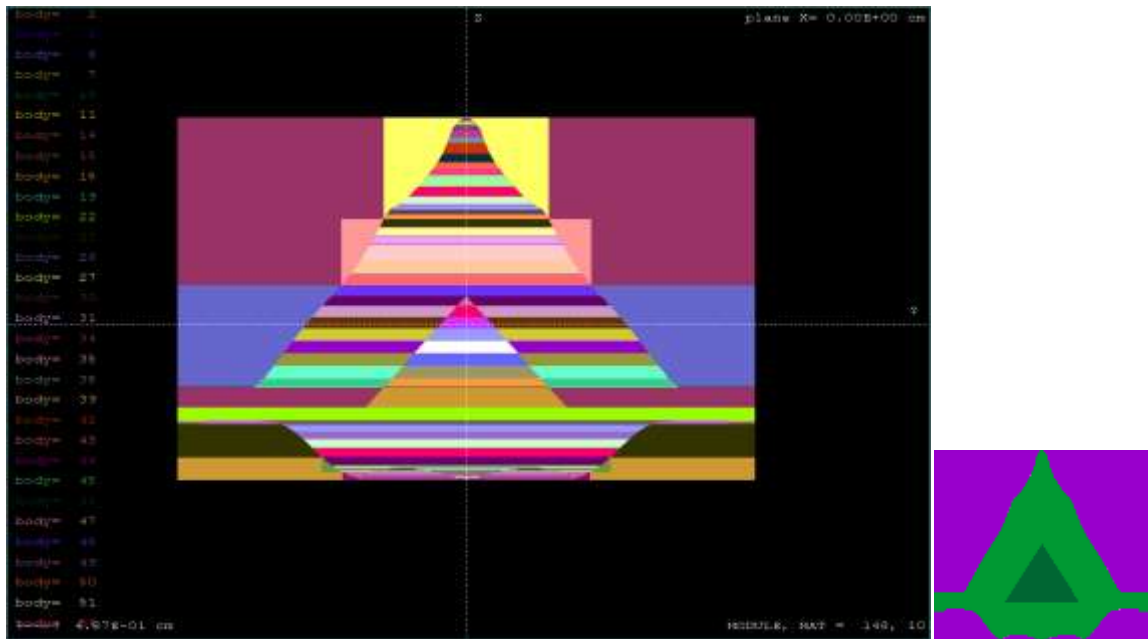


Figure 2.10 : filtre égalisateur du mode 18 MV (représentation GVIEW2D)

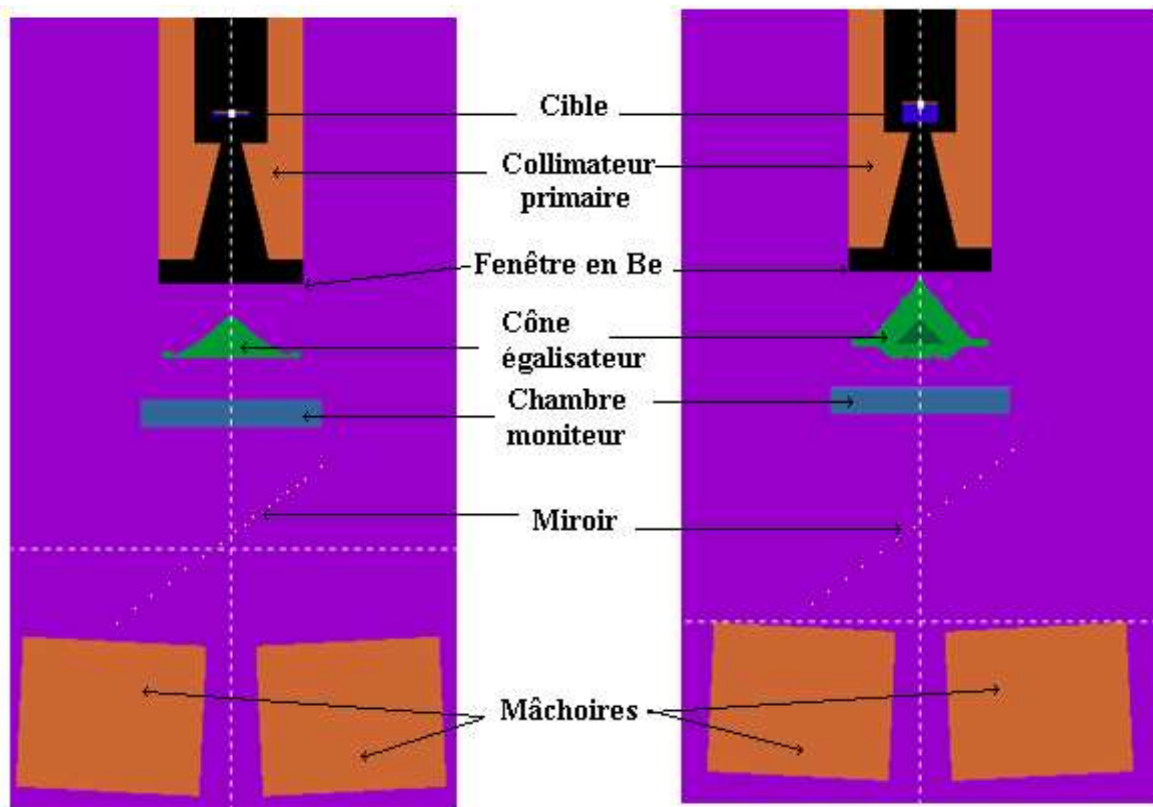


Figure 2.11 : Représentation de l'accélérateur Varian 2100C (visualisation GVIEW2D). A gauche le mode 6 MV et à droite le mode 18 MV.

## 2.4 VERIFICATION DE LA MODELISATION DES MACHOIRES

Les mâchoires servant à définir le champ d'irradiation sont modélisées par des blocs parallélépipédiques de même épaisseur et de même dimension, qui se déplacent selon les deux axes X et Y. Comme nous l'avons spécifié dans le paragraphe (2.2.1), les mâchoires selon l'axe Y se déplacent par rotation par rapport à l'origine des axes, alors que les mâchoires selon l'axe X se déplacent par translation (dans le plan XY perpendiculaire à l'axe Z). Pour vérifier la bonne modélisation des mâchoires, nous avons procédé à plusieurs simulations à l'aide d'une source ponctuelle émettant selon l'axe Z avec une ouverture angulaire suffisante pour couvrir les mâchoires. En pratique, les tailles de champ sont réglées à l'aide d'un faisceau lumineux issu d'une source de lumière réfléchi par le miroir. Pour vérifier les dimensions géométriques des champs d'irradiation, nous avons considéré une source de photons de basses énergies (10 keV, pour simuler l'indication donnée par le faisceau lumineux), et une autre simulation dans les mêmes conditions avec une source de photons monoénergétique de 3 MeV (pour se rapprocher des conditions d'irradiation).

Les PSF enregistrés à 100 cm de la source pour la taille de champ de référence (10x10) cm<sup>2</sup> obtenus à partir des deux simulations définies précédemment sont représentés dans les figures 2.12 et 2.13, Les autres tailles de champs étudiés sont représentées dans l'ANNEXE B.

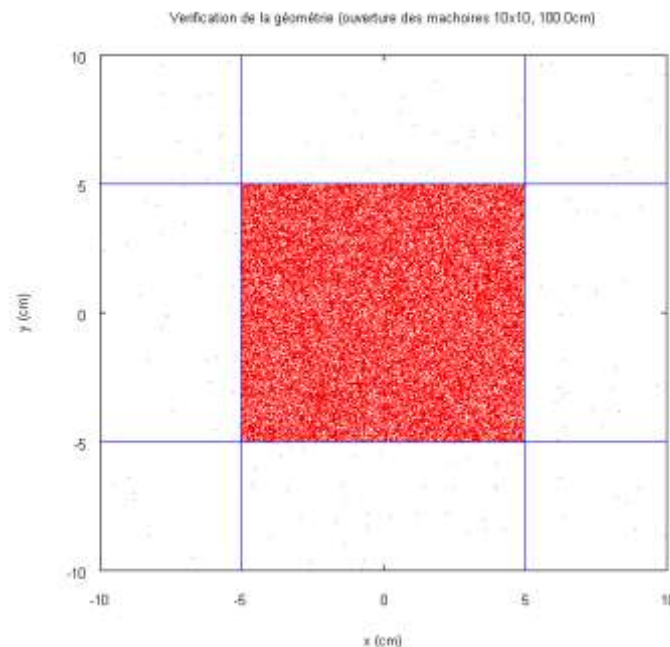
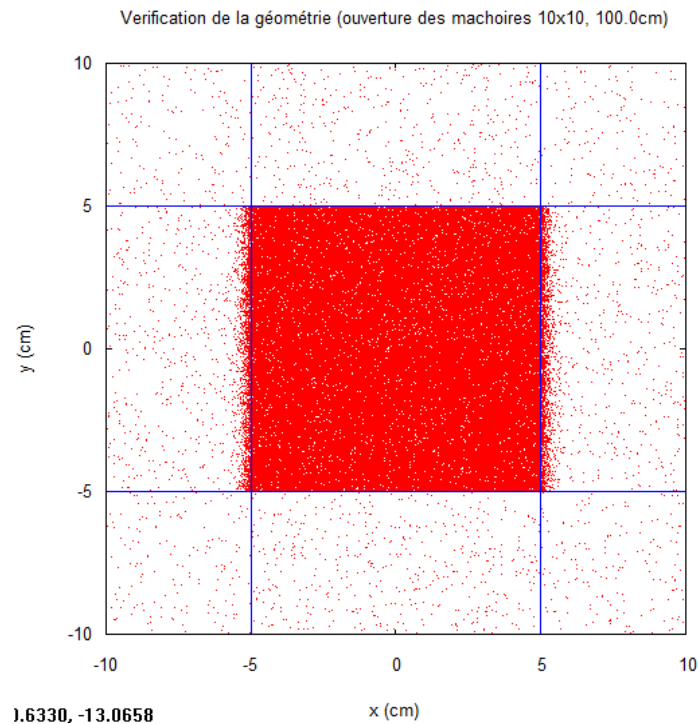


Figure 2.12 : Vérification de la modélisation des mâchoires de l'accélérateur linéaire VARIAN 2100C, source de basse énergie (10 keV).



**Figure 2.13 :** Vérification de la modélisation des mâchoires de l'accélérateur linéaire VARIAN 2100C, source de haute énergie (3 MeV).

De la figure 2.12 (substitution du champ lumineux), on note que les dimensions du champ simulé coïncident parfaitement avec celles du champ fixé (10x10) cm<sup>2</sup>. Ceci est valable pour les autres tailles de champ (Annexe B), ce qui confirme la bonne modélisation des mâchoires.

La figure 2.13 montre que le champ est parfaitement délimité selon l'axe Y, mais ce n'est pas le cas pour l'axe X qui présente une largeur légèrement supérieure. Ceci est dû principalement au déplacement des mâchoires qui est différent. En effet les mâchoires Y dont le déplacement est une rotation, donc épouse la forme du faisceau conique, présentent moins de diffusé que les mâchoires X qui se déplacent par translation. De ce fait, nous concluons que dans le cas réel, il n'y a pas de symétrie parfaite entre les mâchoires X et Y.

# Chapitre 3

---

**OPTIMISATION DES PARAMETRES  
DE SIMULATION ET CRITERES DE  
VALIDATION**

# CHAPITRE 3

## OPTIMISATION DES PARAMETRES DE SIMULATION ET CRITERES DE VALIDATION

---

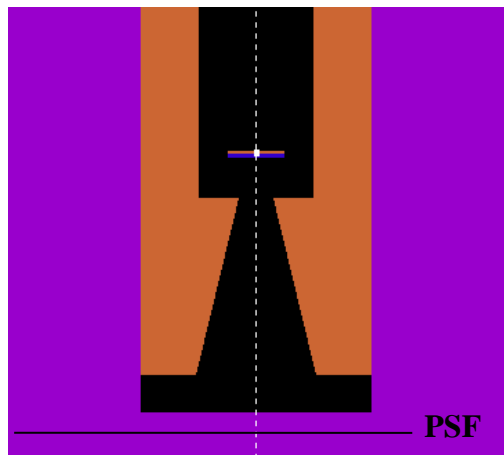
L'objectif de ce travail est de simuler à l'aide du code PENELOPE le transport des électrons et des photons dans la tête du Varian 2100C en régime photons, afin d'obtenir les caractéristiques du flux de particules émis (enregistré dans l'espace des phases) ainsi que la répartition de doses obtenue dans un fantôme d'eau placé dans des conditions de référence. Deux simulations sont donc nécessaires: l'une concerne la tête d'irradiation et la génération des fichiers espace des phases (PSF), l'autre concerne le calcul des distributions de dose dans le fantôme d'eau. Ces dernières concernent les courbes de rendement en profondeur PDD et les profils de doses (voir définitions en annexe A).

Dans ce chapitre, nous présentons successivement les paramètres et les méthodes de simulations choisis, ainsi que les critères adoptés pour la validation des résultats obtenus.

### 3.1 OPTIMISATION DES PARAMETRES DE SIMULATION

#### 3.1.1 *Etude de l'influence des Energies de coupures EABS et des paramètres de transport $C_1$ , $C_2$ sur les résultats de simulation*

Afin d'améliorer la qualité des simulations et de réduire les temps de calcul, nous avons procédé à l'étude de l'influence des différents paramètres de simulation sur le spectre d'énergie des photons émis par la cible, ainsi que sur le temps de calcul. Pour cela, nous avons considéré une géométrie simplifiée de l'accélérateur constituée de la cible, du collimateur et de la fenêtre de Béryllium. Un plan d'enregistrement des particules émergentes a été défini juste à la sortie de la fenêtre de Béryllium. Nous avons considéré un faisceau d'électrons fin (pencil beam) et monoénergétique avec une énergie moyenne de 6.0 MeV incident sur la cible du mode 6 MV (figure 3.1).

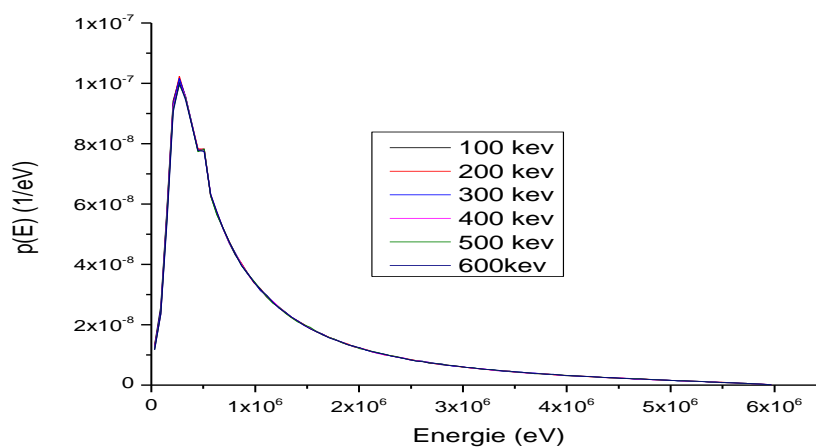


**Figure 3.1 :** Géométrie adoptée pour l'étude de l'influence des paramètres de simulation

### 3.1.1.1 Choix des énergies de coupures EABS (KPAR, M)

Pour cette partie, nous avons fait varier l'énergie de coupure pour les électrons EABS (1,M) et pour les positrons EABS (3,M) d'une valeur allant de 100 keV à 600 keV par pas de 100 keV. Le reste des paramètres reste inchangé: l'énergie de coupure pour les photons EABS (2, M)=10 keV,  $C_1=C_2=0.2$ ,  $W_{cc}=W_{cr}=10$  keV. Le nombre d'histoires simulé est fixé à 1million d'histoires.

La figure 3.2 montre l'allure des spectres en énergie des photons correspondant à chaque énergie d'absorption. Et le tableau 3.1 résume l'essentiel des résultats influencés par la variation des énergies d'absorption, notamment L'énergie moyenne des photons issus du Bremsstrahlung à la sortie du collimateur primaire, la variation de la précision de calcul et la vitesse de simulation. Il est à noter qu'aucune variation de l'énergie la plus probable (égale à 270 keV dans tous les cas) n'est à signaler.



**Figure 3.2 :** Variation de la distribution énergétique des photons (6MV) en fonction de EABS

**Tableau 3.1** : influence de la variation de EABS( $e^-$ ,  $e^+$ , M) sur la simulation

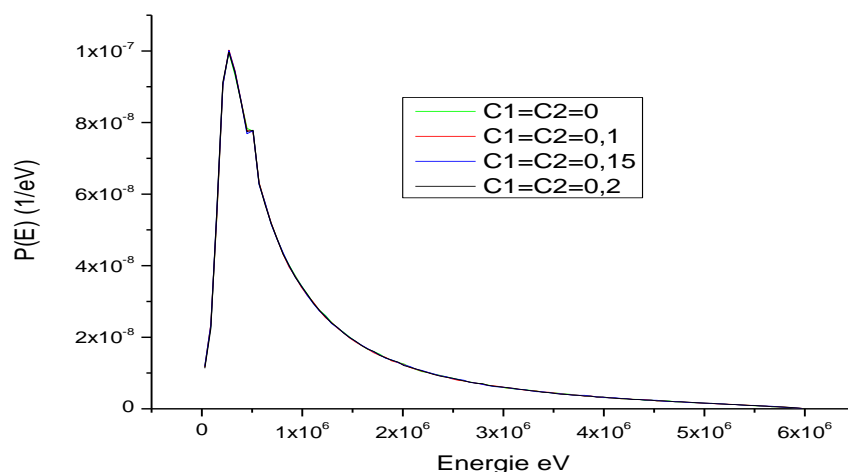
EABS(1), EABS(3) (keV)	Energie moyenne(MeV)	Ecart type % $\sigma_{\min} - \sigma_{\max}$	Vitesse de simulation Nbre/s
100	1.127	0.38 - 8.19	25.33
200	1.129	0.38 - 8.92	52.07
300	1.131	0.38 - 8.63	81.20
400	1.133	0.38 - 8.81	111.25
500	1.136	0.38 - 8.27	140.75
600	1.137	0.39 - 8.24	166.12

Notons que, d'après la figure 3.2 et le tableau 3.1, l'allure du spectre en énergie des photons n'a pas été altérée par la variation des énergies de coupure ( $e^+$ ,  $e^-$ ). Par contre l'énergie moyenne des photons augmente légèrement (de l'ordre du keV) avec l'augmentation de EABS(KAPAR,M). Notons également qu'en augmentant EABS, la vitesse de simulation augmente aussi (gain considérable en temps de calcul), tout en maintenant l'incertitude statistique de simulation pratiquement inchangée. De ce fait, avant de procéder à l'augmentation des énergies de coupure pour gagner en temps de calcul, il est important de vérifier que l'énergie moyenne des photons n'augmente pas beaucoup pour ne pas altérer les courbes de distribution de dose. Il est à noter qu'une augmentation des énergies de coupures pour les électrons et les positrons devient intéressante pour les énergies élevées (ex. 18 MeV) où les simulations peuvent s'avérer extrêmement lentes.

### 3.1.1.2 Choix des paramètres de transport $C_1$ et $C_2$

Pour l'étude de l'influence des paramètres de transports, nous avons fait varier  $C_1$  et  $C_2$  d'une valeur allant de 0 (simulation détaillée) à 0.2 ( $C_1 = C_2=0, 0.05, 0.1, 0.15, 0.2$ ), les énergies de coupure EABS(1)=EABS(3)=600KeV, EABS(2)=10KeV et  $W_{cc}=W_{ct}=10$  KeV.

La figure 3.3 représente les spectres en énergie des photons correspondants pour différents  $C_1$  et  $C_2$  et le tableau 3.2 résume les différents paramètres influencés par la variation de  $C_1$  et  $C_2$ .



**Figure 3.3:** Variation du spectre d'énergie de photons en fonction de  $C_1$ ,  $C_2$

**Tableau 3.2 :** influence de la variation de  $C_1$  et  $C_2$  sur la simulation.

$C_1, C_2$	Energie moyenne (MeV)	Ecart type % $\sigma_{\min} - \sigma_{\max}$	Ecart type moyen $\sigma_{\text{moy}} \%$	Vitesse de simulation Nbre/s
0.0	1.138	0.40 – 9.64	1.67	0.78
0.05	1.135	0.38 – 8.98	1.55	81.72
0.1	1.135	0.38 – 8.97	1.57	120
0.15	1.136	0.38 – 8.33	1.56	147.3
0.2	1.135	0.39 – 8.24	1.56	169.4

Nous remarquons d'après la figure et le tableau précédents que l'allure du spectre d'énergie pour toutes les valeurs de  $C_1$  et  $C_2$  ne change pas. L'énergie moyenne des photons qui arrivent au plan d'enregistrement ne change pas beaucoup et l'incertitude statistique de simulation garde le même ordre de grandeur dans tous les cas. Le plus important à noter dans cette étude, est le gain considérable en vitesse de simulation donc en temps de calcul.

Des conclusions de cette étude, nous avons opté pour des valeurs de  $C_1$  et  $C_2$  égales à 0.2 pour toutes les simulations, et des valeurs de EABS variable selon le cas :

- Pour le mode 6 MV: EABS(1, M) = EABS(3, M) = 100 keV pour le calcul des PSF et des distributions de dose.
- Pour le mode 18 MV: EABS (1, M) = EABS(3.M) = 200 keV pour le calcul des PSF et 100 keV pour le calcul des distributions de doses.

Le tableau 3.3 résume les énergies de coupure utilisées par différentes équipes de recherche pour des simulations similaires (tête d'accélérateur linéaire médical)

**Tableau 3.3** : Energies de coupures utilisés pour des études similaires.

Auteurs	EABS (e-, e+) (keV)	EABS ( $\gamma$ ) (keV)	Code utilisé
D. Sheikh-Bagheri et al (2001)	700*	10	EGSNRC/DOSXYZ
A.Tzedakis et al (2004)	700*	10	EGS4/Beam
B. Libby et al (1999)	700*	10	EGS4/Beam
A. Mesbahi et al (2005)	500	10	MCNP4C
H.K. Kim et al (2006)	100	10	MCNPX
A. Baumgartner et al (2009)	100	10	PENELOPE
M.L. Rodriguez (2008)	100	50	PENLINAC
E. Franchisseur (2007)	700 et 300**	10	PENELOPE
D. Sardari et al (2010)	700	10	GEANT4
L Grevillot et al (2008)	350	5	Gate/GEANT4

\* Pour le code EGS4 et EGSNRC l'énergie de coupure des électrons notée par ECUT représente l'énergie totale de l'électron, c.à.d. ECUT= énergie cinétique+énergie au repos de l'électron (= 511 keV). ECUT = 700 keV équivaut à une énergie de coupure dans PENELOPE = 189 KeV.

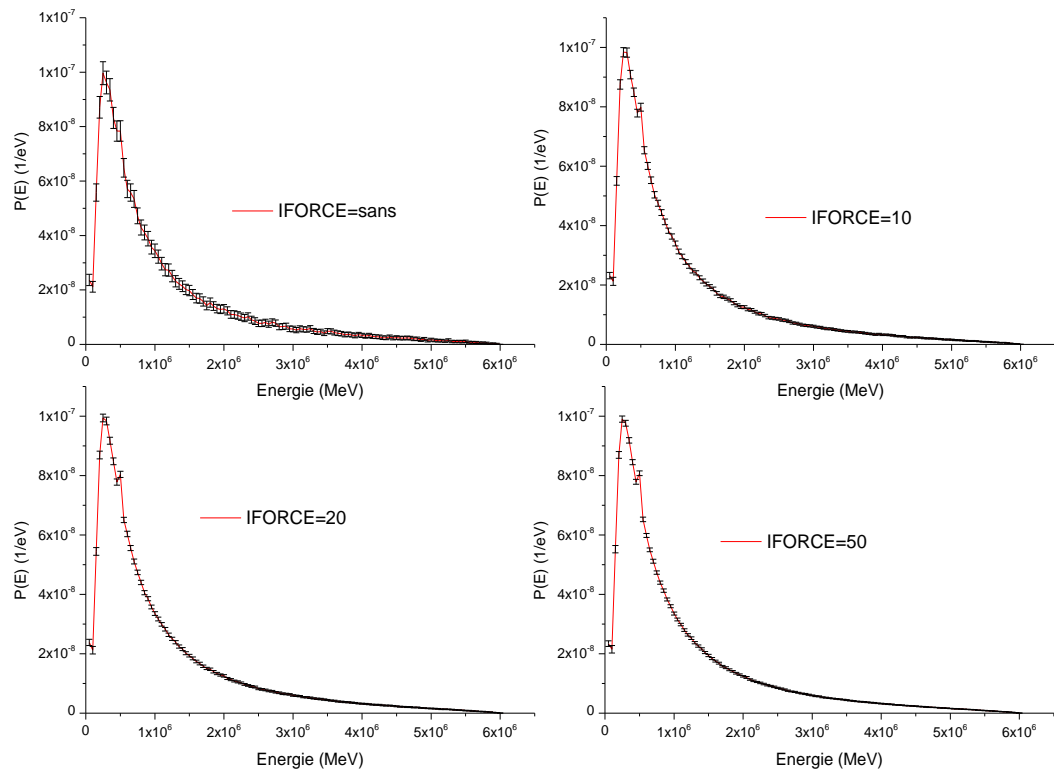
\*\* 700 keV pour le calcul des PSF et 300 keV pour le calcul des distributions de dose

### 3.2 OPTIMISATION DES PARAMETRES DE REDUCTION DE VARIANCE.

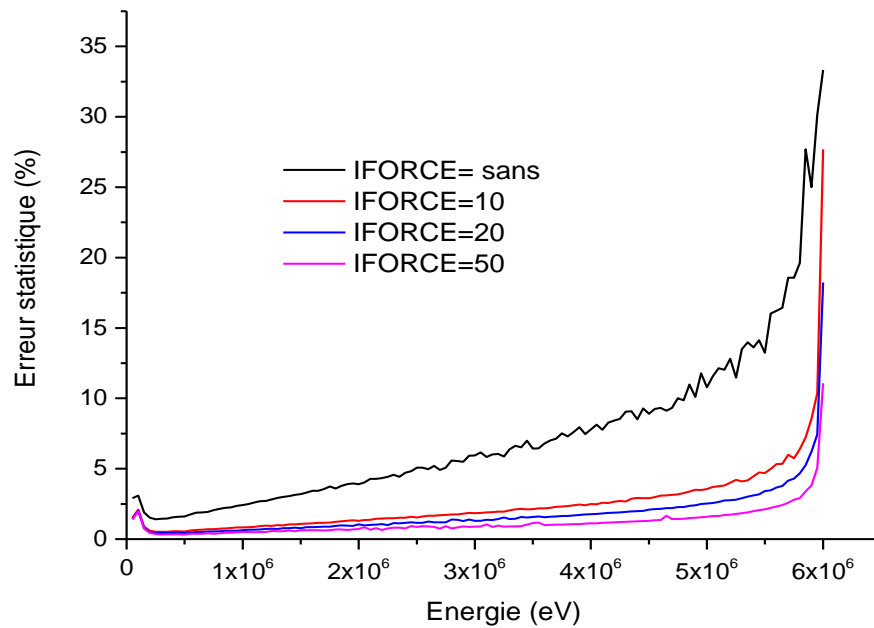
Dans cette partie nous avons étudié l'influence de l'utilisation des paramètres de réduction de variance sur les résultats des simulations. Nous n'avons considéré que les paramètres de réductions de variance que nous voulons appliquer dans le cadre de notre travail, à savoir, l'interaction forcée pour le rayonnement de freinage au niveau de la cible pour la création des PSF et le 'Splitting' des particules pour le calcul des distributions de dose avec utilisation des PSF obtenus.

#### 3.2.1 Etude de l'influence de l'utilisation de l'interaction forcée

Pour cette étude nous avons considéré la géométrie utilisée dans l'étude précédente (figure 3.1) avec les mêmes conditions de simulation. L'interaction forcée pour favoriser l'occurrence du rayonnement de Bremsstrahlung a été appliquée uniquement au niveau des matériaux de la cible pour la création d'un PSF. Nous avons fait varier le paramètre de forcing IFORCE (0, 10, 20, 50) et les résultats obtenus pour un million d'histoires simulé sont résumés dans la figure 3.4 et le tableau 3.4.



**Figure 3.4 :** Influence de l'application l'interaction forcée sur le spectre en énergie et sur l'incertitude statistique de simulation



**Figure 3.5 :** Variation de l'erreur statistique de simulation en fonction du paramètre de forçage; de haut en bas :  $IFORCE=$  sans, 10, 20, 50.

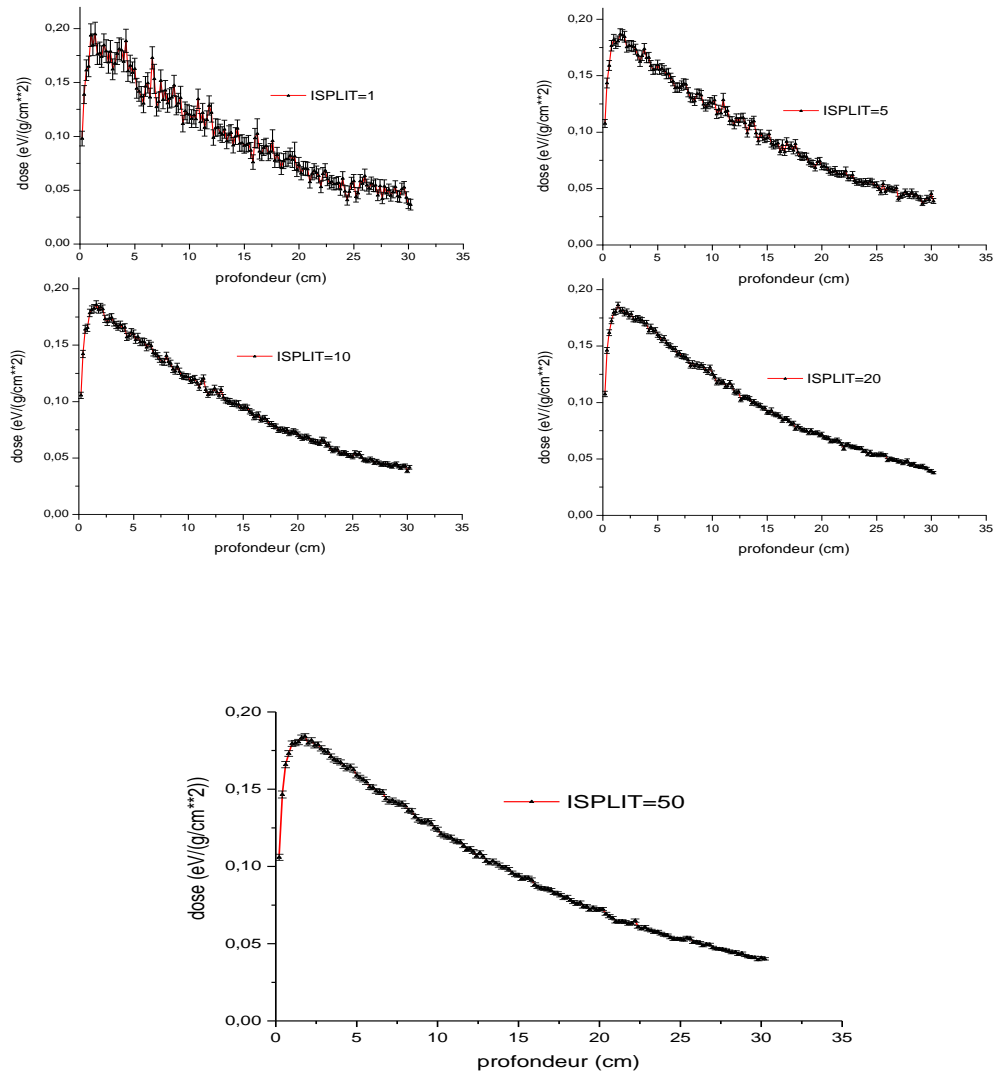
**Tableau 3.4** : Influence du paramètre de forcing sur les simulations

IFORCE	Energie moyenne (MeV)	Ecart type % $\sigma_{\min}-\sigma_{\max}$	Ecart type moyen $\sigma_{\text{moy}}$ %	Efficacité de simulation $\epsilon$ (s <sup>-1</sup> )	Vitesse de simulation Nbre /s
Sans	1.143	1.42 - 33.33	7.30	2,1E-05	1102.7
10	1.138	0.52 – 27.69	2.52	8,8E-05	560.65
20	1.137	0.43 – 18.22	1.81	<b>1,1E-04</b>	359.62
50	1.138	0.33 – 11.08	1.2	1,1E-04	163.91

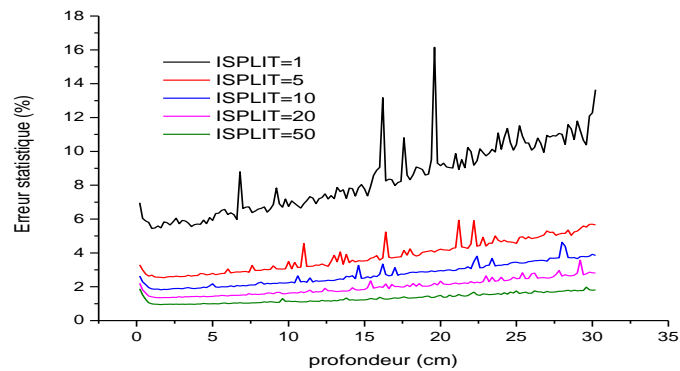
Les résultats obtenus par cette étude montrent qu'une augmentation légère du paramètre de forcing IFORCE, améliore considérablement l'incertitude statistique des simulations sans altérer l'allure du spectre en énergie et l'énergie moyenne des photons. Par contre, la vitesse de simulation se voit considérablement affectée, en passant de IFORCE = 0 à 10 le nombre d'histoires simulé par seconde diminue de moitié. L'efficacité de simulation augmente avec l'augmentation de IFORCE, mais se stabilise à partir de IFORCE = 20. En tenant compte de toutes ces considérations, nous avons opté pour l'utilisation d'un paramètre de forcing d'une valeur de 20 dans les matériaux de la cible pour toutes les simulations des fichiers espace des phases.

### 3.2.2 Etude de l'influence de l'utilisation du 'Splitting'

Pour cette étude, nous avons utilisé un PSF préalablement généré à 100 cm de la cible pour une énergie des électrons initiaux de 6.0 MeV pour un calcul de rendement en profondeur dans une cuve d'eau. Nous avons appliqué le Splitting des particules avec des valeurs de ISPLIT égales à 1, 5, 10, 20, 50 (nombre d'histoires simulée = 200 million). Le résultat des simulations est représenté dans la figure 3.5 et le tableau 3.4.



**Figure 3.6 :** Rendements de dose en profondeur calculés avec PENELOPE à partir d'un PSF pour différents paramètres de splitting



**Figure 3.7 :** Variation de l'erreur statistique de simulation en fonction du paramètre de splitting; de haut en bas : ISPLIT=1, 5, 10, 20, 50.

**Tableau 3.5** : Influence du paramètre de splitting sur la simulation des PDD

ISPLIT	Ecart type % $\sigma_{\min}-\sigma_{\max}$	Ecart type moyen $\sigma_{\text{moy}} \%$	Efficacité de simulation $\epsilon$ ( $s^{-1}$ )	Vitesse de simulation histoires/s
1	5.44 – 16.15	8.34	6.5E-06	90793.10
5	2.53 – 5.93	3.82	6.9E-06	20297.84
10	1.82- 4.36	2.72	<b>1.3E-05</b>	19349.21
20	1.35 – 3.58	1.98	6.7E-06	5220.72
50	0.95 – 1.98	1.32	6.0E-06	2096.16

La figure 3.6 montre les différentes courbes de rendement en profondeur relatives à l'utilisation du splitting. Nous remarquons clairement qu'avec l'augmentation de ISPLIT, les fluctuations sur les PDD calculés diminuent (les courbes deviennent plus lisses), ainsi que les barres d'erreurs. En considérant le tableau 3.5, nous remarquons que l'application du splitting au niveau du PSF améliore l'incertitude statistique mais affecte la vitesse de simulation, qui diminue considérablement. Concernant l'efficacité de simulation, elle atteint sa meilleure valeur pour ISPLIT=10. C'est pour cette raison que nous avons choisi cette dernière valeur pour être appliquée lors de nos simulations des distributions de dose avec utilisation des PSF.

### 3.3 RECOMMANDATION DE VALIDATION DES SIMULATIONS

Une bonne modélisation de la tête d'irradiation en radiothérapie se vérifie éventuellement en comparant les courbes de distribution de dose calculées par simulation et celle mesurées dans les mêmes conditions (dans ce cas les mesures sont prises comme référence). Une fois les calculs validés, la simulation Monte Carlo peut être utilisée pour le calcul de grandeurs dosimétriques dans des conditions où la mesure est difficile à faire.

#### 3.3.1 OUTILS DE COMPARAISON DE DOSE

Deux outils sont utilisés dans le cadre de ce travail pour la comparaison entre les doses calculées et mesurées. Si on considère  $D_{\text{mes}}$  et  $D_{\text{cal}}$  comme étant respectivement la dose mesurée et calculée au même point, nous définissons :

##### 1- L'écart relatif

L'écart relatif est défini comme suit :

$$\delta = \frac{D_{\text{cal}} - D_{\text{mes}}}{D_{\text{mes}}} \times 100 \% \quad 3.1$$

## 2- La DTA, écart de position à dose égale

La DTA (*Distance To Agreement*) représente l'écart de positionnement entre deux doses égales. La DTA est utilisée pour comparer les doses dans les zones de fort gradient, où observer uniquement un écart entre les doses est peu intéressant car un petit écart de positionnement engendre une grande différence de dose. Si  $D_{cal}(r_{cal})$  est la dose calculée au point  $r_{cal}$  et  $D_{mes}(r_{mes})$  au point  $r_{mes}$ , la DTA est définie comme étant la distance  $|r_{cal} - r_{mes}|$  de telle sorte que  $D_{cal}(r_{cal}) = D_{mes}(r_{mes})$ . Il peut être nécessaire de recourir à une interpolation sur  $D_{cal}$  pour trouver le point  $r_{cal}$  satisfaisant cette condition.

### 3.3.2 CRITERES D'ACCEPTABILITE DES DOSES CALCULEES

Plusieurs recommandations existent concernant les critères en écart de dose et en DTA à obtenir pour valider un calcul de dose. Van Dyk en dressa une liste en 1993, reproduite et complétée avec des recommandations plus récentes. Il s'agit des critères pour les calculs et mesures avec un champ d'irradiation carré simple dans un fantôme homogène et pour des champs plus complexes, ou des fantômes hétérogènes où des critères plus tolérants sont généralement recommandés [Van Dyk et al. 1993].

Les critères les plus exigeants sont ceux de l'ICRU [ICRU 1987, ICRU 1999], qui recommande que le calcul soit précis à 2 % en terme d'écart relatif et 2 mm en DTA. Cependant, [Venselaar et al. 2001] proposent des critères beaucoup plus souples dans les zones de faibles doses (à l'extérieur du faisceau notamment), où l'écart relatif conseillé est de 3%, relativement non pas à la dose au point de mesure mais à la dose sur l'axe à la même profondeur que le point de mesure. Ceci prend en compte le fait que le même écart absolu de dose a des conséquences cliniques similaires dans les régions de forte et faible dose, mais que cet écart est exprimé relativement à la dose de référence au point considéré, il est beaucoup plus important dans les régions de faible dose. L'écart peut donc plutôt être calculé relativement à la dose sur l'axe.

En considérant les critères définis par [Venselaar 2001], les paramètres d'écarts (selon l'équation 3.1) suivants sont définis:

$\delta_1$  : pour les points sur l'axe central et au-delà de la profondeur de dose maximale  $d_{max}$  : région à dose élevée et faible gradient de dose.

$\delta_2$  : pour les points de la région du buildup, de la pénombre et dans les régions près des interfaces des inhomogénéités : région à dose élevée et fort gradient de dose. Ce paramètre peut être exprimé en termes de DTA.

$\delta_3$  : pour les points au-delà de  $d_{\max}$ , dans le champ du faisceau mais en dehors de l'axe central : c'est aussi une région à dose élevée et à faible gradient de dose.

$\delta_4$  : pour les points au-delà de  $d_{\max}$ , et à l'extérieur du champ du faisceau (au-delà des limites des mâchoires) : région à faible dose et faible gradient de dose. Dans cette région, le calcul de dose étant moins précis [Venselaar et al. 2001], il est parfois difficile de relier l'écart entre les calculs et les mesures à la dose locale mesurée. L'équation 3.1 est alors remplacée par l'expression :

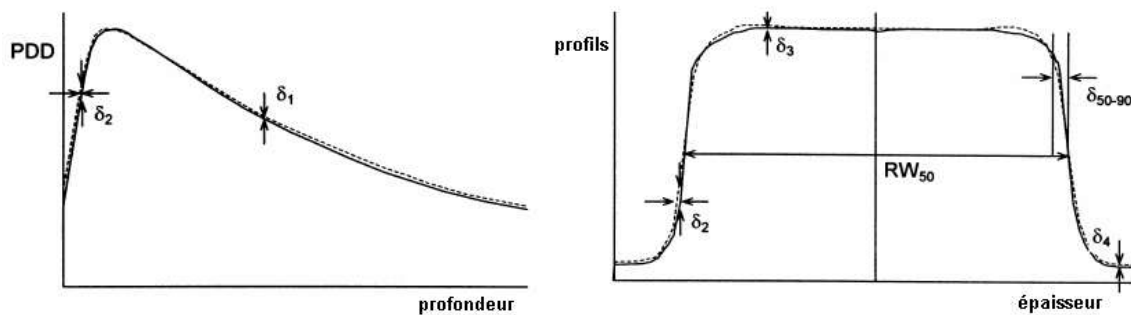
$$\delta_4 = \frac{D_{\text{cal}} - D_{\text{mes}}}{D_{\text{mes,cax}}} \times 100 \% \quad 3.2$$

$D_{\text{mes,cax}}$  représente la dose mesurée sur l'axe central à la même profondeur que le point considéré.

**RW<sub>50</sub>** : c'est la largeur radiologique, définie comme étant la largeur du profil mesurée à la hauteur de 50 % par rapport à la valeur sur l'axe (voir figure 3.8)

$\delta_{50-90}$  : ce sont les points qui se trouvent entre 50 % et 90 % (relativement au maximum de dose dans un profil) dans la pénombre, appelée frange du faisceau). Ce paramètre est exprimé en termes de DTA.

Les régions de validité de ces paramètres sont mentionnées dans la figure 3.8.



**Figure 3.8** : Régions de validité des critères  $\delta_1$  à  $\delta_4$ ,  $RW_{50}$  et  $\delta_{50-90}$  pour comparer les courbes de rendement en profondeur PDD (à gauche) et des profils de dose (à droite) calculées et mesurées.

Le tableau 3.6 résume les valeurs tolérées pour les écarts dans les différentes régions citées ci-dessus et pour les différentes configurations.

**Tableau 3.6 :** critères d'acceptabilité pour les écarts entre doses calculées et mesurées.

Paramètres	(1) Géométrie simple (champ carré), milieu homogène	(2) Géométrie complexe (asymétrie, filtre en coin, inhomogénéité)	(3) Géométrie plus complexe, combinaison de (2)
$\delta_1$ (axe central) dose élevée, faible gradient de dose	2%	3%	4%
$\delta_2^*$ (buildup dans les PDD, pénombre dans les profils) dose élevée, fort gradient de dose	2 mm ou 10%	3 mm ou 15%	3 mm ou 15%
$\delta_3$ (région hors axe) dose élevée, faible gradient de dose	3%	3%	4%
$\delta_4$ (hors champ) dose faible, faible gradient de dose	3%** (30%)	4% *(40%)	5% *(50%)
RW <sub>50</sub> (épaisseur radiologique)	2 mm ou 1%	2 mm ou 1%	2 mm ou 1%
$\delta_{50-90}$ (frange du faisceau)	2mm	3 mm	3 mm

\* il est préférable d'exprimer ces valeurs en mm. L'écart de 1 mm correspondant à une variation de dose de 5% semble être correct pour les régions à dose élevée et à fort gradient de dose.

\*\* Ce pourcentage est applicable pour l'équation 3.3, le pourcentage entre parenthèse correspond à l'équation 3.1.

### 3.4 MESURES EXPERIMENTALES

Comme nous l'avons précisé plus haut, pour valider les simulations, tous les calculs effectués sont comparés aux mesures dans les conditions de référence. Dans le cadre de ce travail, nous avons effectué nos mesures au sein de l'unité de radiothérapie du Centre Anti Cancer (CAC) de Blida.

Les mesures réalisées concernent les rendements en profondeur et les profils de dose. Le matériel utilisé est constitué de :

- Accélérateur linéaire médical Varian 2100C en mode photon, 6 MV et 18 MV
- Fantôme en PMMA de dimensions (40 x 40x40) cm<sup>3</sup> rempli d'eau
- Chambre d'ionisation étanche de type PTW Semiflex 31013 de volume 0.3 cc
- Electromètre de type UNIDOS pour la collecte de la charge
- Thermomètre et baromètre (pour la correction pour la température et la pression)



**Figure 3.9 :** Dispositif expérimental pour la mesure des distributions de doses : Varian 2100C, fantôme en PMMA, chambre d'ionisation et électromètre.

Nous avons comparé les mesures de distributions de dose que nous avons effectuées au niveau du CAC de Blida à celles mesurées lors du commissioning de ce même accélérateur. Pour toutes les configurations, les mesures étaient identiques. De ce fait, pour les mesures que nous n'avons pas pu réaliser pour des raisons d'indisponibilité de l'accélérateur (importante charge de travail pour le traitement des malades), nous avons pris comme référence pour la validation de nos calculs les mesures effectuées lors du commissioning.

# Chapitre 4

---

## RESULTATS ET VALIDATION

## 4.1 GENERALITES

Des études antérieures ont démontré que les simulations Monte Carlo sont des méthodes précises pour le calcul de dose en radiothérapie [Refs <sup>1, 3, 4, 9, 11, 16...</sup>], et un calcul précis de la dose nécessite une bonne modélisation de la géométrie de l'accélérateur et un bon paramétrage du faisceau d'électrons initial incident sur la cible. Il est à rappeler que si le constructeur de la machine a fourni toutes les données nécessaires concernant la géométrie de la tête d'irradiation, il n'a donné aucune information concernant le faisceau d'électrons initial. La caractérisation de ce dernier paramètre, qui est un enjeu important dans le calcul de dose, a fait l'objet de plusieurs études [sheikh–Bagheri et Rogers 2001], [Tzedakis et al 2004], [Fix et al 2005] [Mesbahi et al 2005, 2006], [Aljarrah et al 2006] et constitue une partie longue et difficile dans la simulation de l'accélérateur avec la méthode Monte Carlo. L'une des méthodes la plus répandue est de supposer que la géométrie fournie par le constructeur est exacte et de faire varier les paramètres qui définissent le faisceau d'électrons initial. Une étude approfondie réalisée par [Sheikh-Bagheri et Rogers <sup>63,64</sup>], qui ont étudié l'effet des paramètres initiaux du faisceau d'électrons sur les distributions de dose du faisceau de photons. Leurs conclusions montrent que les paramètres les plus importants du faisceau d'électrons incident sont l'énergie moyenne et la distribution radiale de l'intensité. Dans l'étude de [Tzedakis et al 2005], l'énergie moyenne a été fixée d'abord et le rayon du faisceau a été déterminé en comparant les courbes de profil de dose calculées et mesurées en minimisant l'écart entre les doses locales (en faisant une approximation des valeurs calculées par une fonction quadratique).

Selon les recommandations du constructeur, le faisceau d'électrons initial peut être monoénergétique comme il peut présenter une distribution gaussienne en énergie centrée sur l'énergie moyenne choisie. Il peut également avoir une distribution radiale circulaire et uniforme en intensité, ou présentant une distribution gaussienne avec une largeur à mi-hauteur (FWHM) égale au diamètre de la tache focale choisi (voir définition plus bas).

Dans le cadre de ce travail nous avons supposé que la modélisation de la tête (données fournies par le constructeur) est exacte et que seuls les paramètres caractérisant le faisceau d'électrons initial sont à étudier. Les paramètres qui influencent le plus les distributions de dose sont :

- L'énergie moyenne du faisceau, qui a un effet sur les courbes de rendement de dose en profondeur,
- La distribution radiale en intensité ou tache focale, qui a un effet sur les courbes de profil de dose. Nous appelons tache focale, l'image de l'impact du faisceau d'électrons sur la cible. L'effet de ce dernier paramètre se voit spécialement au niveau de l'épaule du profil de dose: plus la tache focale est grande plus l'épaule diminue [Tzedakis et al 2005].

La démarche à suivre est donc de trouver le couple énergie moyenne - diamètre de la tache focale qui donnerait le meilleur accord entre la simulation avec PENELOPE et la mesure.

Nous présentons dans ce chapitre les différentes étapes qui nous ont permis d'obtenir un premier résultat de modèle de tête d'accélérateur de type Varian 2100C.

## 4.2 METHODOLOGIE ADOPTÉE

Pour toutes les simulations, nous avons d'abord procédé au calcul des fichiers espaces des phases (PSF) que nous avons ensuite utilisé pour le calcul des distributions de dose. Deux PSF ont été créés: un au-dessus des mâchoires Y et un autre à 100 cm de la cible. Le premier PSF nous permettra de l'utiliser comme donnée d'entrée, en cas de besoin, pour définir différentes tailles de champ, et le second sera utilisé pour le calcul des distributions de dose dans un fantôme d'eau homogène. Pour ce dernier calcul, un fantôme d'eau homogène en plexiglas de dimensions  $(40 \times 40 \times 40) \text{ cm}^3$  a été utilisé pour la simulation des tailles de champ de  $(10 \times 10) \text{ cm}^2$ . La taille des voxels est de  $(2 \times 2 \times 2) \text{ mm}^3$  pour le calcul des rendements de dose en profondeur et de  $(5 \times 5 \times 5) \text{ mm}^3$  pour le calcul des profils de dose (figure 4.1). Pour les grandes tailles de champs, un fantôme de plus grande dimensions  $(60 \times 60 \times 40) \text{ cm}^3$ .

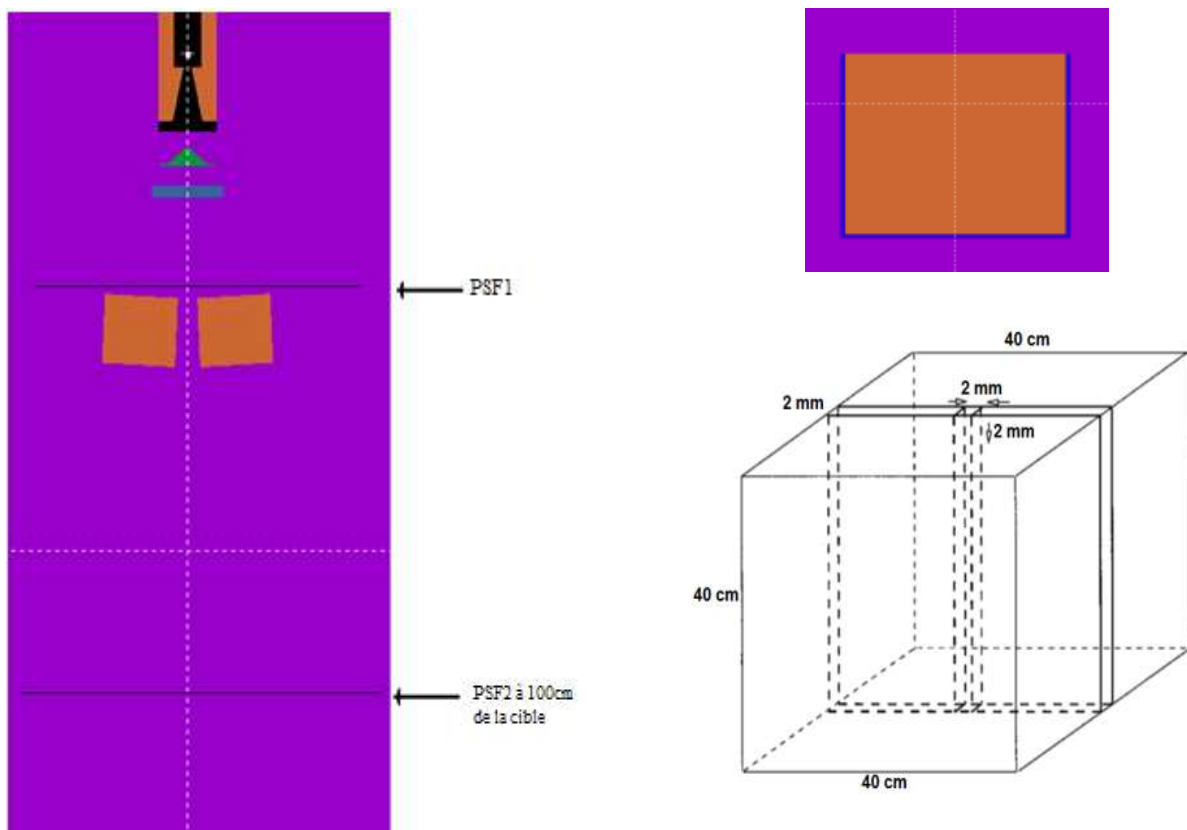
Le processus de validation de la simulation pour les deux modes de fonctionnement de l'accélérateur, 6 et 18 MV passe par les étapes suivantes :

- La première étape consiste à calculer des PSF en supposant que le faisceau d'électrons initial incident sur la cible est un faisceau fin 'pencil beam' et ne présente aucune distribution radiale en intensité, et de faire varier l'énergie moyenne des électrons. Par la suite, les courbes de rendement en profondeur PDD calculées à partir des PSF obtenus pour chaque énergie sont comparées à celle mesurées pour la taille de champ de référence de  $(10 \times 10) \text{ cm}^2$ . C'est l'énergie moyenne correspondante au PDD le plus en accord avec le PDD mesuré qui sera retenue. Le critère de validation correspondant aux PDD selon [J. Venselaar 2001] est de 2% dans la région au-delà de la profondeur de dose maximale et 2 mm en termes de DTA (ou 10%) dans la région du Buildup.

- Dans la seconde étape, l'énergie moyenne retenue dans la première étape est fixée et reste inchangée, seul le diamètre de la tache focale du faisceau d'électrons varie. Nous commençons, comme précédemment, par générer les PSF correspondant à chaque diamètre de tache focale, à partir desquels les courbes de profils de doses sont calculées et comparées à celles mesurées, toujours dans les mêmes conditions de taille du champ et de profondeur (pour notre cas, la profondeur de référence de 10cm a été prise).

Le nombre d'histoires simulées pour cette partie est tel que l'erreur statistique de calcul est dans tous les cas inférieure à 1% (pour  $1\sigma$ ) pour la grande majorité des points et est réparti comme suit :

- pour le 6 MV :  $2 \times 10^7$  pour la détermination des PSF et  $2 \times 10^9$  pour le calcul des distributions de dose ;
- pour le 18 MV :  $2 \times 10^6$  pour la détermination des PSF, et  $2 \times 10^8$  pour le calcul des distributions de dose.



**Figure 4.1** : A droite, la géométrie adoptée pour le calcul des PSF avec l'emplacement des deux plans d'enregistrement ; à gauche, la géométrie du fantôme d'eau en PMMA avec en bas la représentation de la taille des voxels.

### 4.3 DEFINITION D'UN NOUVEAU TYPE DE SOURCE DANS LE PROGRAMME PENMAIN

Le programme principal PENMAIN est un programme général qui peut être utilisé pour la simulation dans différents domaines concernant l'interaction rayonnement matière. Le type de sources de rayonnements pris en charge dans la version distribuée avec PENELOPE 2008 est limité aux cas suivants :

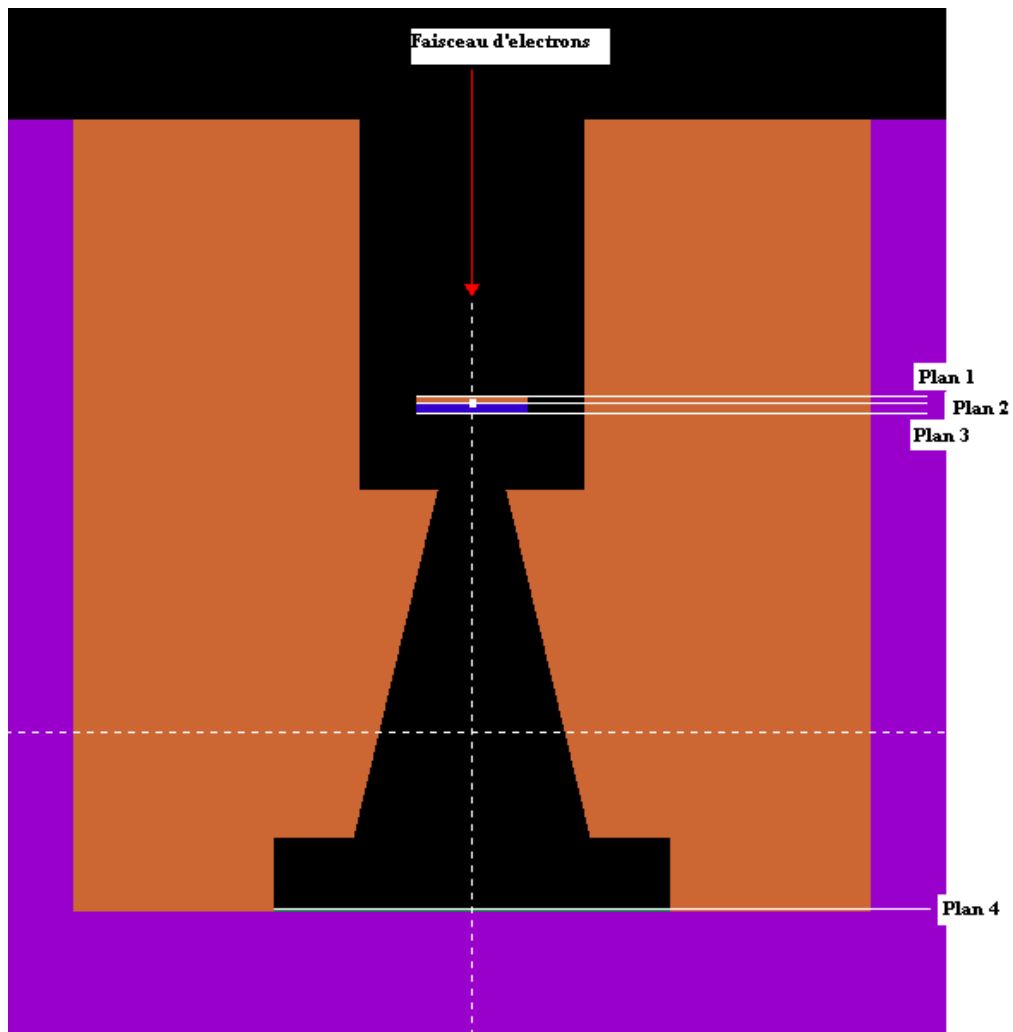
- Source ponctuelle monoénergétique,
- Source ponctuelle sous forme d'un spectre,
- Source sous forme d'un PSF (plusieurs PSF),
- Source volumique de distribution uniforme (monoénergétique ou spectre).

Le programme ne prend pas en charge la distribution spatiale non uniforme d'une source (pour modéliser la source d'électrons primaires). De ce fait, nous avons jugé nécessaire d'apporter des modifications au programme PENMAIN pour prendre en charge ce type de source qui est d'un grand intérêt pour la simulation de la tête d'un accélérateur linéaire.

Pour l'étude de l'influence du faisceau d'électrons primaire sur les distributions de doses nous avons ajouté dans le programme PENMAIN, dans la partie 'DEFINITION DE LA SOURCE', un nouveau type de source qui répond à nos besoins actuels et futurs, à savoir :

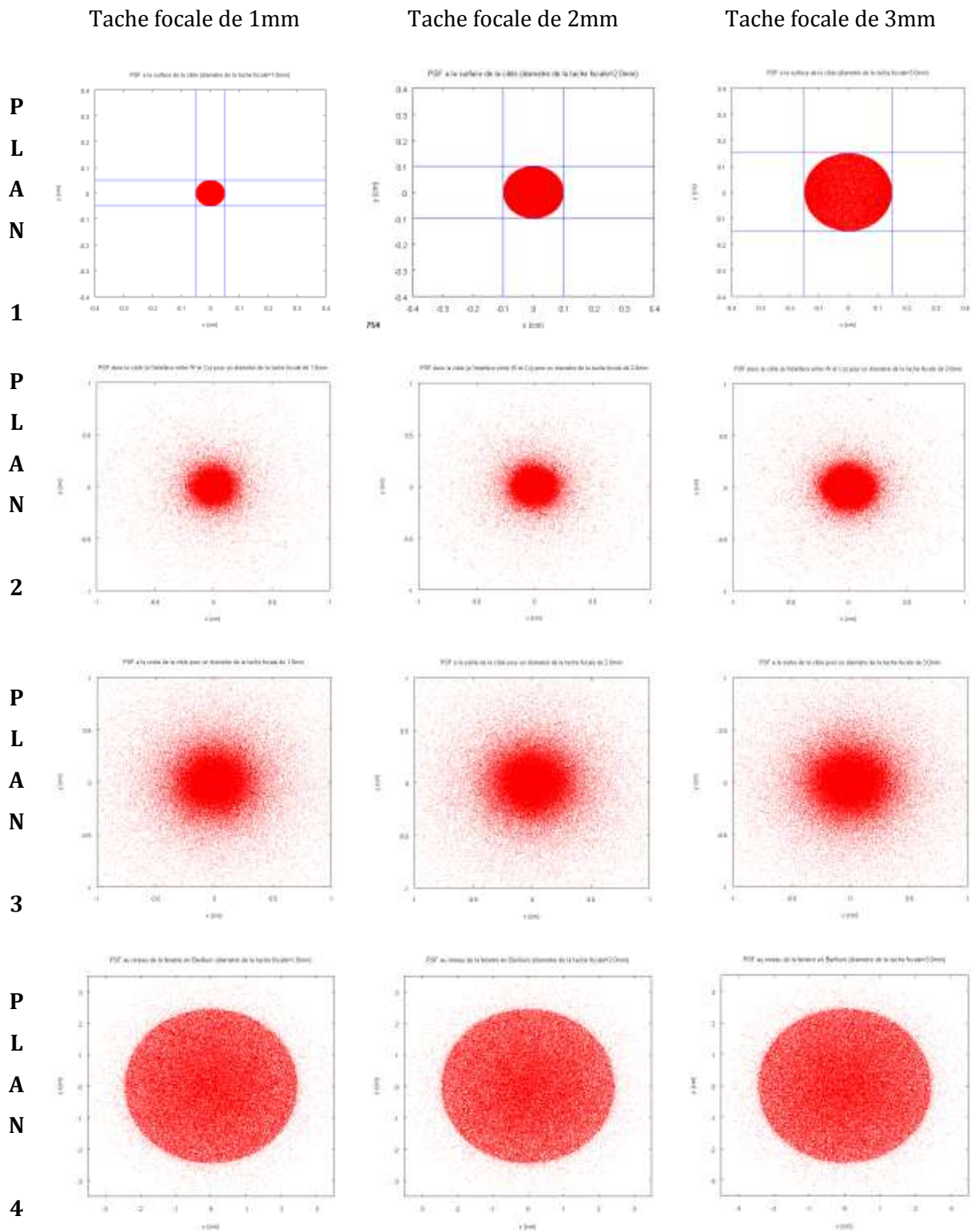
- Source surfacique ayant deux formes possibles :
  1. Forme circulaire centrée sur l'axe du faisceau,
  2. Forme rectangulaire ayant l'axe z comme axe de symétrie.
- Type de distribution :
  1. Uniforme,
  2. Gaussienne (en définissant la largeur à mi-hauteur FWHM et la dimension de la tâche focale 'rayon')

Pour valider le modèle de source défini, nous avons procédé à la simulation d'un faisceau d'électrons ayant une distribution circulaire uniforme centrée sur l'axe du faisceau incident sur une cible (exemple : cible du mode 6MV) et on a enregistré les PSF issus de la simulation au niveau des différents plans d'enregistrement définis dans la figure 4.2.



**Figure 4.2 :** Géométrie utilisée pour tester la forme de la tache focale (plan 1 : au-dessus de la cible, Plan 2 : à l'interface entre le W et le Cu, Plan 3 : au-dessous de la cible, Plan 4 : au niveau de la fenêtre en Be)

La répartition des particules enregistrées dans les PSF au niveau des différents plans définis est représentée dans la figure 4.3.



**Figure 4.3 :** Répartition (distribution) des particules enregistrées dans les PSF au niveau des différents plans définis dans la figure 4.2 pour les trois taches focales (1mm, 2mm et 3mm)

De cette figure on peut dire que la tache focale (faisceau d'électrons primaire) est bien modélisé (plan 1), est que ce faisceau initial, suite aux interactions qu'il subit dans la cible,

s'élargit en s'éloignant de la cible pour donner une même dimension du faisceau à la sortie du collimateur primaire (après la fenêtre en Be).

#### 4.4 ADAPTATION DES PARAMETRES DE L'ACCELERATEUR POUR LE FAISCEAU 6 MV

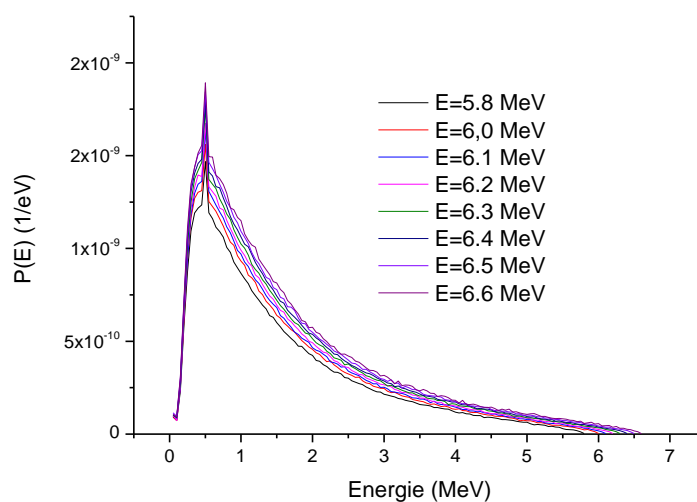
##### 4.4.1 Caractérisation de l'énergie moyenne du faisceau d'électrons primaires

Comme nous l'avons précisé en 4.1, la variation de l'énergie moyenne du faisceau d'électrons initial a un effet sur les courbes de rendements en profondeur. Pour cette étude, nous avons calculé les fichiers espaces des phases pour des énergies des électrons allant de 5.8 à 6.6 MeV (faisceau monoénergétique). Les PSF obtenus ont été utilisé par la suite pour le calcul des PDD. La géométrie utilisée pour cette étude est celle de la figure 4.1 avec une taille de champ de  $(10 \times 10) \text{ cm}^2$  qui représente la taille de champ de référence.

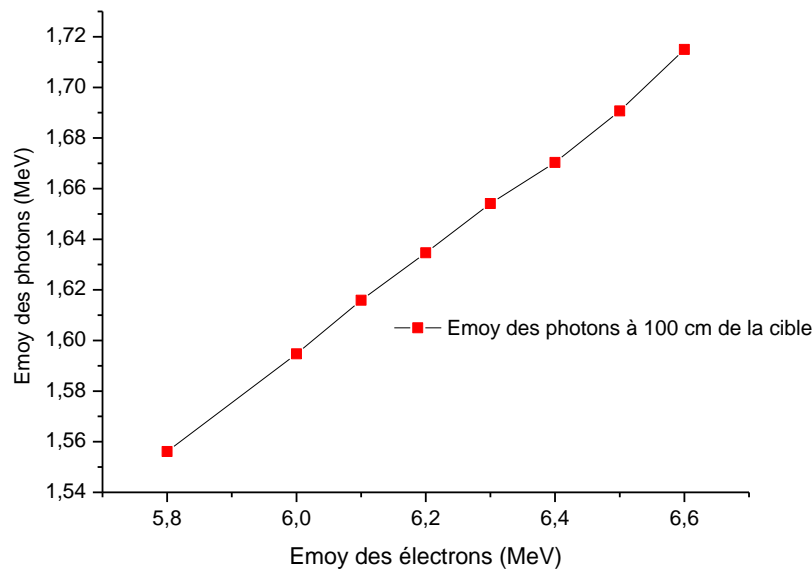
##### • Influence de l'énergie moyenne des électrons sur le spectre des photons

Les figures 4.4 et 4.5 représentent respectivement la variation du spectre d'énergie des photons à la sortie de la tête d'irradiation à 100 cm de la cible en fonction de l'énergie des électrons où nous pouvons voir le pic d'annihilation correspondant à l'énergie de 511 KeV, et la variation de l'énergie moyenne des photons en fonction de l'énergie des électrons.

Si l'allure générale du spectre ne varie pas avec la variation de l'énergie moyenne des électrons, l'énergie moyenne des photons à la sortie de la tête augmente avec l'augmentation de l'énergie des électrons (figure 4.5).



**Figure 4.4 :** variation du spectre d'énergie des photons en fonction de l'énergie des électrons



**Figure 4.5** : variation de l'énergie moyenne des photons en fonction de l'énergie des électrons.

- ***Influence de l'énergie des électrons sur le rendement de dose en profondeur***

Nous avons calculé le rendement en profondeur correspondant à chaque énergie des électrons à partir des PSF obtenus. Les figures 4.6a et 4.6b montrent les différents rendements de dose en profondeur normalisés à la profondeur de dose maximale  $Z_{\max}$  comparés au rendement en profondeur mesuré, représentés avec les écarts relatifs (défini au chapitre 3). Il est à noter que les distributions de doses mesurées sont représentées avec une incertitude de 0.5% à  $1\sigma$ .

Il ressort de cette étude, que c'est le PDD correspondant à l'énergie des électrons  $E_{e^-} = 6.5$  MeV qui présente le plus faible écart moyen avec la mesure (figure 4.7), avec des écarts  $< 1\%$  pour la majorité des points pour la région au-delà de  $Z_{\max}$ . Pour la région du build-up, les écarts en termes de DTA sont tous inférieurs à 2mm (et  $< 10\%$  en terme de dose). En effet, dans cette région la contamination électronique du faisceau de photons a fait que les écarts en dose sont importants. D'ailleurs, beaucoup d'auteurs ne considèrent que la région au-delà de  $Z_{\max}$  [D. Sheikh-Bagheri et al 2002].

Il est à noter qu'avec le faisceau d'électrons monoénergétique de 6.5 MeV, nous avons trouvé un bon accord entre le calcul et la mesure (des écarts  $< 1\%$ ). De ce fait, nous n'avons pas fait d'étude avec un faisceau présentant une distribution en énergie. De plus, des études antérieures impliquant ce type de source ont montré qu'il y'avait une très faible influence de

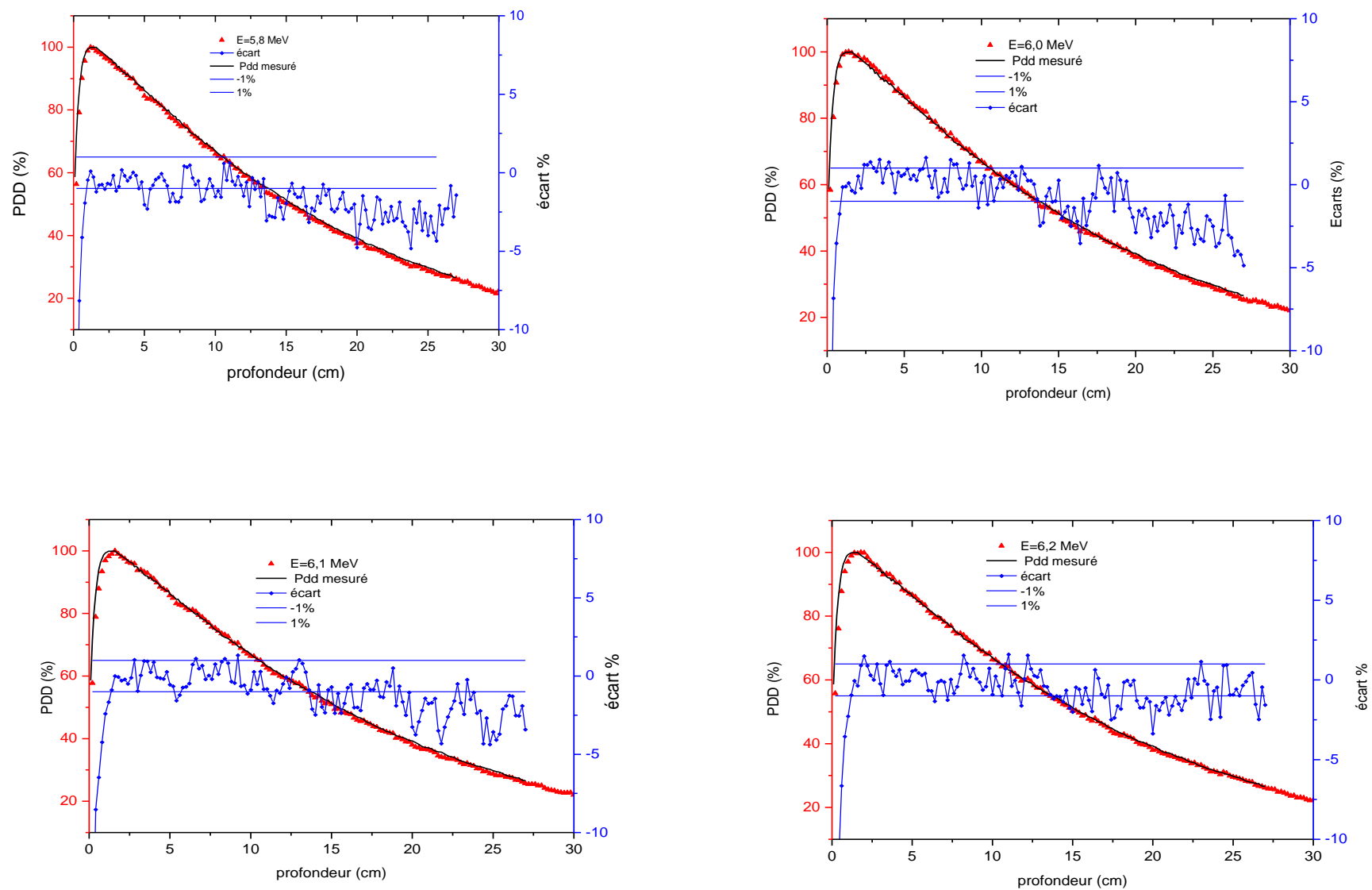
la variation de la distribution énergétique du faisceau d'électrons initial sur les rendements en profondeur [D. Sheikh-Bagheri et D. W. Rogers 2001].

Concernant le spectre énergétique à 100 cm de la cible, une comparaison des énergies moyenne des photons avec les résultats trouvés dans la littérature pour le mode X6, pour le même type d'accélérateur est présentée dans le tableau 4.1.

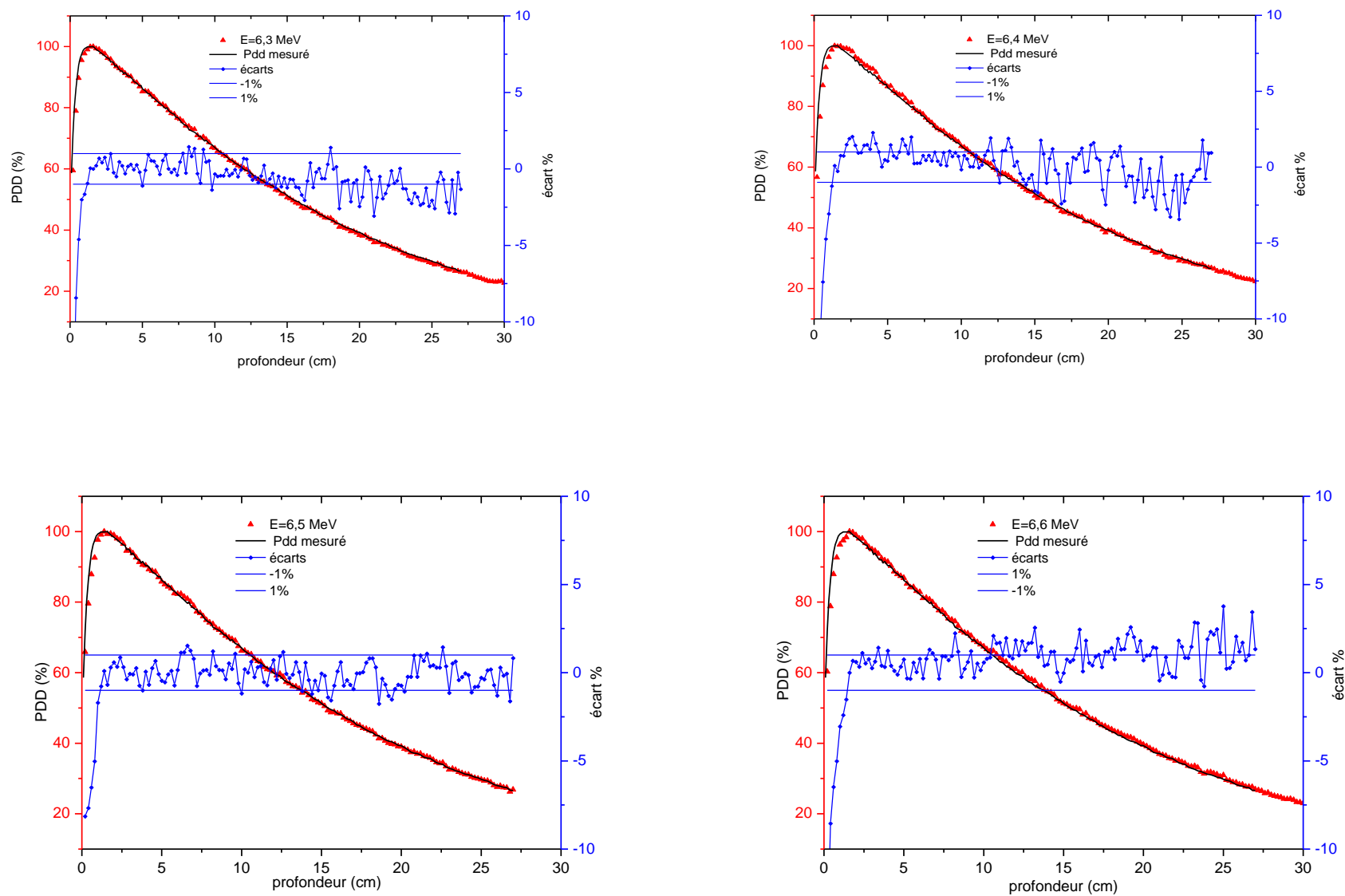
**Tableau 4.1** : Comparaison de l'énergie moyenne des photons calculée avec la littérature, pour le mode X6.

Auteur	Code de calcul utilisé	Energie moyenne (MeV)
D. Sheikh-Bagheri et al ( $E_{\bar{e}}=5.7$ MeV) (2002)	BEAM-NRC	1.8
A. Mesbahi et al (2005)	MCNP	1.6
A. Mesbahi et al (2006)	GEANT3	1.67
A. Baumgartner et al (2009)	PENELOPE	1.65
M L Rodriguez 2008	PENLINAC	1.7
Ce travail pour $E_{\bar{e}}= 6.5$ MeV	PENELOPE	1.7

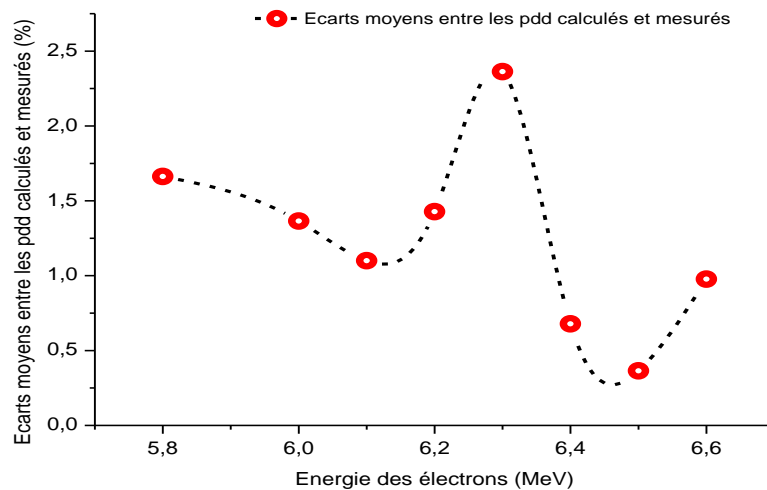
Le tableau 4.1 montre que la valeur de l'énergie moyenne des photons (1.7 MeV) que nous avons trouvée dans le cadre de ce travail est du même ordre de grandeur que celles trouvées par d'autres auteurs avec d'autres codes de calcul pour le même type d'accélérateur.



**Figure 4.6a** : Comparaison entre les PDD calculés et mesurés normalisés à  $Z_{max}$  en mode X6. Les courbes en bleu (axe des ordonnées à droite) représentent les écarts relatifs entre le calcul et la mesure à partir de  $Z_{max}$ .



**Figure 4.6b :** Comparaison entre les PDD calculés et mesurés normalisés à  $Z_{max}$  en mode X6. Les courbes en bleu (axe des ordonnées à droite) représentent les écarts relatifs entre le calcul et la mesure à partir de  $Z_{max}$ .



**Figure 4.7 :** Variation de l'écart moyen entre les PDD calculés et mesurés en fonction de l'énergie des électrons en mode X6.

#### 4.4.2 Caractérisation de la tache focale du faisceau d'électrons primaires

Pour cette étude, nous avons considéré un faisceau d'électrons initial monoénergétique d'énergie égale à 6.5 MeV, et nous avons fait varier le diamètre de la distribution radiale en intensité (distribution circulaire uniforme) du faisceau d'électrons, du faisceau fin (pencil beam) à 3mm. La géométrie utilisée est celle de la figure 4.1 pour le calcul des PSF. Les profils latéraux de dose selon l'axe Y ont été calculés pour tous les diamètres de tache focale à la profondeur de 10cm, pour les tailles de champs de (10x10), (25x25) et le champ ouvert (40x40) cm<sup>2</sup>. Les résultats de calcul sont représentés dans les figures 4.8, 4.9 et 4.10 en même temps que les profils de dose mesurés et les écarts relatifs correspondants.

Les critères de validation pour cette étude sont :  $\pm 2\%$  dans le champ d'irradiation, 2mm en DTA pour la région de la pénombre et  $\pm 3\%$  en dehors du champ [J. Venselaar 2001]. En appliquant ces critères aux trois tailles de champ étudiés, il en sort que c'est la tache focale de diamètre 2.3mm qui présente le meilleur accord avec les mesures pour la majorité des points. Les caractéristiques du faisceau d'électrons initial pour le mode 6 MV sont donc :

- Energie = 6.5 MeV
- Diamètre de la distribution radiale en intensité du faisceau = 2.3mm

Dans le cadre de ce travail, nous avons considéré un faisceau d'électrons initial présentant une distribution uniforme circulaire en intensité, et nous estimons que les résultats obtenus avec ce type de source sont satisfaisants. De ce fait, l'introduction d'une source présentant une distribution gaussienne en intensité n'était pas nécessaire.

Une comparaison entre les différentes études des caractéristiques du faisceau d'électrons initial pour le mode 6MV est représentée dans le tableau 4.2.

**Tableau 4.2 :** Comparaison entre les différentes études en termes d'énergie moyenne ( $E_e^-$ ) et de rayon de distribution radiale en intensité ( $R_e^-$ ) des électrons.

Auteur	Type d'accélérateur	$E_e^-$ (MeV)	FWHM (%)	$R_e^-$ (mm)
G. X Ding (2002)	Varian 21 EX	6.02	17	1.2 FWHM Gaussienne
Fix et al (2005)	Varian 2100 C/D	6.2	3	2.27 FWHM Gaussienne
Liu et al 1997	Varian 2100C	6.5	monoénergétique	2.0 uniforme
Sheikh-Bagheri and Rogers 2002	Varian 2100C (generic)	5.7	3	2.0 FWHM Gaussienne
Keall et al 2003	Varian 21EX	6.2	3	1.3 FWHM Gaussienne
Cho et al	Varian 2100C (generic)	6.2	3	1.0 FWHM Gaussienne
M. L Rodriguez 2008	Varian 2100 C/D	6.5 5.7	monoénergétique	1.0 uniforme 0.2 uniforme
K. Aljarrah et al 2010	Varian 21 EX	6.0	monoénergétique	0.4 uniforme
Ce travail	Varian 2100C	6.5	monoénergétique	1.15 uniforme

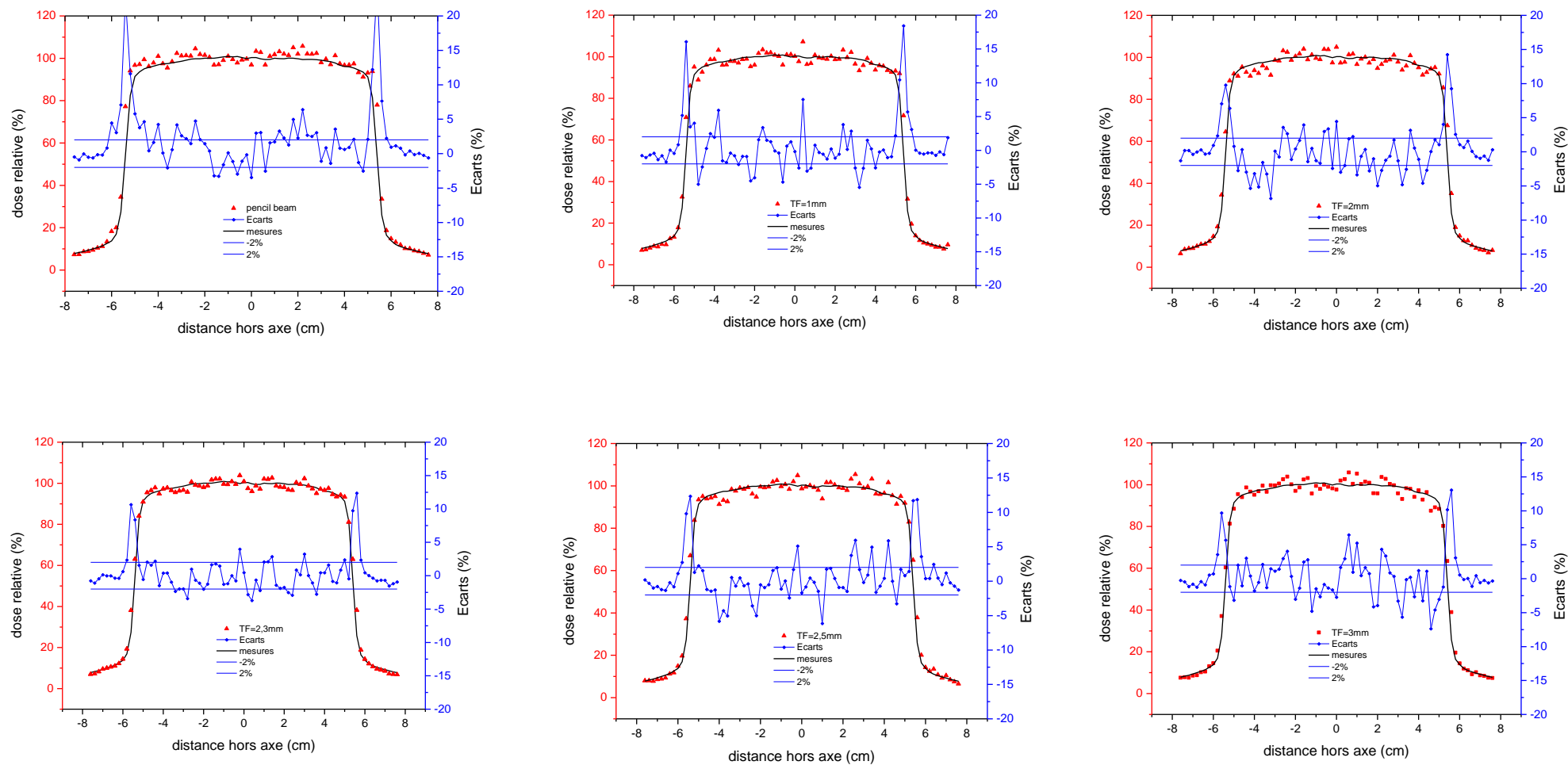


Figure 4.8 : Comparaison entre les profils de dose calculés et mesurés pour la taille de champ  $(10 \times 10) \text{ cm}^2$  mode X6, pour les diamètres de taches focales : faisceau fin, 1, 2, 2.3, 2.5, 3mm.

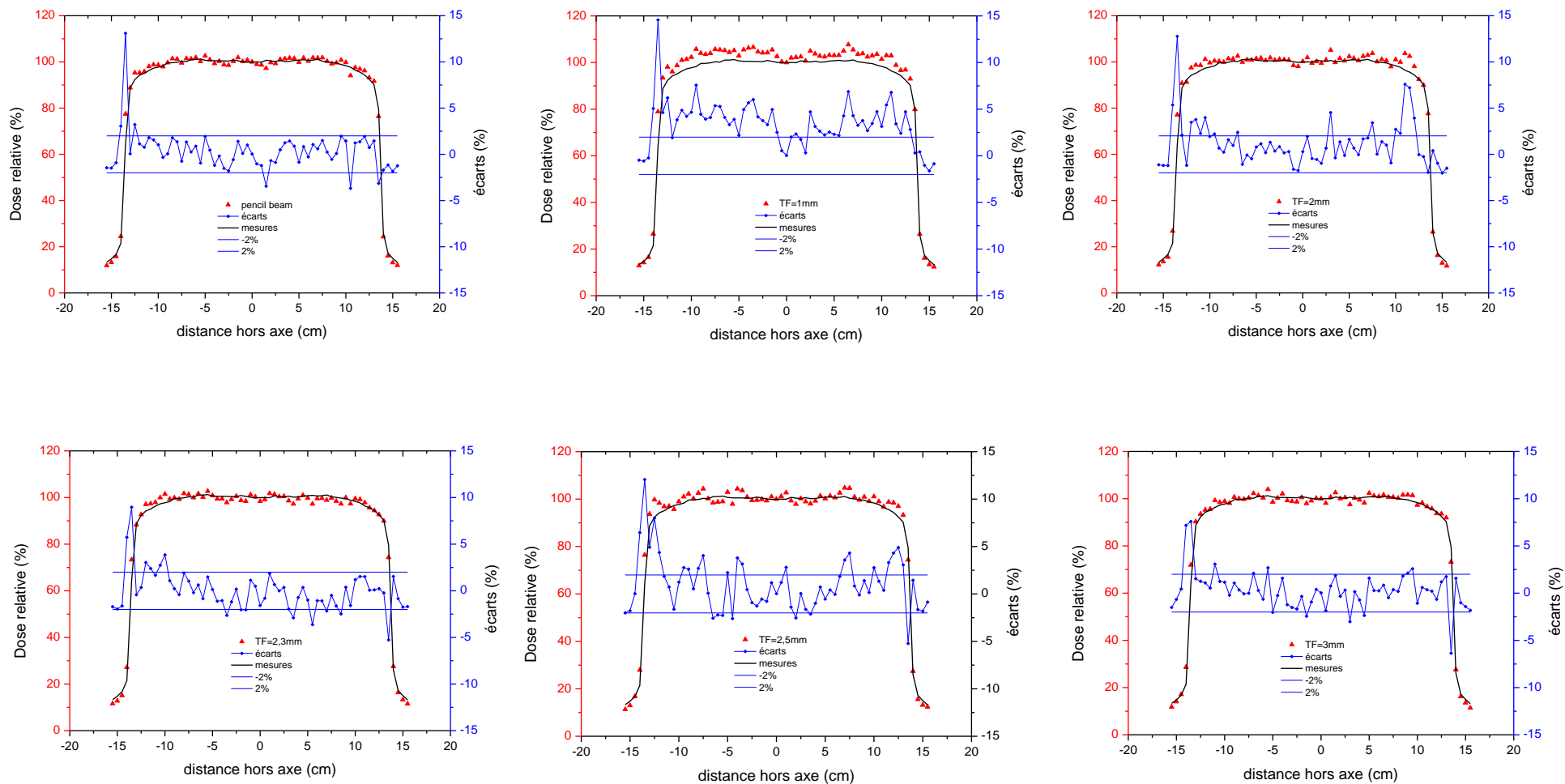


Figure 4.9 : Comparaison entre les profils de dose calculés et mesurés pour la taille de champ (25x25) cm<sup>2</sup> mode X6, pour les diamètres de taches focales : faisceau fin, 1, 2, 2,3, 2,5, 3mm.

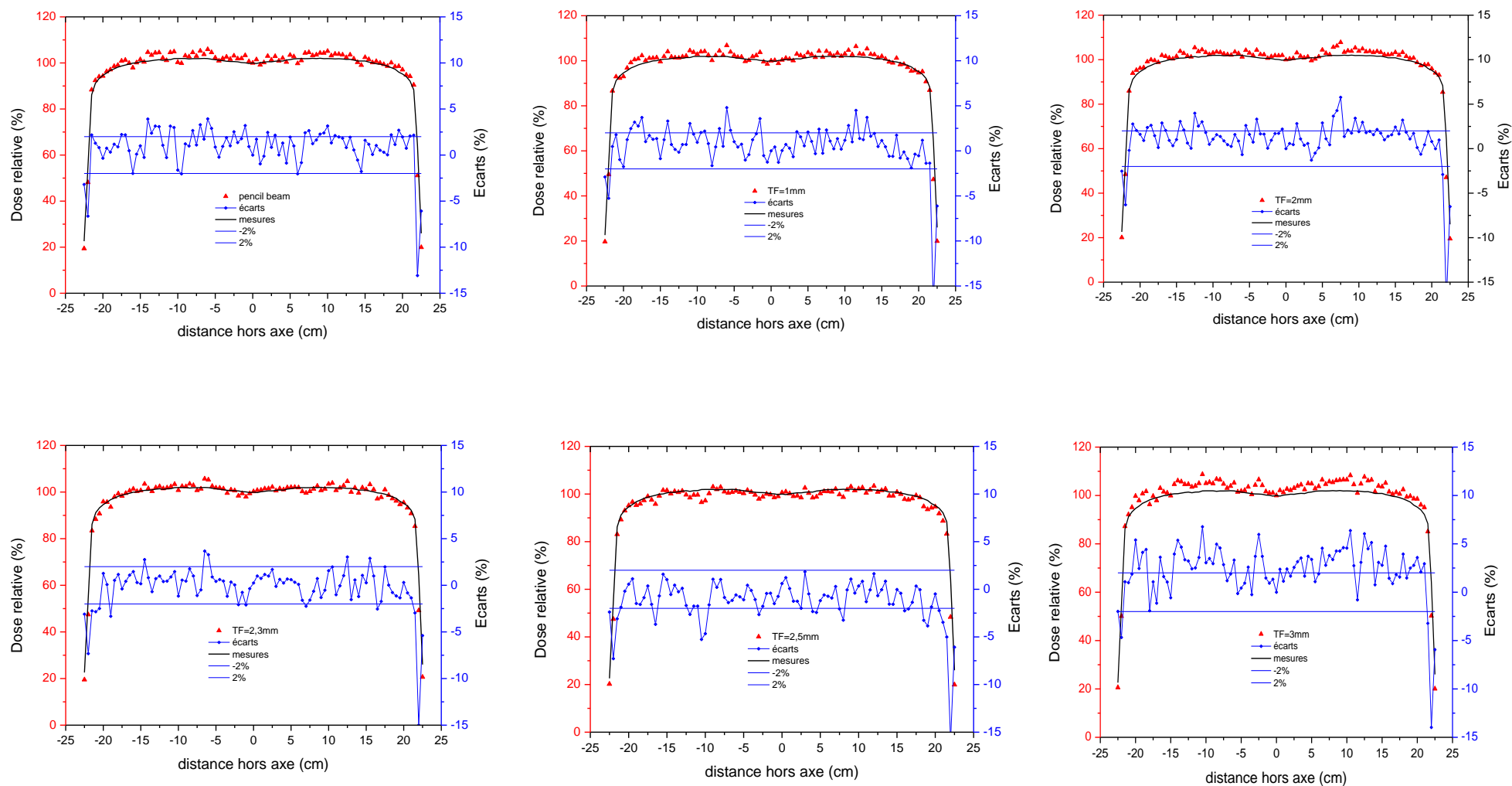
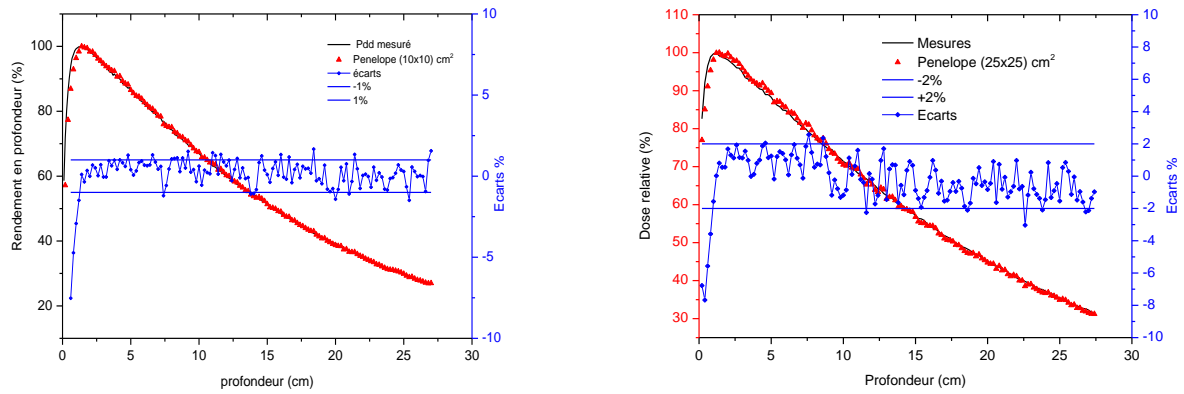
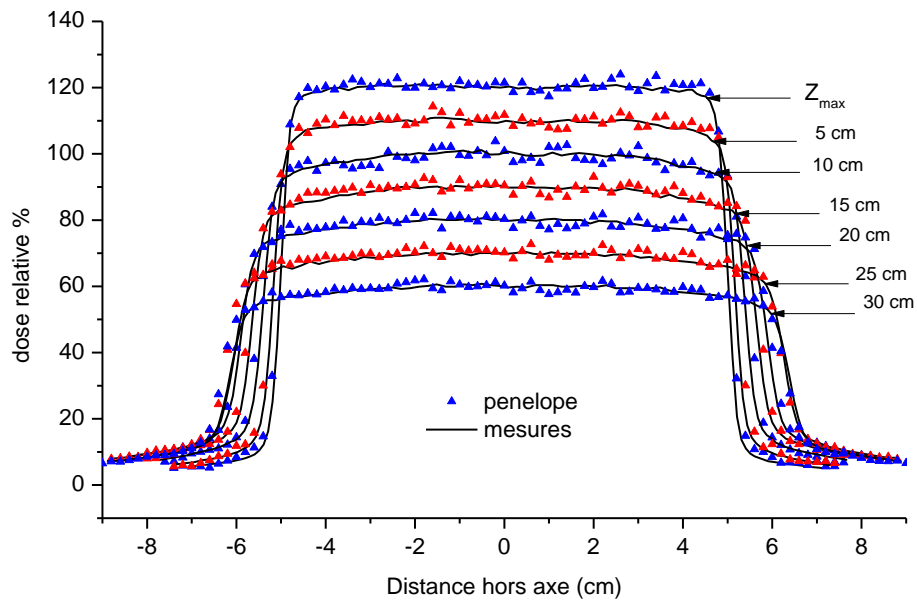


Figure 4.10 : Comparaison entre les profils de dose calculés et mesurés pour la taille de champ (40x40) cm<sup>2</sup> mode X6, pour les diamètres de taches focales : faisceau fin, 2, 2.3, 2.5, 3 mm.

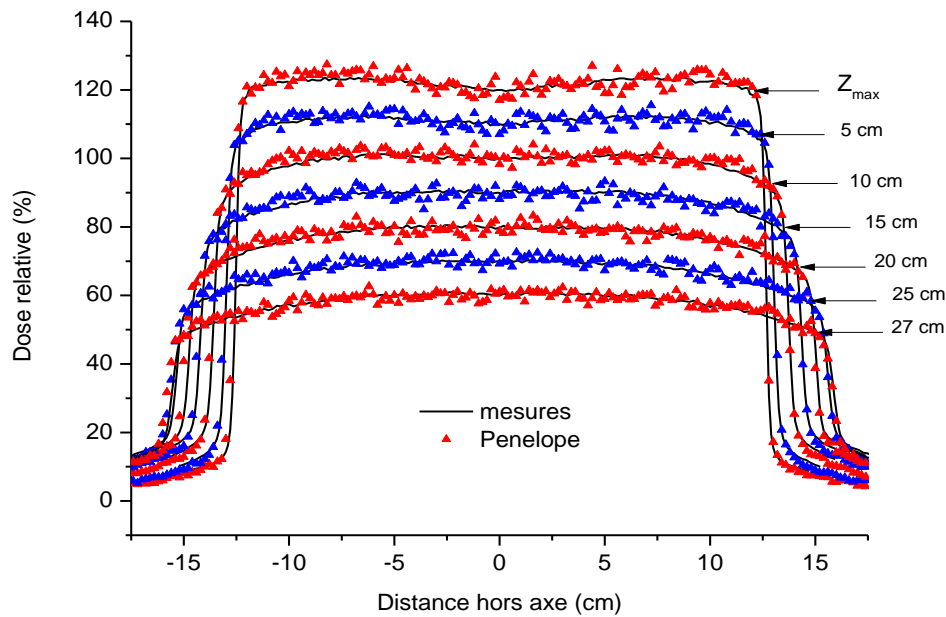
Dans ce qui suit, nous présentons les courbes de rendement de dose en profondeur et des profils de dose à différentes profondeurs mesurées et calculées pour les tailles de champs de (10 x10) et (25 x25) cm<sup>2</sup>, avec les paramètres du faisceau d'électrons initial retenus :  $Ee^- = 6.5\text{MeV}$  et  $TF=2.3\text{mm}$ . Dans tous les cas, les écarts par rapport aux mesures pour la majorité des points vérifient les critères de validation.



**Figure 4.11** : Courbes de rendement de dose en profondeur en mode X6, pour les tailles de champ (10x10) et (25x25) cm<sup>2</sup>, représentées avec les écarts calcul-mesure (en bleu) :  $Ee^- = 6.5\text{ MeV}$  et  $TF=2.3\text{mm}$



**Figure 4.12** : profils de dose en mode X6, taille de champ (10x10) cm<sup>2</sup> à différentes profondeurs :  $Ee^- = 6.5\text{MeV}$  et  $TF=2.3\text{mm}$ .



**Figure 4.13** : profils de dose en mode X6, taille de champ (25x25) cm<sup>2</sup> à différentes profondeurs :  $E_{e^-} = 6.5\text{MeV}$  et  $TF=2.3\text{mm}$

#### 4.4.3 Etude de l'influence des différents modules de la tête sur le faisceau de photons

Afin de voir l'effet des différents modules de la tête d'irradiation sur le faisceau de photons nous avons introduit des plans d'enregistrement de particules à différents niveaux de celle-ci (voir figure 4.14). Comme terme source, nous avons adopté les caractéristiques du faisceau d'électrons initial retenues lors de l'étude précédente. Le nombre d'histoires simulées est de 10 millions avec une taille de champ de (10 x10) cm<sup>2</sup>.

Les figures 4.15 et 4.16 représentent respectivement les distributions énergétiques des photons au niveau des différents plans d'enregistrement et la variation de l'énergie moyenne des photons en fonction de la position des PSF

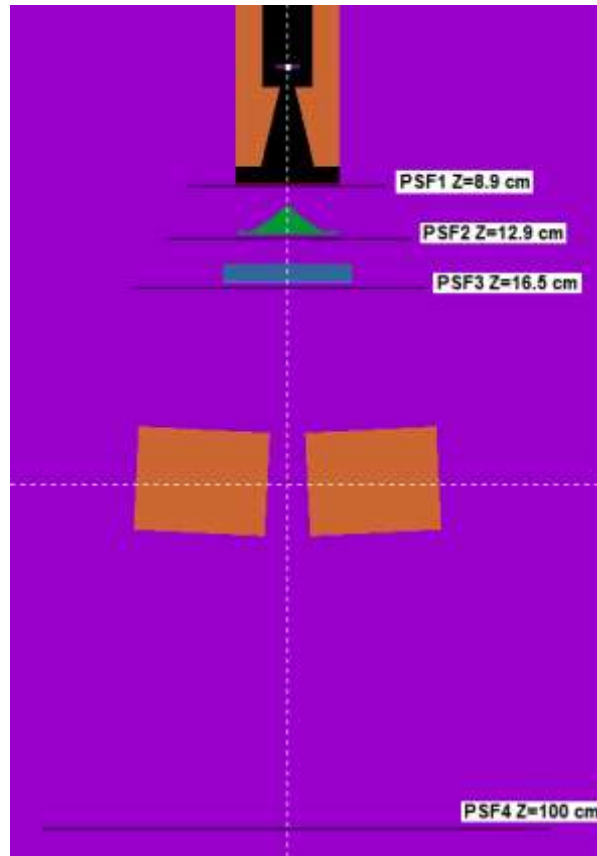


Figure 4.14 : position des PSF (mode X6)

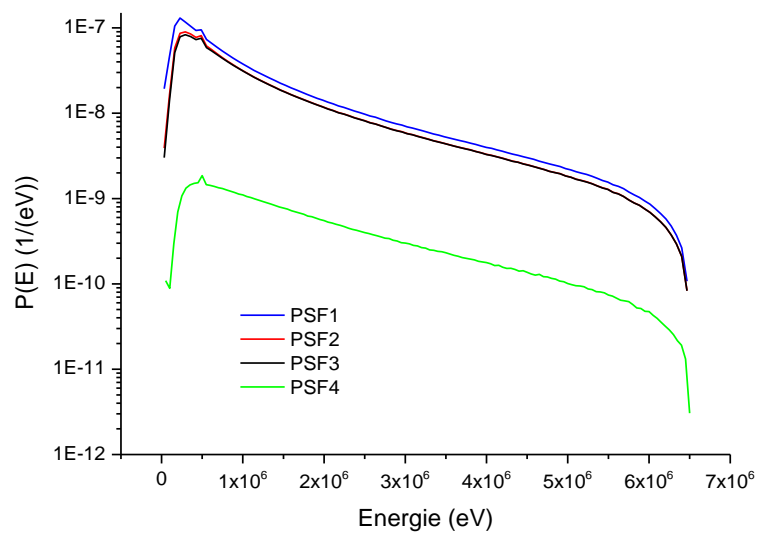
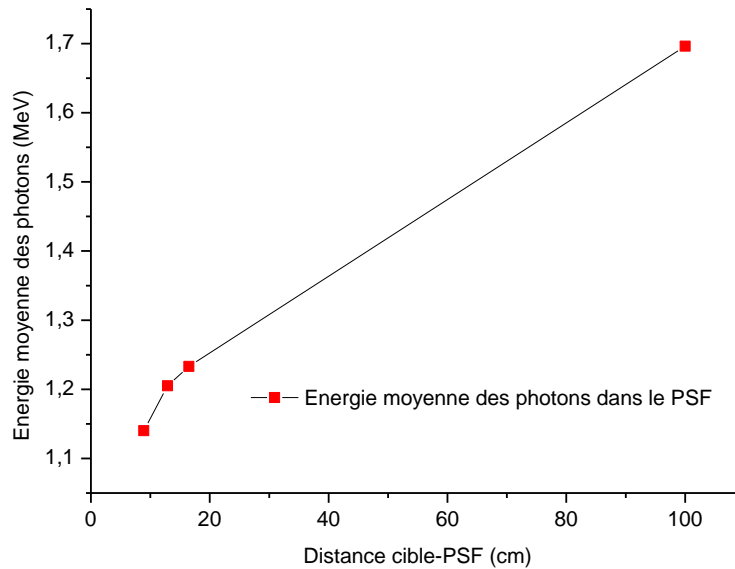


Figure 4.15 : Représentation spectrale du faisceau de photons (mode X6) au niveau des différents PSF.



**Figure 4.16 :** Variation de l'énergie moyenne des photons en mode X6 en fonction de la position des plans espace des phases par rapport à la cible :  $E_e = 6.5$  MeV et  $TF = 2.3$  mm.

La figure 4.15, montre une atténuation du faisceau après la traversée du cône égalisateur. La chambre moniteur introduit une légère atténuation (pratiquement négligeable) dans le domaine des basses énergies mais au-delà du pic d'annihilation les deux courbes (plan 2 et 3) sont confondues. Par la suite, nous observons une diminution significative du flux de photons après la traversée des mâchoires (plan 4). Dans tous les cas, l'allure générale des spectres reste inchangée mais la figure 4.16 montre un durcissement du faisceau de photons en passant d'un plan à un autre (décalage de l'énergie moyenne vers les hautes énergies). Ceci s'explique par l'absorption des photons de basses énergies au fur et à mesure de leur interaction avec les constituants de la tête et principalement les mâchoires.

## 4.5 ADAPTATION DES PARAMETRES DE L'ACCELERATEUR POUR LE FAISCEAU du 18 MV

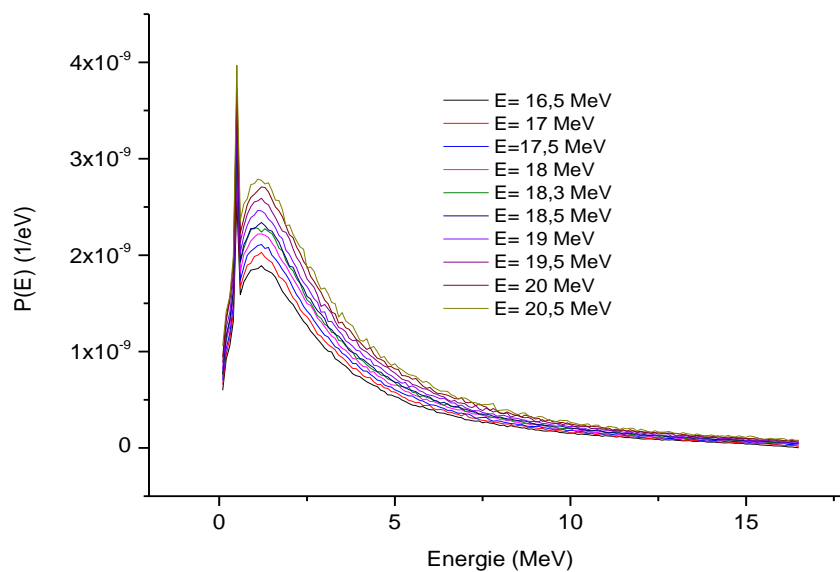
### 4.5.1 Caractérisation de l'énergie du faisceau d'électrons primaires

Comme pour le mode 6 MV, nous avons considéré un faisceau d'électrons fin et monoénergétique. Nous avons fait varier son énergie de 16.5 à 20 MeV par pas de 0.5 MeV et nous avons calculé les fichiers espaces des phases correspondants. La géométrie utilisée pour cette étude est semblable à celle de la figure 4.1 avec la cible et le cône égalisateur du 18 MV pour une taille de champ de  $(10 \times 10)$  cm<sup>2</sup>.

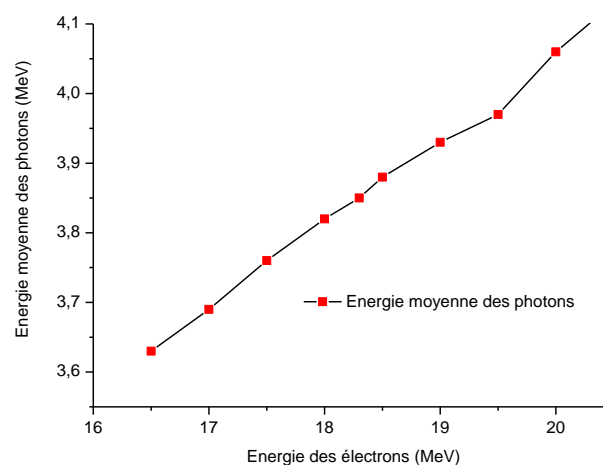
- **Influence de l'énergie des électrons sur le spectre des photons**

Le figure 4.17 représente la variation du spectre d'énergie des photons à la sortie de la tête d'irradiation à 100 cm de la cible où nous pouvons voir le pic d'annihilation des électrons et des positons correspondant à l'énergie de 511 KeV et la figure 4.18 représente la variation de l'énergie moyenne des photons émis en fonction de l'énergie des électrons initiaux.

Comme pour le mode 6 MV, l'énergie moyenne des photons augmente avec l'augmentation de l'énergie des électrons.



**Figure 4.17** : Comparaison entre les spectres des photons correspondant à différentes énergies des électrons



**Figure 4.18** : Variation de l'énergie moyenne des photons en fonction de l'énergie des électrons initiaux en mode X18

• ***Influence de l'énergie des électrons sur la courbe de rendement de dose en profondeur***

Comme pour le mode 6 MV, nous avons calculé les rendements en profondeur correspondant aux différentes énergies citées ci-dessus. Nous avons procédé également à la comparaison des PDD calculés avec PENELOPE et mesurés au Centre Anti Cancer de Blida. Pour le mode 18 MV les courbes de PDD ont été normalisées à la dose correspondant à 10 cm de profondeur afin d'exclure l'effet de la contamination électrons dans la zone du build-up [I. Chetty et al 1999]. Les critères de validations concernant les PDD sont les mêmes que pour le mode 6 MV, à savoir (< 2%) dans la région au-delà de la profondeur de dose maximale (1 cm au-delà de  $Z_{max}$  [sheikh-Bagheri et Rogers 2001]), et 2 mm ou 10% dans la région de Build-up.

Les résultats de simulation obtenus (avec une erreur statistique de calcul < 1%) sont représentés dans les figures 4.19a, 4.19b en même temps que les mesures et les écarts relatifs correspondants. La figure 4.20 représente les écarts moyens entre les PDD calculés et mesurés pour les différentes énergies simulées.

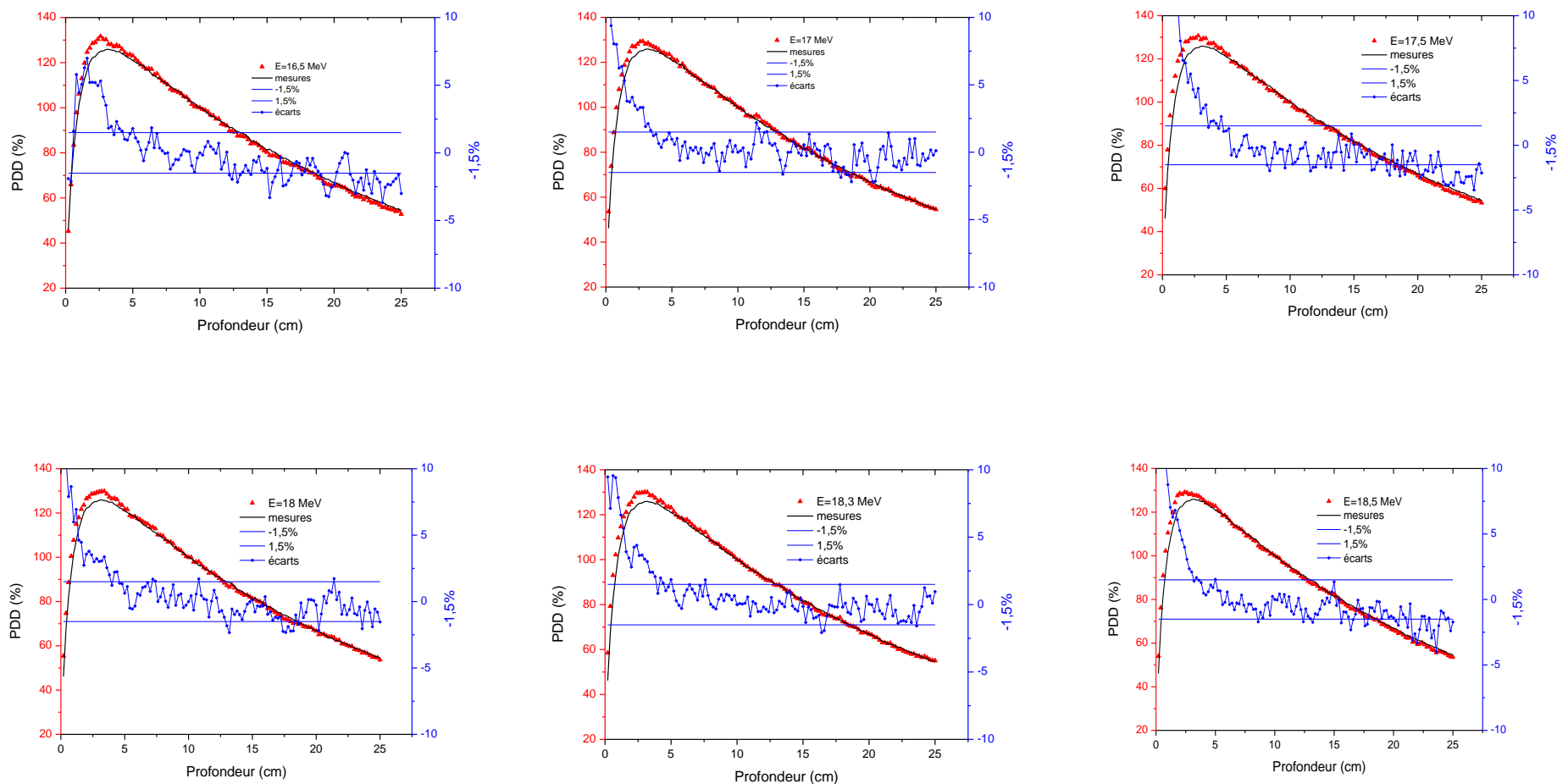
De ces courbes, nous déduisons que c'est l'énergie nominale des électrons initiaux de **18.3 MeV** qui donne le PDD le plus en accord avec la mesure pour la majorité des points avec le plus faible écart moyen entre le calcul et la mesure.

Une comparaison de l'énergie moyenne des photons calculée au niveau du plan espace des phases à 100cm de la cible avec celles trouvées dans la littérature pour le même type d'accélérateur est représentée dans le tableau 4.3.

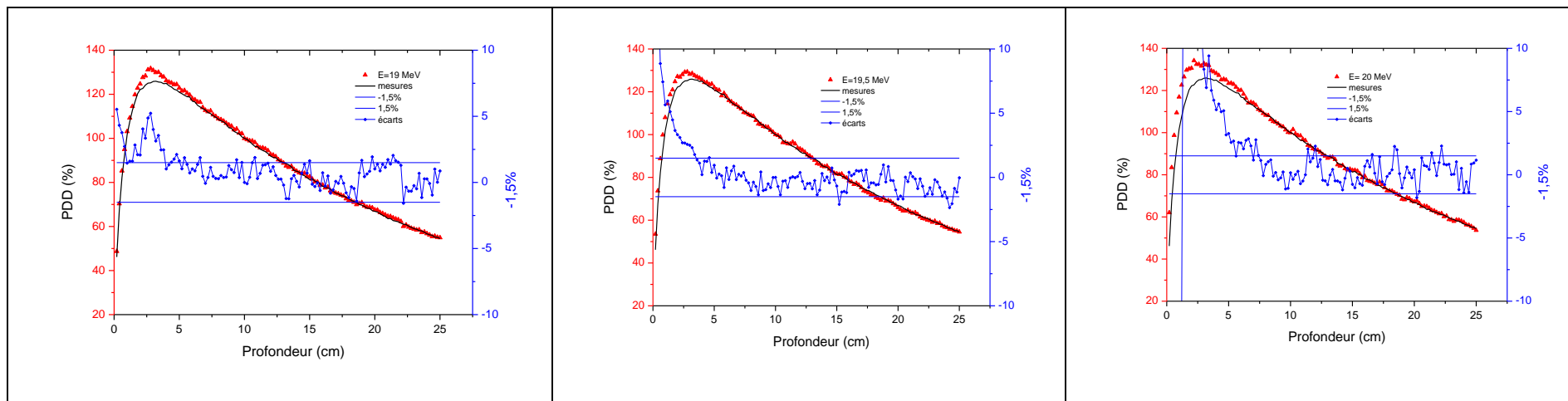
**Tableau 4.3 :** Comparaison de l'énergie moyenne des photons calculée avec la littérature, pour le mode X18 pour le Varian 2100C.

Auteur	Code de calcul utilisé	Energie moyenne (MeV)
J.V. Siebert et al 1999	MCNP4b	3.70
J.V. Siebert et al 1999	EGS4	3.79
Ce travail pour $E_{\bar{e}} = 18.3$ MeV	PENELOPE	3.84

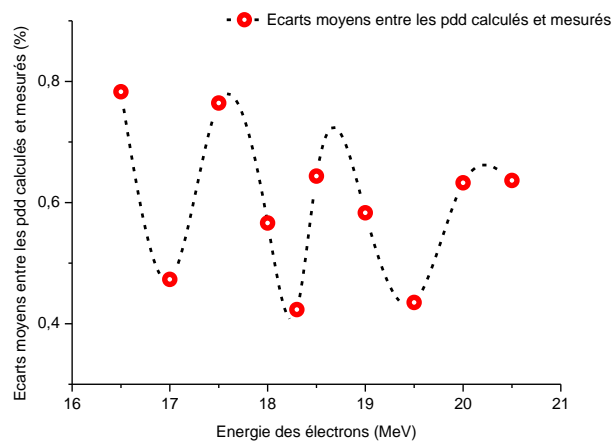
Il en sort de cette comparaison que la valeur de l'énergie moyenne des photons trouvée dans le cadre de notre travail, pour le mode 18 MV, est du même ordre de grandeur que celles trouvées dans la littérature avec d'autres codes de calcul pour le même type d'accélérateur.



**Figure 4.19a** : Comparaison entre les PDD calculés pour différentes énergies et mesurés normalisés à 10 cm de profondeur en mode X18. Les courbes en bleu (axe des ordonnées à droite) représentent les écarts relatifs entre le calcul et la mesure.



**Figure 4.19b** : Comparaison entre les PDD calculés pour différentes énergies et mesurés normalisés à 10 cm de profondeur. Les courbes en bleu (axe des ordonnées à droite) représentent les écarts relatifs entre le calcul et la mesure.



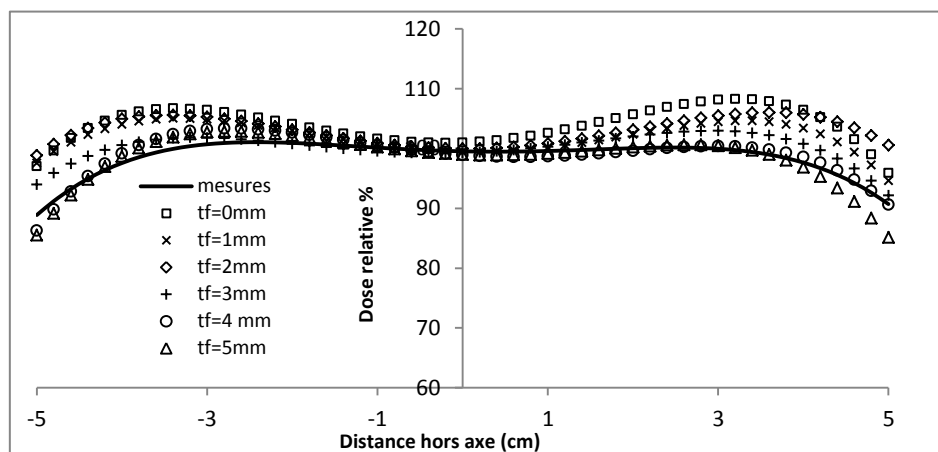
**Figure 4.20**: Variation de l'écart moyen entre les PDD calculés et mesurés en fonction de l'énergie des électrons, mode X18.

### 4.5.2 Caractérisation De la tache focale Du Faisceau d'électrons Primaires

Pour cette étude, nous avons considéré un faisceau d'électrons initial monoénergétique d'énergie égale à 18.3 MeV, et nous avons fait varier le diamètre de la distribution radiale en intensité du faisceau d'électrons, du faisceau fin à 5mm. Nous avons calculé les fichiers espace des phases puis les profils latéraux de dose selon l'axe Y correspondants à tous les diamètres de tache focale à la profondeur de 10 cm, pour la taille de champ de (10x10) cm<sup>2</sup>.

Ce qu'il y'a à remarquer dans la présentation des profils de doses calculés avec Penelope pour le mode 18 MV, c'est l'influence du diamètre de la tache focale sur l'épaule du profil de dose. En effet, ce dernier diminue avec l'augmentation du diamètre de la tache focale. La figure 4.21 montre la variation de l'épaule du profil de dose en fonction du diamètre de la tache focale. Pour cette représentation les doses calculées sont lissées par une fonction polynomiale d'ordre 4 [Tzedakis et al 2004].

Les résultats de calcul sont représentés dans la figure 4.22 en même temps que les profils de dose mesurés et les écarts relatifs correspondants.

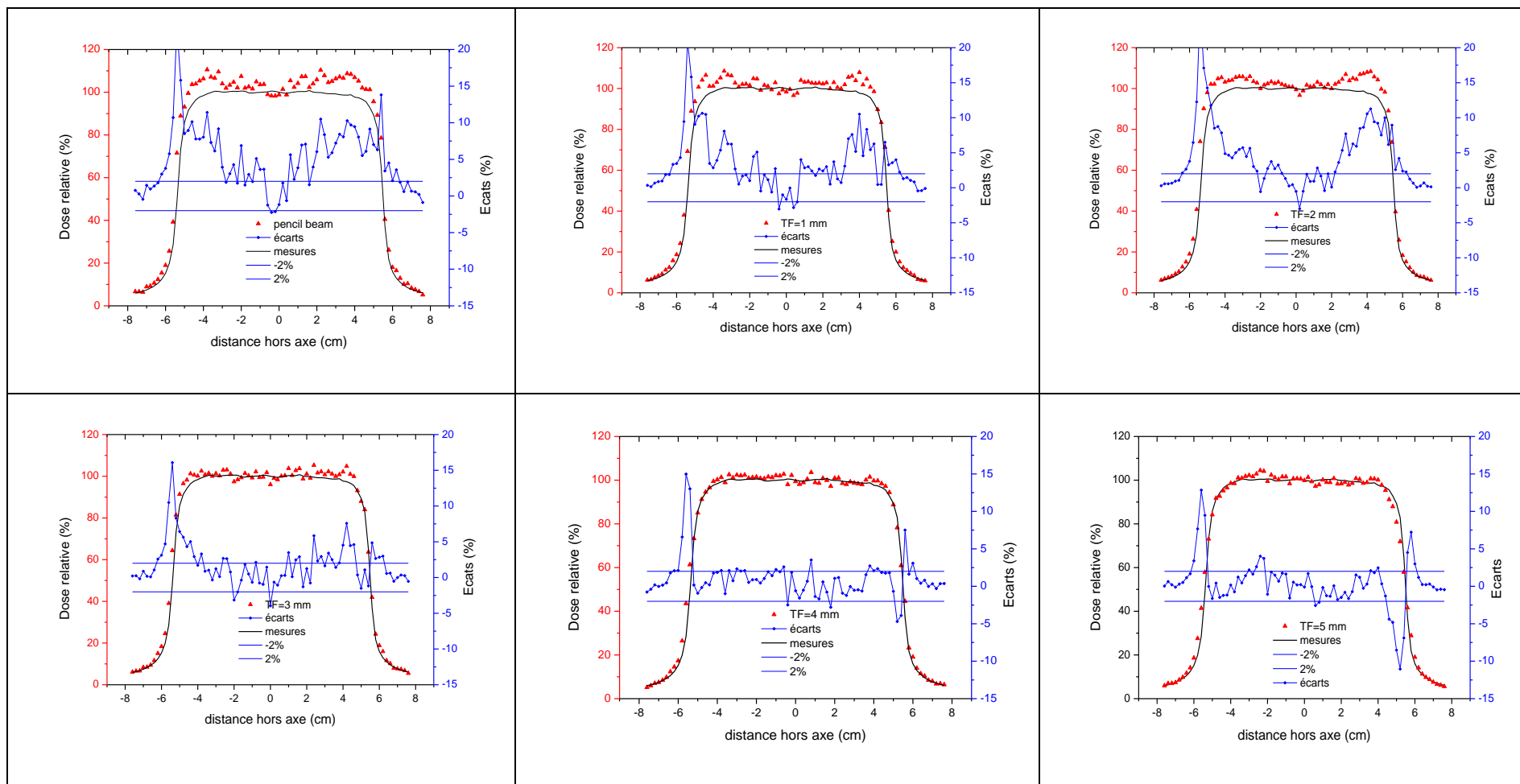


**Figure 4.21 :** Influence du diamètre de la tache focale sur l'épaule du profil de dose, pour une énergie des électrons = 18.3 MeV.

Les critères de validation pour cette étude sont identiques à ceux appliqués pour le mode 6MV et c'est le diamètre de la tache focale de 4mm qui donne un meilleur accord entre les profils de doses calculés et mesurés avec des écarts en majorité inférieurs à 2%, dans les zones centrales et hors champ, et une DTA inférieure à 2 mm (ou < à 10%) dans la pénombre.

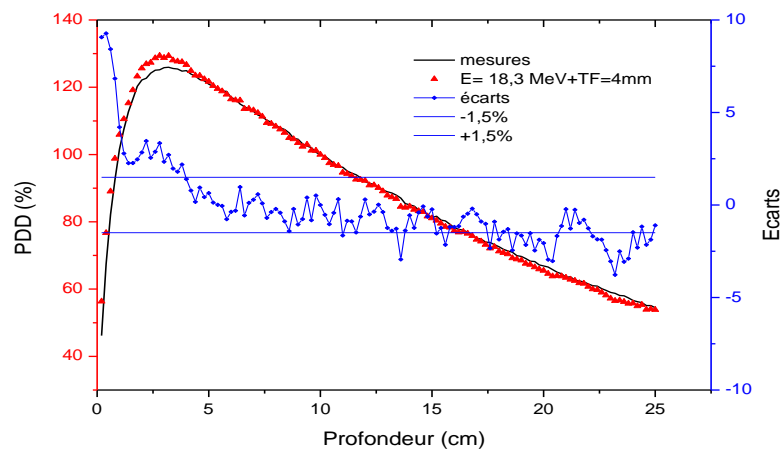
Les caractéristiques du faisceau d'électrons initial retenus pour le mode 18 MV sont donc :

- Energie = 18.3 MeV
- Diamètre de la distribution radiale du faisceau = 4mm.

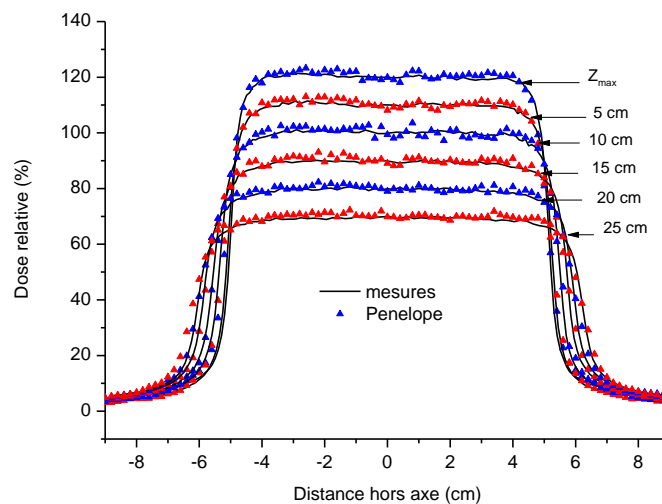


**Figure 4.22** : Comparaison des profils de dose calculés et mesurés pour le mode 18 MV pour la taille de champ (10x10) cm<sup>2</sup> pour les diamètres de taches focales : faisceau fin, 1, 2, 3, 4, 5mm.

Nous présentons dans les figures 4.23 et 4.24, respectivement les courbes de rendement en profondeur et des profils de dose à différentes profondeurs mesurés et calculés avec les paramètres du faisceau d'électrons initial retenus :  $E_{e^-} = 18.3\text{MeV}$  et  $TF = 4\text{mm}$ . Concernant le PDD, les écarts trouvés au niveau de la zone du buildup (mais qui restent néanmoins inférieurs à 10%), s'expliquent par le fait que pour le mode X18, la contamination électronique est plus importante que pour le mode X6 [Chetty et al 2000]. Pour les profils de dose, les écarts entre les calculs et les mesures sont conformes aux critères de validation pour toutes les profondeurs considérés.



**Figure 4.23:** Courbes de rendement de dose en profondeur calculée et mesurée représentées avec les écarts calcul-mesure (en bleu) pour le mode X18, pour la taille de champ  $(10 \times 10)\text{ cm}^2$ . Energie moyenne des électrons = 18.3 MeV, diamètre de tache focale = 4mm.



**Figure 4.24 :** Profils de dose calculés et mesurés pour le mode X18 pour la taille de champ  $(10 \times 10)\text{ cm}^2$ . Energie moyenne des électrons = 18.3 MeV, diamètre de tache focale = 4mm à différentes profondeurs.

Pour cette taille de champ de  $(10 \times 10) \text{ cm}^2$ , nous estimons avoir atteint la précision requise. Une étude impliquant une source d'électrons non uniforme avec une distribution énergétique n'est pas nécessaire à ce stade. Cette étude sera introduite probablement pour la simulation des grandes tailles de champ qui n'ont pas été prises en charge dans ce travail pour des raisons de temps de calcul.

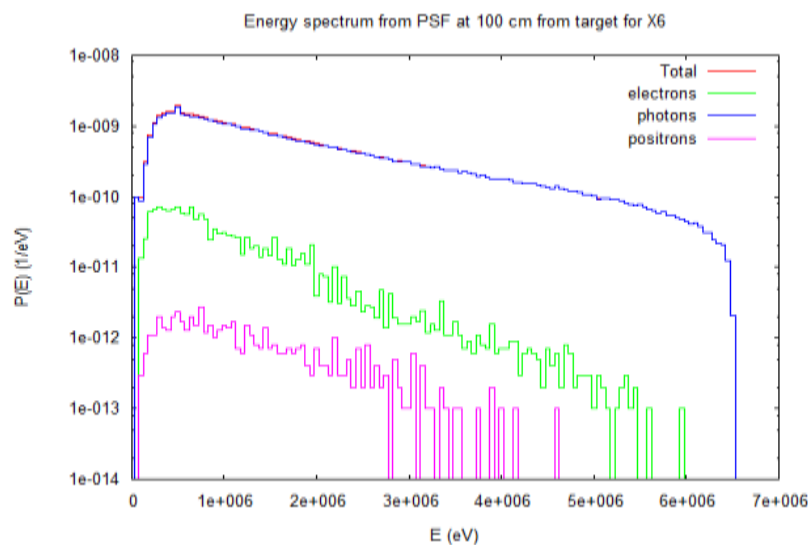
Le tableau 4.4 représente les différents résultats d'étude des caractéristiques du faisceau d'électrons initial pour le mode 18 MV.

**Tableau 4.4 :** Comparaison entre les différentes études en termes d'énergie moyenne ( $E_e$ ) et de rayon de distribution radiale en intensité ( $R_e$ ) des électrons pour le mode 18 MV.

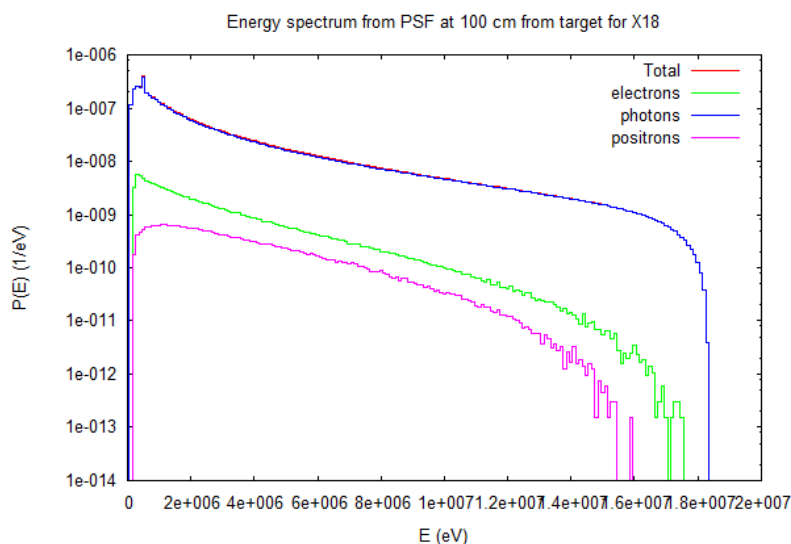
Auteur	Type d'accélérateur	$E_e$ (MeV)	FWHM (%)	$R_e$ (mm)
G. X Ding (2002)	Varian 21 EX	18.0	6	1.5 FWHM Gaussienne
Fix et al (2005)	Varian 2100 C/D	18.0	3	1.5 FWHM Gaussienne
Sheikh-Bagheri et Rogers 2002	Varian 2100 C (generic)	18.3	3	1.1 FWHM Gaussienne
Ce travail	Varian 2100C	18.3	monoénergétique	2.0 uniforme

#### 4.6 CONTAMINATION ELECTRONIQUE DU FAISCEAU DE PHOTONS

Afin d'expliquer ce qui a été dit précédemment concernant la contamination électronique du faisceau de photons notamment dans la région du buildup, nous nous sommes intéressé à l'analyse de l'espace des phases à la surface du fantôme, obtenus lors de l'étude précédente. Les figures 4.25 et 4.26 représentent les distributions énergétiques de toutes les particules présentes dans le PSF (photons, électrons et positrons), respectivement pour le mode X6 et X18.



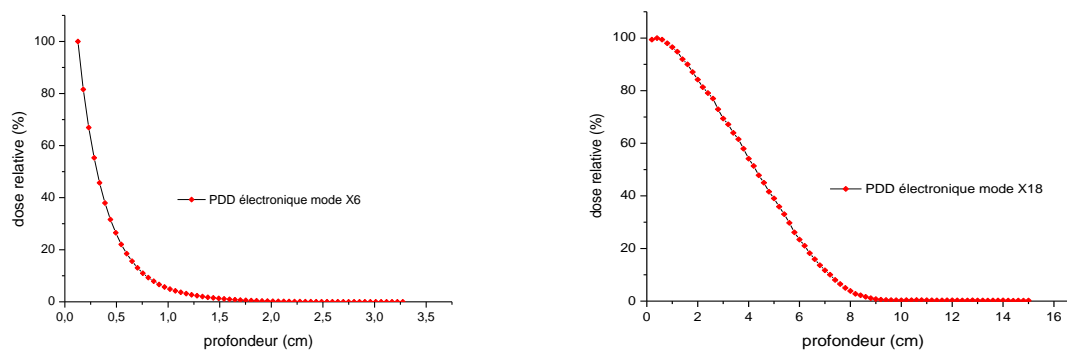
**Figure 4.25 :** Distribution énergétique des photons, des électrons et des positrons à 100 cm de la cible pour le mode 6MV



**Figure 4.26 :** Spectre énergétique des photons, des électrons et des positrons à 100 cm de la cible pour le mode 18MV

L'énergie moyenne des électrons qui arrivent à la surface du fantôme est de 0.95 MeV pour le 6 MV et 2.71 MeV pour le 18 MV.

La figure 4.27 représente les rendements de dose en profondeur des électrons seuls issus du PSF à la surface du fantôme pour les deux modes 6 et 18 MV. Nous remarquons que pour le 6 MV la contribution des électrons à la dose est présente dans la région allant de la surface à une profondeur de 1.5 cm, qui représente la région du build-up ( $Z_{\max}=1.4$  cm). Pour le 18 MV, les électrons correspondant ayant une énergie moyenne plus élevée, la contribution des électrons au dépôt de dose s'étale jusqu'à 9 cm de profondeur. C'est pour cette raison que plusieurs auteurs [Chetty et al 2000, X. Ding 2002] recommandent de normaliser les PDD en mode photons, pour le 18 MV, à 10 cm de profondeur et non à  $Z_{\max}$  pour éliminer la contribution des électrons. Et c'est pour cette raison également que la dose de référence est mesurée à la profondeur de 10cm.



**Figure 4.27 :** Rendement de dose en profondeur des électrons seuls en mode photons : à gauche pour le mode X6 et à droite X18

#### 4.7 COMPARAISON DES CARACTERISTIQUES DOSIMETRIQUES DE L'ACCELERATEUR VARIAN 2100C

Les caractéristiques dosimétriques du faisceau de photons du Varian 2100C du CAC Blida (calculés et mesurés) sont regroupés dans le tableau 4.5.

**Tableau 4.5** : caractéristiques dosimétriques du faisceau de photons du Varian 2100C

Mode		$Z_{\max}$ (cm)	TPR <sub>20,10</sub>
6 MV	PENELOPE	1.4	0.684
	Mesures	1.4	0.683
	BJR 25*	1.5	0.677
18 MV	PENELOPE	3.2	0.787
	Mesures	3.2	0.787
	BJR 25*	3.2	0.775

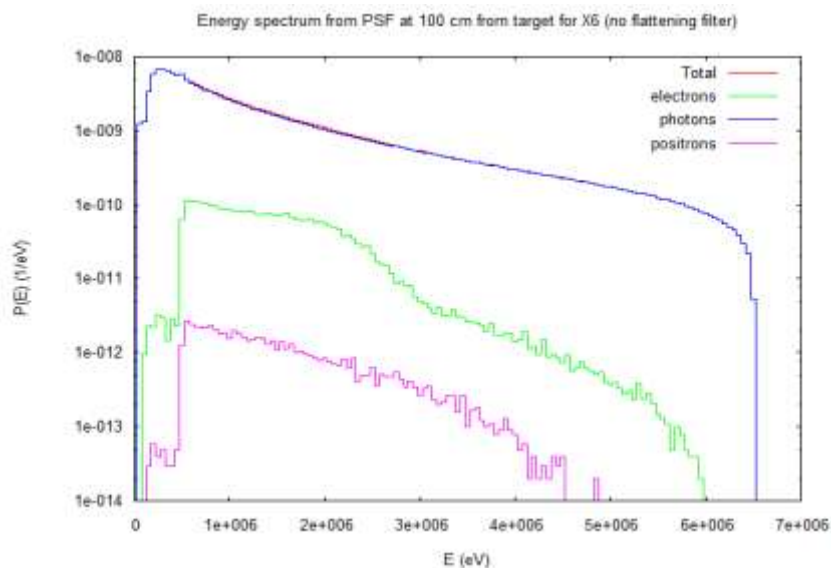
\*British Journal of Radiology supplement 25

Le tableau précédent montre une très bonne concordance entre les TPR<sub>20,10</sub> calculés et mesurés pour les deux modes avec des écarts de **0.13 %** pour le 6 MV et **0.04%** pour le 18 MV. Concernant la profondeur de dose maximale  $Z_{\max}$ , une bonne concordance a été trouvée pour les deux modes.

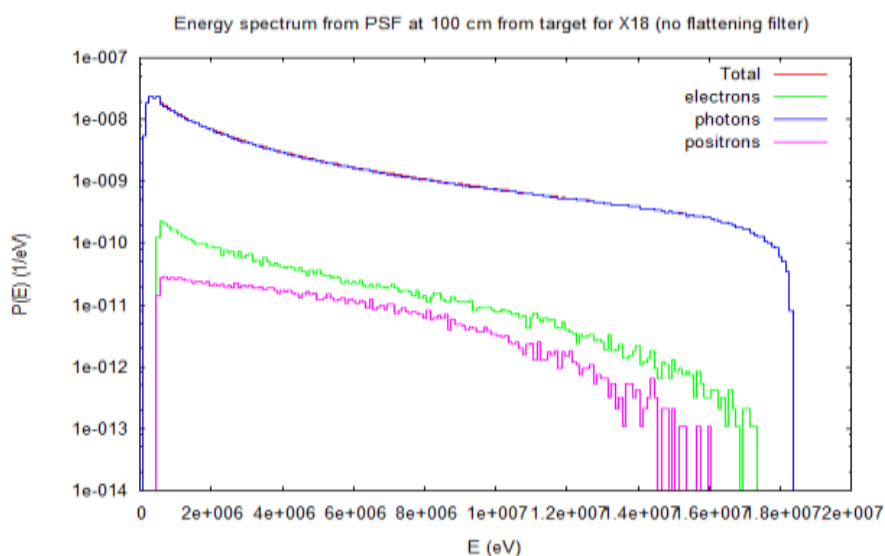
#### 4.8 ETUDE DE L'EFFET DU CONE EGALISATEUR SUR LE FAISCEAU DE PHOTONS

Le cône égalisateur avec sa forme non uniforme est introduit sur le chemin du faisceau thérapeutique pour offrir une distribution de dose uniforme à la profondeur de 10 cm dans l'eau. Il est le responsable majeur du rayonnement diffusé dans la tête de traitement [Chaney et al, 1994, Fix et al 2001]. Dans cette partie, nous nous sommes proposé de voir l'effet de l'absence du filtre égalisateur dans la tête d'irradiation. Pour cela nous avons effectué des calculs de distributions de dose pour les deux modes de fonctionnement de l'accélérateur X6 et X18, avec et en l'absence du cône égalisateur. Le reste de la géométrie reste inchangé. Pour cette étude, nous avons pris comme données d'entrée pour le terme source, les caractéristiques retenues lors de l'étude de validation précédente, à savoir 6.5 et 18.3 MeV pour l'énergie des électrons primaires et 2.3 et 4 mm pour le diamètre de la distribution radiale du faisceau d'électrons, pour le mode 6 et 18 MV respectivement. Les distributions de dose correspondantes sont représentées dans les figures 4.22 et 4.23.

En l'absence du cône égalisateur, l'énergie moyenne du faisceau de photons pour les deux modes est inférieure à celle trouvée en présence du cône (tableau 4.6). Ce qui confirme son rôle dans la modification du spectre photonique (durcissement du faisceau et décalage de l'énergie moyenne vers les hautes énergies).



**Figure 4.28 :** Distribution énergétique des photons, électrons et positrons sur le plan espace des phases à 100 cm de la cible, en l'absence du cône égalisateur, taille du champ 10x10 cm<sup>2</sup> pour le mode **X6**.



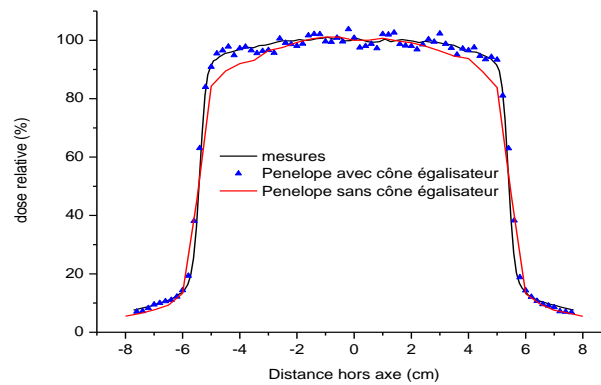
**Figure 4.29 :** Distribution énergétique des photons, électrons et positrons sur le plan espace des phases à 100 cm de la cible, en l'absence du cône égalisateur, taille de champ 10x10 cm<sup>2</sup> pour le mode **X18**.

**Tableau 4.6 :** Energies moyennes des photons avec et sans le cône égalisateur pour la taille de champ 10x10 cm<sup>2</sup>.

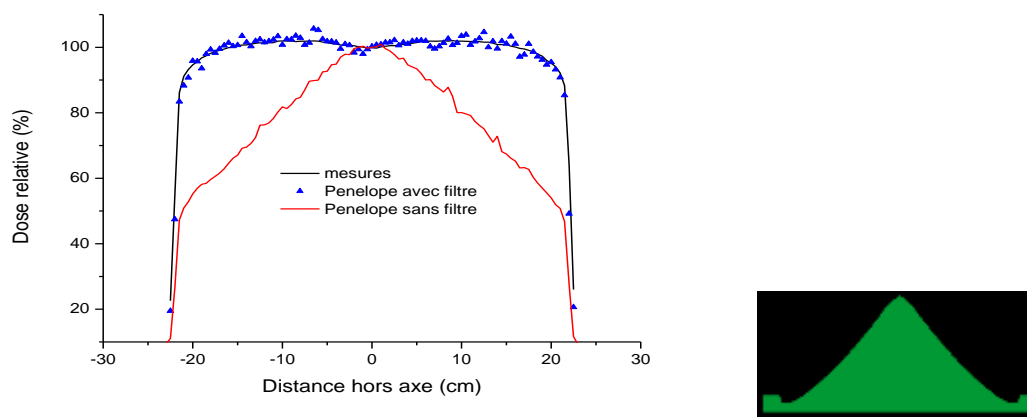
Mode de fonctionnement	6 MV	18 MV
Sans cône égalisateur	1.29 MeV	3.1 MeV
Avec cône égalisateur	1.7 MeV	3.84 MeV

les profils de doses calculés pour les tailles de champ de 10x10 cm<sup>2</sup> et 40x40 cm<sup>2</sup> à 10 cm de profondeur sont représentés dans les figures de 4.30 à 4.33. Dans tous les cas de figures,

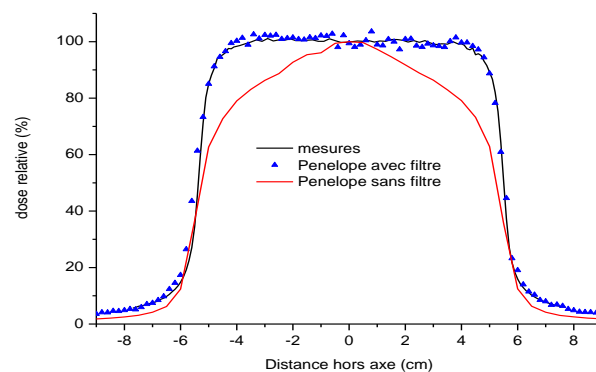
l'absence du cône égalisateur a donné des distributions de dose non uniforme dans le fantôme ce qui confirme son rôle d'égalisateur de faisceau.



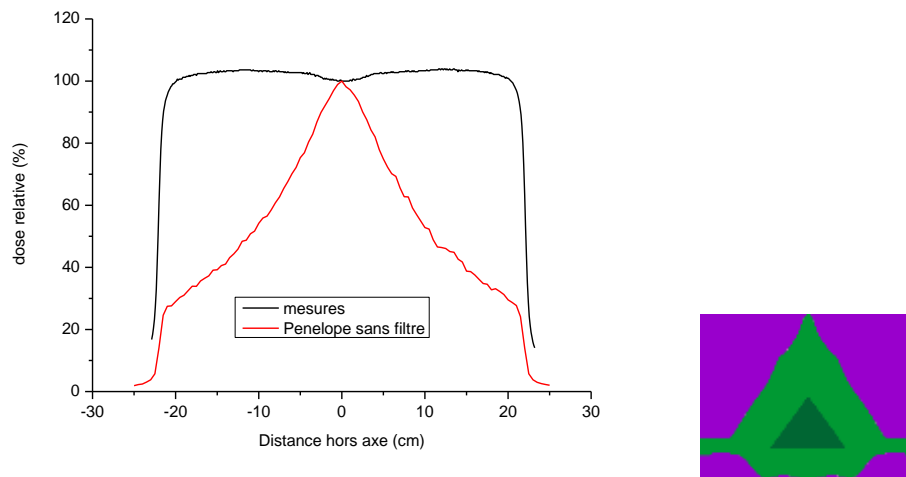
**Figure 4.30 :** Représentation des profils de dose calculés avec et sans cône égalisateur X6 MV, (10x10) cm<sup>2</sup> à 10cm de profondeur



**Figure 4.31 :** Représentation des profils de dose calculés avec et sans cône égalisateur X6 MV, (40x40) cm<sup>2</sup> à 10cm de profondeur



**Figure 4.32 :** Représentation des profils de dose calculés avec et sans cône égalisateur X18 MV, (10x10) cm<sup>2</sup> à 10cm de profondeur

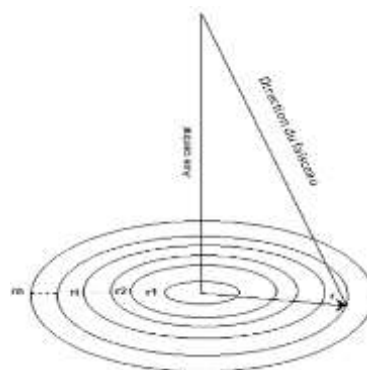


**Figure 4.33 :** Représentation des profils de dose : calculé sans cône égalisateur et mesuré X18 MV, (40x40) cm<sup>2</sup>

#### 4.1 ANALYSE DES FICHIERS ESPACE DES PHASES

Après avoir validé notre modèle de simulation du Varian 2100C, nous avons procédé à l'analyse des fichiers espaces des phases enregistrés à 100cm de la cible avec et sans cône égalisateur, pour les deux modes X6 et X18 pour la taille de champ de (10 x10) cm<sup>2</sup>, en utilisant le programme **SPC\_PSF** que nous avons développé nous-mêmes pour les besoins de cette partie (voir description du programme dans l'ANNEXE C). Pour cela, le plan espace des phases a été divisé en plusieurs anneaux circulaires de même surface (figure 4.34) afin de voir l'évolution des caractéristiques du faisceau de photons sur toute la surface du PSF. Ce travail a été inspiré du travail réalisé par Mohan [Mohan et al 1985] qui a représenté la variation de l'énergie moyenne des photons sur un plan d'enregistrement en fonction de la distance radiale par rapport à l'axe central.

Les photons qui arrivent dans chaque anneau sur le plan d'enregistrement sont analysés avec SPC\_PSF et leurs caractéristiques sont représentées dans les figures de 4.35 à 4.38.



**Figure 4.34 :** Plan d'enregistrement des photons (PSF divisé en anneaux) de surfaces égales.

Les figures 4.35 et 4.36 montre clairement, pour les deux modes X6 et X18, que le spectre énergétique dans la région centrale (jusqu'à 5cm) est plus dur que le spectre en dehors de l'axe du champ (en s'éloignant de l'axe central). dans la région allant de l'axe central à la distance hors axe de 5cm , l'énergie moyenne des photons (b) diminue légèrement alors que la fluence photonique (c) augmente légèrement pour donner enfin un plateau au niveau de la fluence énergétique (d) qui est directement liée à la dose. Au-delà de 5 cm, l'énergie moyenne, la fluence photonique et la fluence énergétique chutent brusquement avant de se stabiliser en tendant à s'annuler (pour la fluence photonique et énergétique) à partir de 7 cm de l'axe central.

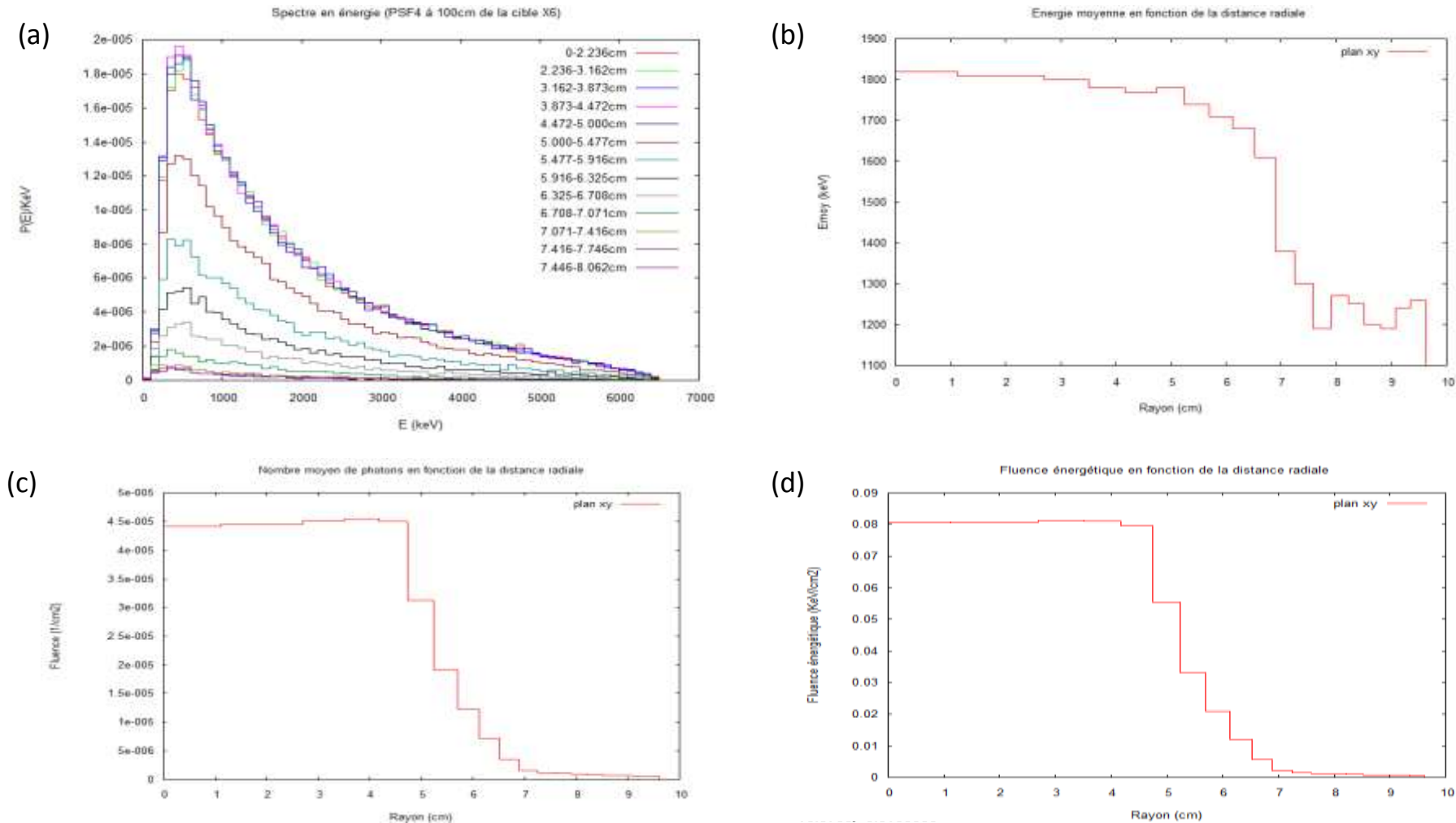
La variation de la fluence énergétique en fonction de la distance hors axe, pour les deux modes, a la même allure que les distributions latérales de dose calculées précédemment pour la taille de champ de (10x10) cm<sup>2</sup>. Ce résultat confirme la relation de proportionnalité de la dose avec la fluence énergétique.

Le tableau 4.7 représente les énergies moyennes du faisceau de photon dans deux régions différentes, l'une dans l'axe du faisceau [0 à 2cm de l'axe central] et l'autre en dehors de l'axe [7 à 9cm de l'axe central] pour les deux cas : avec et sans filtre égalisateur.

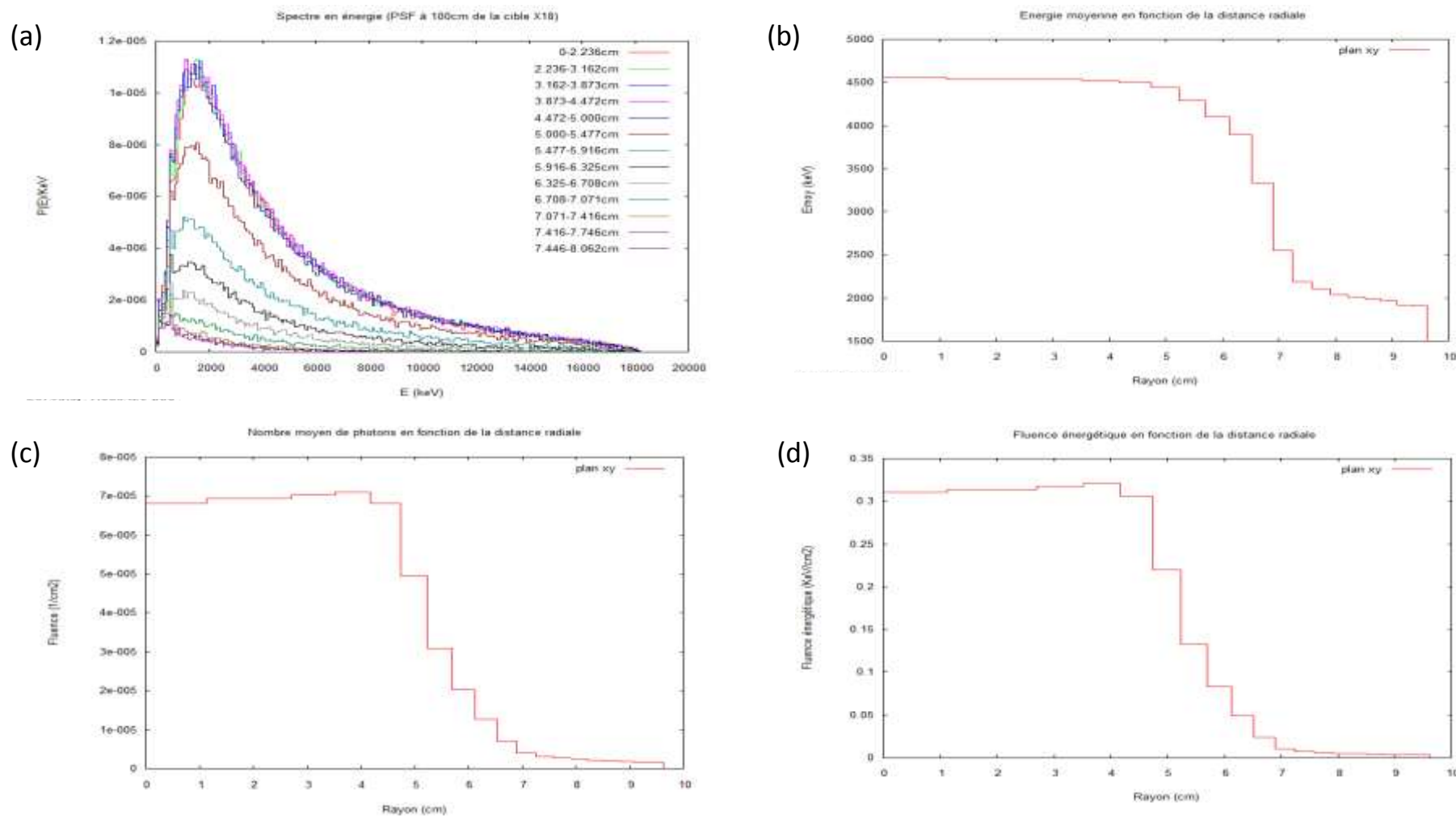
**Tableau 4.7 :** Energies moyennes des photons dans les plans d'enregistrement.

Mode	Energie moyenne des photons (MeV)			
	6 MV		18 MV	
	De 0 à 2 cm	De 7 à 9 cm	De 0 à 2 cm	De 7 à 9 cm
Sans filtre égalisateur	1.30	1.33	3.25	2.14
Avec filtre égalisateur	1.82	1.25	4.55	2.12

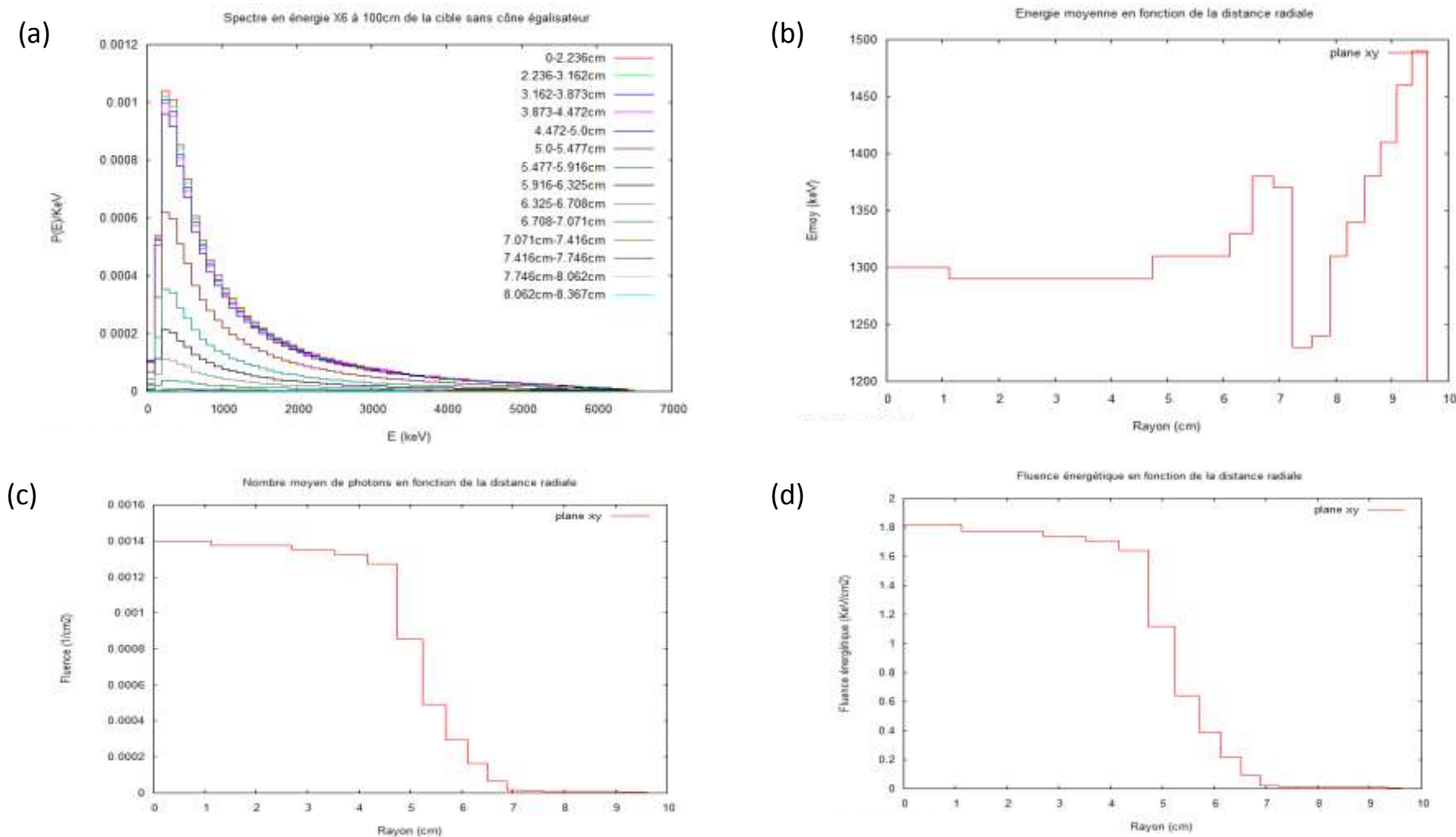
Le tableau 4.7 confirme Le rôle du filtre égalisateur de durcisseur de faisceau, mais ce durcissement concerne beaucoup plus la région centrale du champ que la périphérie. Ce résultat rejoint celui trouvé par l'équipe de Mohan [Mohan et al 1985].



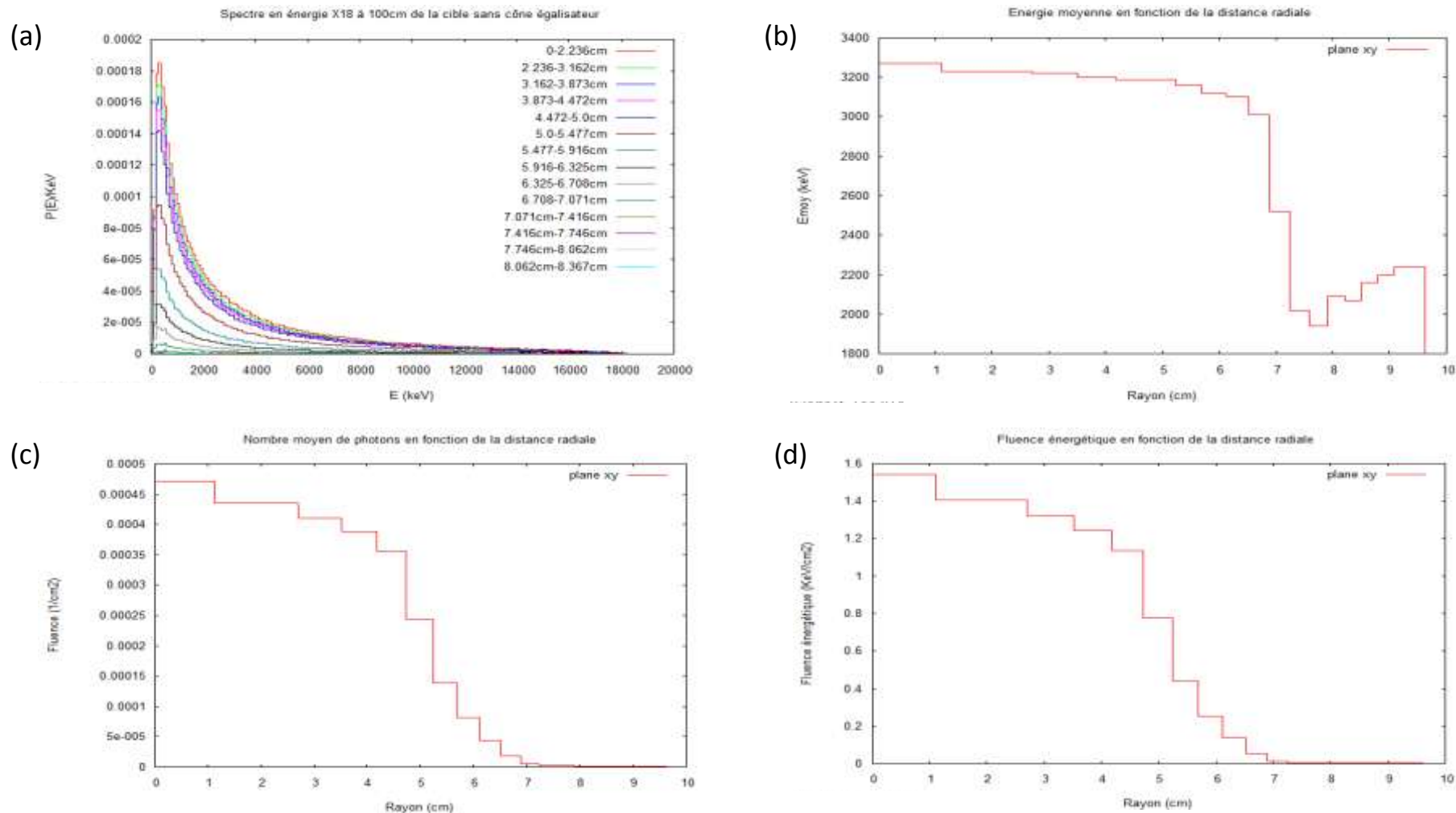
**Figure 4.35 :** Caractéristiques du faisceau de **photons** ( mode **X6**) au niveau du **PSF** (à la surface du fantôme à 100 cm de la cible et en présence du cône égalisateur: champ 10cm x 10cm). De gauche à droite et de haut en bas : distribution énergétique dans chaque anneau, énergie moyenne des photons en fonction du rayon, fluence photonique et énergétique en fonction de la distance hors axe.



**Figure 4.36 :** Caractéristiques du faisceau de photons ( mode X18) au niveau du PSF à la surface du fantôme à 100 cm de la cible et en présence du cône égalisateur: champ 10cm x 10cm. De gauche à droite et de haut en bas : distribution énergétique dans chaque anneau, énergie moyenne des photons en fonction du rayon, fluence photonique et énergétique en fonction de la distance hors axe.



**Figure 4.37 :** Caractéristiques du faisceau de **photons** ( mode **X6**) au niveau du **PSF** (à la surface du fantôme à 100 cm de la cible en l’absence du cône égalisateur : champ 10cm x 10cm. De gauche à droite et de haut en bas : distribution énergétique dans chaque anneau, énergie moyenne des photons en fonction du rayon, fluence photonique et énergétique en fonction de la distance hors axe.



**Figure 4.38 :** Caractéristiques du faisceau de photons ( mode X18) au niveau du PSF (à la surface du fantôme à 100 cm de la cible en l’absence du cône égalisateur : champ 10cm x 10cm. De gauche à droite et de haut en bas : distribution énergétique dans chaque anneau, énergie moyenne des photons en fonction du rayon, fluence photonique et énergétique en fonction de la distance hors axe.

# **CONCLUSION ET PERSPECTIVES**

---

# **CONCLUSION ET PERSPECTIVES**

---

L'utilisation de la méthode Monte Carlo en dosimétrie médicale a pour but de permettre une estimation de dose la plus précise possible. Jusqu'à présent, l'utilisation généralisée de ces méthodes fait face à un problème majeur représenté par l'importance du temps de simulation. Mais en attendant une progression informatique significative pour les implémenter dans les Systèmes de planification de traitement, les méthodes MC sont largement utilisées en radiothérapie dans la vérification des doses délivrées aux patients, précisément dans les situations complexes où la mesure est difficile à réaliser. C'est dans ce contexte que nous avons utilisé le code Monte Carlo PENELOPE pour modéliser les faisceaux de photons de haute énergie produits par l'accélérateur linéaire médical Varian 2100C.

Dans la première partie de ce travail, nous avons élaboré un modèle de tête d'irradiation en utilisant les données de géométrie fournies par le constructeur. Le modèle réalisé concerne les deux modes de fonctionnement photons 6 et 18 MV, qui présentent des différences dans la cible et le filtre égalisateur.

Par la suite, nous avons mené une étude d'optimisation des valeurs des paramètres de simulation et de réduction de variance afin d'augmenter la vitesse de calcul et de réduire l'incertitude statistique de simulation. Les techniques de réduction de variance utilisées dans le cadre de ce travail sont l'interaction forcée au niveau des matériaux de la cible, pour augmenter la probabilité de production du rayonnement de freinage pour le calcul des PSF, et le splitting pour la simulation des distributions de dose.

Pour la validation de notre modèle avec la géométrie réalisée, nous avons procédé à la caractérisation du faisceau d'électrons initial qui tape sur la cible et qui est responsable de la production des rayonnements de freinage utilisés en radiothérapie. Les paramètres étudiés sont l'énergie moyenne et la distribution radiale en intensité du faisceau, dont l'effet se manifeste au niveau des courbes de distribution de dose. En effet, l'énergie moyenne influence les courbes de rendement de dose en profondeur alors que la distribution radiale en intensité, dite tache focale, a plutôt un effet sur les profils latéraux de dose.

Pour les deux qualités d'énergie 6 MV et 18 MV, nous avons fait varier l'énergie moyenne des électrons, et nous avons calculés des fichiers espaces des phases à 100 cm de la cible qui ont été utilisés par la suite pour le calcul des rendements de dose en profondeur pour la taille de champ de référence de  $(10 \times 10) \text{ cm}^2$  dans un fantôme d'eau homogène.

De la même manière, nous avons fait varier le diamètre de la tache focale du faisceau d'électrons et nous avons calculé les profils de doses correspondant à chaque diamètre de tache focale pour les tailles de champ de  $(10 \times 10) \text{ cm}^2$   $(25 \times 25) \text{ cm}^2$   $(40 \times 40) \text{ cm}^2$  pour le 6 MV et  $(10 \times 10) \text{ cm}^2$  pour le 18 MV. Les distributions de doses simulées ont toutes été comparées à celles mesurées au niveau du Centre Anti Cancer de Blida.

Le meilleur accord a été obtenu pour l'énergie moyenne des électrons primaires égale à 6.5 MeV avec un diamètre de la tache focale de 2.3 mm et une énergie de 18.3 MeV avec un diamètre de la tache focale de 4 mm, respectivement pour le mode 6 MV et 18 MV. Les écarts entre les rendements en profondeur calculés et mesurés sont inférieurs à 2% pour les deux modes ; et la comparaison entre les profils de dose a donné des écarts inférieurs à 2% dans la zone centrale et en dehors du champ, et inférieur à 2mm en termes de DTA dans la pénombre.

Une comparaison des caractéristiques dosimétriques (indice de qualité et profondeur de dose maximale) entre notre modèle simulé, avec les paramètres du faisceau d'électrons initial retenus, et les mesures a donné un très bon accord.

Une partie de ce travail a été valorisée par une communication nationale intitulée '*Etude par le code Monte Carlo PENELOPE de l'influence des caractéristiques du faisceau d'électrons initial sur les distributions de dose photon délivrées par un accélérateur linéaire de type Varian 2100C*', présentée à la 4<sup>ème</sup> Conférence Nationale sur les Rayonnements et leurs applications CNRA 2011 qui s'est déroulée à l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumédiène du 25 au 27 octobre 2011.

Dans le cadre de ce travail nous avons réalisé un modèle d'accélérateur linéaire médical de type Varian 2100C que nous avons validé pour des configurations simples. Un calcul des fichiers espaces des phases pour plus de tailles de champ avec un nombre plus important d'histoires nous permettra de réaliser ultérieurement des simulations pour des configurations complexes notamment pour des champs irréguliers, très utilisés pour le traitement des tumeurs, et dans des milieux hétérogènes qui posent un problème de précision dans le calcul de dose délivré par les Systèmes de planification de traitement.

La validation concernant le mode 18 MV a concerné uniquement la taille de champ de  $(10 \times 10) \text{ cm}^2$  pour des raisons de temps de calcul qui est très long pour ce mode. Nous prévoyons en perspective de continuer la validation de notre modèle pour les grandes tailles de champs en impliquant d'autres modèles de sources d'électrons initiaux (distribution gaussienne en énergie et en intensité).

# REFERENCES

---

- <sup>1</sup> ALJARRAH K, Greg C. Sharp, Toni Neicu and Steve B. Jiang “Determination of initial beam parameters in Monte Carlo linac simulation”, *Med. Phys.* 33 (4), April 2010.
- <sup>2</sup> ARNFIELD M.R, K.OTTO, V.R.AROUMOGAME and R.D.ALKINS, “The use of film dosimetry of the penumbra region to improve the accuracy of intensity modulated radiotherapy”, *Medical Physics*, 2005, 32(1), 12-18.
- <sup>3</sup> BARO J, “Monte Carlo simulation of electron-photon showers”, thèse, Université de Barcelone, 1993.
- <sup>4</sup> BARO J, J. SempaU, J.M. FERNANDEZ-VAREA and F. SALVAT, “Analytical cross sections for Monte Carlo simulation of photon transport”, *Radiation Physics and Chemistry*, 1994, 44, 531-552.
- <sup>5</sup> BAUMGARTNER Andreas, A. STEURER and F.J MARINGER, “Simulation of photon energy spectra from Varian 2100C and 2300C/D Linacs: Simplified estimates with PENELOPE Monte Carlo models”, App Rad ISO 2009.07.010.
- <sup>6</sup> BEN HDECH Yassine, “Contrôle de qualité dosimétrique des systèmes de planification des traitements par radiothérapie externe à l’aide d’Objets-Tests Numériques calculés par simulations Monte-Carlo PENELOPE”, thèse de l’université de Nantes, 19 Décembre 2011.
- <sup>7</sup> BERGER M.J, “ESTAR, PSTAR and ASTAR: computer programs for calculating stopping-power and range tables for electrons, protons and helium ions”, National Institute of Standards and Technology, Report NISTIR 4999, 1992.
- <sup>8</sup> BIELAJEW A.F, R. MOHAN and C-S. CHUI, “Improved bremsstrahlung angular sampling in the EGS4 code system”, National Research Council of Canada, November 1989, NRCC Report PIRS-0203.
- <sup>9</sup> BIELAJEW A.F, “Fundamentals of the Monte Carlo method for neutral and charged particle transport”, 2001.
- <sup>10</sup> BIGGS F and L.B. MENDELSON and J.B. MANN, “Hartree-Fock Compton profiles for the elements”, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 1975, 16, 201-309.
- <sup>11</sup> BJORK P and T. KNOOS and P. NILSSON, “Influence of initial electron beam characteristics on Monte Carlo calculated absorbed dose distributions for linear accelerator electron beams.”, *Physics in Medicine and Biology*, 2002, 47(22), 4019-4041.
- <sup>12</sup> BLAZY-AUBIGNAC L “ Contrôle qualité des systèmes de planification Dosimétrique des traitements en radiothérapie externe au moyen du code Monte-Carlo PENELOPE” thèse université Toulouse III 2004
- <sup>13</sup> BRAMOULLE C, « Etude par le code Monte Carlo PENELOPE des faisceaux de rayons X produits par des accélérateurs linéaires d’électrons SL-ELEKTA. », Thèse, Université Paul Sabatier - Toulouse, 2000.
- <sup>14</sup> BRIESMEISTER J.F, “MCNP – A general Monte Carlo N-particle transport code, version-4B”, Los Alamos National Laboratory, 1997, LA-12625-M.
- <sup>15</sup> BJR 25: British Journal of Radiology supplement 25
- <sup>16</sup> CHANEY E.L and T.J. CULLIP and T.A. GABRIEL, «A Monte Carlo study of accelerator head scatters», *Medical Physics*, 1994, 21(9), 1383-1390.
- <sup>17</sup> Chetty Indrin J, Bruce Curran, Joanna E Cygler, John J DeMarco, Gary Ezzell, Bruce A Faddegon, IwanKawrakow, Paul J Keall, Helen Liu, C. M Charlie Ma, D. W O Rogers, Jan Seuntjens, Daryoush Sheikh- Bagheri, and Jeffrey V Siebers. Report of the **AAPM** task group no. 105: issues associated with clinical implementation of montecarlo-based photon and electron external beam treatment planning. *Med Phys*, 34(12):4818–4853, Dec 2007.
- <sup>18</sup> CHO S.H, O.N Vassiliev, S. Lee, H.H Liu, G.S Ibbott and R. Mohan 2005 “Reference photon dosimetry data and reference phase space data for the 6 MV photon beam from varian clinac 2100 series linear accelerators”. *Med. Phys.* 32, 137–48.
- <sup>19</sup> DAS I.J, Kassae A, Verhaegen F and Moskvín V, **2001**, “Interface dosimetry : measurements and Monte Carlo simulations of low energy photon beams”, *Radiat. Phys. Chem.*, 61, 593-595.

- <sup>20</sup> DAS I.J, Moskvina V, Kassaei 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, 173-179.
- <sup>21</sup> DEMARCO J.J, T.D. SOLBERG, R.E. WALLACE and J.B. SMATHERS, «A verification of the Monte Carlo code MCNP for thick target bremsstrahlung calculations», *Medical Physics*, 1995, 22(1), 11-16.
- <sup>22</sup> DE VLAMYNCK K, Palmans H, Verhaegen F, De Wagter C, De Neve W and Thierens H, **1999**, “Dose measurements compared with Monte Carlo simulations of a narrow 6MV multileaf collimator shaped photon beams”, *Med. Phys.*, 26, 1874-1882.
- <sup>23</sup> Ding G. X, Cheryl Duzenli and Nina I Kalach, “Are neutrons responsible for the dose discrepancies between Monte Carlo calculations and measurements in the build-up region for a high-energy photon beam”, *Phys. Med. Biol.* 47 (2002) 3251–3261. Ding G. X, “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(2002) 1025–1046.
- <sup>24</sup> FADDEGON B.A, C.K. ROSS and D.W.O. ROGERS, “Forward-directed bremsstrahlung of 10- to 30-MeV electrons incident on a thick target of Al and Pb», *Medical Physics*, 1990, 17(5), 773-785.
- <sup>25</sup> FADDEGON B.A, C.K. ROSS and D.W.O. ROGERS, «Angular distribution of bremsstrahlung from 15 MeV electrons incident on thick targets of Be, Al and Pb», *Medical Physics*, 1991, 18(4), 727-739.
- <sup>26</sup> FIX M.K, P. MANSER, E.J. BORN, R. MINI and P. RUEGSEGGER, “Monte Carlo simulation of a dynamic MLC based on a multiple source model”, *Physics in Medicine and Biology*, 2001, 46(12), 3241-3257.
- <sup>27</sup> FIX M.K, Paul J Keall and Jeffrey V. Siebers, “Photon-beam subsource sensitivity to the initial electron beam parameters”, *Med Phys* 32 (4), April 2005.
- <sup>28</sup> FORD R.L and Nelson W.R, 1978, “The EGS code system: computer programs for Monte Carlo simulation of electromagnetic cascade showers , version 3”, *Stanford Linear Accelerator Center, Report SLAC-210*.
- <sup>29</sup> FRANCHISSEUR E, 2007, “Modélisation et validation de l’accélérateur PRIMUS de SIEMENS par le code Monte Carlo PENELOPE dans le cadre de la radiothérapie du cancer”, *Thèse de l’Université de Nice-Sophia Antipolis*.
- <sup>30</sup> GEANT, 1995, “Application Software Group Computing and Networks Division – Detector Description and Simulation Tool”, *CERN Program Library Long Wwriteup W5013 (Geneva: CERN)*.
- <sup>31</sup> GREVILLOT L, Frisson T, Maneval D, Zahra N, Badel J-N et Sarrut D, “Simulation of a 6 MV Elekta Precise Linac photon beam using GATE/GEANT4”, *Physics in Medicine and Biology*, **56** (2011) 903–918.
- <sup>32</sup> HARYANTO F, Fippel M, Laud W, Dohm O and Nusslin F, **2002**, “Investigation of photon beam output factors for conformal radiation therapy: Monte Carlo simulations and measurements”, *Phys. Med. Biol.*, 47, N133-N143.
- <sup>33</sup> INTERNATIONAL Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU), 1987, “Use of computers in external beam radiotherapy procedures with high-energy photons and electrons”, *Report 42*.
- <sup>34</sup> INTERNATIONAL Commission on Radiation Units and Measurements, «Stopping powers for electrons and positrons», 1989, ICRU Report 37.
- <sup>35</sup> INTERNATIONAL Commission on Radiation Units and Measurements (1999) - "Prescribing, Recording and Reporting Photon Beam Therapy (Supplement to ICRU Report 50)", ICRU Report 62
- <sup>36</sup> JAFFRAY D.A and J.J. BATTISTA and A. FENSTER and P. MUNRO, «X-ray sources of medical linear accelerators: Focal and extra-focal radiation», *Medical Physics*, 1993, 20(5), 1417-1427.
- <sup>37</sup> KAWRAKOW I, “Accurate condensed history Monte carlo simulation of electron transport: I. EGSnrc, the new EGS4 version», *Medical Physics*, 2000, 27(3), 485-498.
- <sup>38</sup> Keall P. J, J. V. Siebers, B. Libby, and R. Mohan, “Determining the incident electron fluence for Monte Carlo-based photon treatment planning using a standard measured data set,” *Med. Phys.* **30**, 574–582 (2003).

- <sup>39</sup> KIM H.K, S.J. Han, J.L. Kim, B.H. Kim, S.Y. Chang and J.K. Lee, "Monte Carlo simulation of the photon beam characteristics from medical linear accelerators", *Radiation Protection Dosimetry*, 2006 vol119, N° 1-4, pp. 510-513.
- <sup>40</sup> KOCH H.W and J.W.MOTZ, «Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data», *Reviews of Modern Physics*, 1959, 31(4), 920-955.
- <sup>41</sup> LEE P.C, 1997, "Monte Carlo simulations of the differential beam hardening effect of a flattening filter on a therapeutic x-rays beam", *Med. Phys*, 24, 1485-1489.
- <sup>42</sup> LEVY L.B, R.G. WAGGENER, W.D. Mc DAVID and W.H. PAYNE, "Experimental and calculated bremsstrahlung spectrum from a 25-MeV linear accelerator and a 19-MeV betatron", *Medical Physics*, 1974, 1(2), 62-67.
- <sup>43</sup> LEVY L.B, R.G. WAGGENER and A.E. WRIGHT, "Measurement of primary bremsstrahlung spectrum from an 8-MeV linear accelerator" *Medical Physics*, 1976, 3(3), 173-175.
- <sup>44</sup> LEWIS R.D, Ryde S.J.S, Hancock D.A and Evans C.J, 1999, "An MCNP-based model of a linear accelerator x-ray beam", *Phys. Med. Biol.*, 44, 1219-1230.
- <sup>45</sup> LIN S, T.CHU and J.LIN, «Monte Carlo simulation of a clinical linear accelerator», *Applied Radiation and Isotopes*, 2001, 55(6), 759-765.
- <sup>46</sup> LIBBY B, J.SIEBERS and R.MOHAN, "Validation of Monte Carlo generated phase-space descriptions of medical linear accelerator», *Medical Physics*, 1999, 26(8), 1476-1483.
- <sup>47</sup> LIU H.H, T.R. Mackie, and E.C. McCullough, "A dual source photon beam model used in convolution/superposition dose calculations for clinical megavoltage x-ray beams," *Med. Phys.* 24, 1960–1974 (1997).
- <sup>48</sup> LOVELOCK D.M, C.S. CHUI and R. MOHAN, "A Monte Carlo model of photon beams used in radiation therapy», *Medical Physics*, 1995, 22(9), 1387-1394.
- <sup>49</sup> Ma C-M and Jiang S B 1999, "Monte Carlo modeling of electron beams from medical accelerators" *Phys. Med. Biol.* **44** R157–R189.
- <sup>50</sup> Mazurier J, 1999, "Adaptation du code Monte Carlo PENELOPE pour la métrologie de la dose absorbée", *Thèse de l'Université Paul Sabatier, rapport CEA-R-5879*.
- <sup>51</sup> MAZURIER Jocelyne, «Adaptation du code de Monte Carlo PENELOPE pour la métrologie de la dose absorbée : caractérisation des faisceaux de photons X de haute énergie et calcul de facteurs de correction de dosimètres de référence.», 169 p., Thèse, Université Paul Sabatier – Toulouse, 2000.
- <sup>52</sup> MAZURIER J, J. GOURIOU, B. CHAUVENET and J. BARTHE, «Calculation of perturbation correction factors for some reference dosimeters in high-energy photon beams with the Monte Carlo code PENELOPE.», *Physics in Medicine and Biology*, 2001, 46(6), 1707-1717.
- <sup>53</sup> Mc CALL R.C, R.D. Mc INTYRE, and W.G. TURNBULL, "Improvement of linear accelerator depth-dose curves», *Medical Physics*, 1978, 5(6).
- <sup>54</sup> Metropolis N and Ulam S, 1949, "The Monte Carlo method", *J. Amer. Statist. Assoc.*, 44, 335-349.
- <sup>55</sup> MESBAHI A, M.FIX, M.ALLAHVERDI, E.GREIN and H.GARAATI, «Monte Carlo calculations of Varian 2300C/D Linac photon beam characteristics: a comparison between MCNP4C, GEANT3 and measurements», *Applied Radiation and Isotopes*, 2005, 62(3), 469-477.
- <sup>56</sup> MESBAHI A, A.J.REILLY and D.I.THWAITES, «Development and commissioning of a Monte Carlo photon beam model for Varian Clinac 2100EX linear accelerator», *Applied Radiation and Isotopes*, 2006, 64(6), 656-662.
- <sup>57</sup> MOHAN R, C. CHUI and L. LIDOFISKY, "Energy and angular distribution of photons from medical linear accelerators", *Medical Physics*, 1985, 12, 592.
- <sup>58</sup> NCRP report N° 79: Neutron contamination from medical electron accelerators.
- <sup>59</sup> W.R.NELSON, H.HIRAYAMA and D.W.O.ROGERS, «The EGS4 code system», Stanford Linear Accelerator Center, 1985, SLAC-65 Report.
- <sup>60</sup> NILSSON B and A. BRAHME, "Absorbed dose from secondary electrons in high energy photon beams", *Physics in Medicine and Biology*, 1979, 24(5), 901-912.
- <sup>61</sup> NILSSON B and Brahme A, 1981, "Contamination of high-energy photon beams by scattered photons", *Strahlentherapie*, 157, 181-186.
- <sup>62</sup> PATAU J.P, Vernes C.E, Terissol M and Malbert M, 1978, "Calcul des caractéristiques qualitatives (TEL, FQ équivalent de dose) d'un faisceau de photons de freinage à usage médicale, par simulation de sa création et de son transport", *Proceedings of the 6th Symposium on Microdosimetry (London: Harwood Academic)*, 579-588.

- <sup>63</sup> PENA J, L. FRANCO, F. GOMEZ, A. IGLESIAS, R. LOBATO, J. MOSQUERA, A. PAZOS, J.PARDO, M.POMBAR, A.RODRIGUEZ and J.SENDON, «Commissioning of a medical linear accelerator photon beam Monte Carlo simulation using wide-field profiles.», *Physics in Medicine and Biology*, 2004, 49(21), 4929-4942.
- <sup>64</sup> PETTI P.L, M.S. GOODMAN, J.M. SISTERSON, P.J. BIGGS, T.A. GABRIEL and R. MOHAN (a), «Sources of electron contamination for the Clinac-35 25 MV photon beam.», *Medical Physics*, 1983, 10(6), 856-861
- <sup>65</sup> PETTI P.L, M.S. GOODMAN, T.A. GABRIEL and R. MOHAN, «Investigation of build-up from electron contamination of clinical photon beams» (b), *Medical Physics*, 1983, 10(1), 18-24.
- <sup>66</sup> PODGORSK et al. «Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students». International Atomic Energy Agency, 2005.
- <sup>67</sup> RAESIDE D.E, 1976, «Monte Carlo principles and applications», *Phys. Med. Biol.*, 21, 181-197.
- <sup>68</sup> ROGERS D.W.O, S .DUANE, A.F. BIELAJEW and W.R. ELSON, «Use of ICRU-67/NBS radiative stopping powers in the EGS4 system», National Research Council of Canada, 1989, NRCC Report PIRS-0177.
- <sup>69</sup> ROGERS D.W.O and Bielajew A.F, 1990, «Monte Carlo techniques of electron and photon transport for radiation dosimetry», *The Dosimetry of Ionizing Radiation vol.III (San Diego: Academic Press)*, 427-539.
- <sup>70</sup> ROGERS D.W.O, 1991, «The role of Monte Carlo simulation of electron transport in radiation dosimetry», *Int. J. Rad. Appl. Instrum., Part A: Applied radiation and isotopes*, 42, 965-974.
- <sup>71</sup> ROGERS D.W.O, Faddegon B.A, Ding G.X, Ma C.M, We J and Mackie T.R, 1995, «BEAM: a Monte Carlo code to simulate radiotherapy treatment units», *Med. Phys.*, 22, 503-524.
- <sup>72</sup> RODRIGUEZ M.L «PENLINAC: extending the capabilities of the Monte Carlo Code PENELOPE for the simulation of therapeutic beams», *Phys, Med, Biol.* 53 (2008) 4573-4593.
- <sup>73</sup> SALVAT F and J.M. FERNANDEZ-VAREA, «Semi empirical cross sections for the simulation of the energy loss of electrons and positrons in matter», *Nuclear instruments and methods in physics research section B*, 1992, 63, 255-269.
- <sup>74</sup> SALVAT F, J.FERNANDEZ-VAREA, E.ACOSTA and J.SEMPAU, «PENELOPE-A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport», Paris : OECD, 2001.
- <sup>75</sup> SALVAT F, J.M. FERNANDEZ-VAREA, J.BARO and J.SEMPAU, «PENELOPE, an algorithm and computer code for simulation of electron photon showers», *Informes Tecnicos Ciemat n°799*, 1996.
- <sup>76</sup> SALVAT F, J. FERNANDEZ-VAREA and J. SEMPAU, «PENELOPE-2008: A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport», NEA: OECD, 2009.
- <sup>77</sup> Sardari D, R. Malekia, H. Samavat, A. Esmaeelia,» Measurement of depth-dose of linear accelerator and simulation by use of Geant4 computer code», *Reports of Practical Oncology and radiotherapy* 15 ( 2010 ) 64–68
- <sup>78</sup> SCHACH A.E, VON WITTENAU, L.J. COX, P.M.BERGSTROM, W.P.CHANDLER, C.L. HARTMANN SIANTAR and R.MOHAN, «Correlated histogram representation of Monte Carlo derived medical accelerator photon-output phase space», *Medical Physics*, 1999, 26(7), 1196-1211.
- <sup>79</sup> SELTZER S.M and M.J. BERGER, «Bremsstrahlung spectra from electron interactions with screened atomic nuclei and orbital electrons», *Nuclear instrumentation and Methods B*, 1985, 12(1), 95-134.
- <sup>80</sup> SELTZER S.M and M.J.BERGER, «Bremsstrahlung energy spectra from electrons with kinetic energy 1keV-10GeV incident on screened nuclei and orbital electrons of neutral atoms with Z=1-100», *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 1986, 35, 345-418.
- <sup>81</sup> SEMPAU J, «Development and applications of a computer code for Monte Carlo simulation of electron-photon showers», These, Universitat Politecnica de Catalunya, 1995.
- <sup>82</sup> SEMPAU J, E. ACOSTA, J.BARO, J.M.FERNANDEZ-VAREA and F.SALVAT, «An algorithm for Monte Carlo simulation of coupled electron-photon transport.», *Nuclear instrumentation and Methods B*, 1997, 132(3), 377-390.
- <sup>83</sup> SEMPAU J, A. SANCHEZ-REYES, F. SALVAT, H. OULAD BEN TAHAR, S.B.JINAG and J.M. FERNANDEZ-VAREA, «Monte Carlo simulations of electron beams from an accelerator head using PENELOPE.», *Physics in Medicine and Biology*, 2001, 46(4), 1163-1186.

- <sup>84</sup> SEMPLAU J, Fernandez-Varea J.M, Acosta E and Salvat F, 2003, “Experimental benchmarks of the Monte Carlo code PENELOPE”, *Nucl. Instrum. Methods Phys. (Res B)*, 207, 107-123.
- <sup>85</sup> SERRANO B, « Validation physique par Monte Carlo de la modulation d'intensité sur l'accélérateur Primus et le système de plan de traitement Helax TMS. Application aux tumeurs cancéreuses ORL. », 158 p., Thèse, Université de Nice – Sophia Antipolis, 2006.
- <sup>86</sup> SERRANO B, A. HACHEM, E. FRANCHISSEUR, J. HERAULT, S. MARCIE, A. COSTA and R.J. BENSADOUN, J. BARTHE and J.P. GERARD, «Monte Carlo simulation of a medical linear accelerator for radiotherapy use», *Radiation Protection and Dosimetry*, 2006.
- <sup>87</sup> SERRANO B, E.FRANCHISSEUR, J. HERAULT, A.HACHEM, S.MARCIE, R.J. BENSADOUN, “Monte Carlo simulation of a medical accelerator: application on a heterogeneous phantom”, Proceedings: *Mathematics and Computation, Supercomputing, Reactor Physics and Nuclear and Biological Applications*, Avignon, France, September 12-15, 2005.
- <sup>88</sup> SHEIKH-BAGHERI D, D.W.O. Rogers, Carl K. Ross, and Jan P. Seuntjens, “Comparison of measured and Monte Carlo calculated dose distributions from the NRC linac”, *Med. Phys.* 27.10., October 2000.
- <sup>89</sup> SHEIKH-BAGHERI D and D.W.O.ROGERS (a), «Sensitivity of megavoltage photon beam Monte Carlo simulations to electron beam and other parameters», *Medical Physics*, 2002, 29(3), 379-390.
- <sup>90</sup> SHEIKH-BAGHERI D and D.W.O.ROGERS (b), «Monte Carlo calculation of nine megavoltage photon beam spectra using the BEAM code», *Medical Physics*, 2002, 29(3), 391-402.
- <sup>91</sup> SIEBERT J.V, P J Keal, B Libby and R Mohan, “Comparison of EGS4 and MCNP4b Monte Carlo Codes for generation of photon phase space distributions for a Varian 2100C”, *Phys. Med. Biol.* 44 (1999) 3009-3026.
- <sup>92</sup> TURNER J.E, Wright H.A and Hamm R.N, **1985**, “Review paper: a Monte Carlo primer for health physicists” *Health Phys.*, 48, 717-733.
- <sup>93</sup> TZEDAKIS A, John E. Damilakis, Michael Mazonakis, John Stratakis, Haralambos Varveris and Nicholas Gourtsoyiannis, “Influence of initial electron beam parameters on Monte Carlo calculated absorbed dose distributions for radiotherapy photon beams”, *Med. Phys.* 31 .4., April 2004.
- <sup>94</sup> VAN de Walle J, Martens C, Reynaert N, Palmans H, Coghe N, De Neve W, De Wagter C and Thierens H, **2003**, “Monte Carlo model of Elekta Sliplus accelerator: validation of a new MLC component module in BEAM for a 6MV beam”, *Phys. Med. Biol.*, 48, 287-296.
- <sup>95</sup> VAN Dyk J, Barnett R.B, Cygler J.E and Shragge P.C, 1993, “Commissioning and quality assurance of treatment planning computers”, *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.*, 26, 261-273.
- <sup>96</sup> VAN W DER ZEE and J.WELLEWEERD, «Calculating photon beam characteristics with Monte Carlo techniques», *Medical Physics*, 1999, 26(9), 1883-1892.
- <sup>97</sup> VERHAEGEN F and J.SEUNTJENS, «Monte Carlo modeling of external radiotherapy photon beams», *Physics in Medicine and Biology*, 2003, 48(21), R107-R164.
- <sup>98</sup> VENSELAAR Jack, Hans Welleweerd, Ben Mijnheer, “Tolerances for the accuracy of photon beam dose calculations of treatment planning systems”, *Radiotherapy and Oncology* 60 (2001) 191-201.
- <sup>99</sup> ZAIDI H and Sgouros G, 2003, “Therapeutic applications of Monte Carlo calculations in nuclear medicine”, (*Bristol: Institute of Physics Publishing*).

# ANNEXE A

## MATERIAUX CONSTITUANT LA TETE D'IRRADIATION DU VARIAN 2100C EN MODE PHOTONS

---

Elément	Matériaux le constituant
Cible	Tungstène + cuivre
Collimateur primaire	Tungstène
Fenêtre pour assurer le vide	Beryllium
Cône égalisateur	Alliage à base de cuivre (6MV). Alliage à base d'acier (18MV)
Chambre moniteur	Kapton
Miroir	Mylar
Mâchoires X et Y	Tungstène
Réticule*	Mylar
Collimateur multi-lames*	Alliage à base de Tungstène

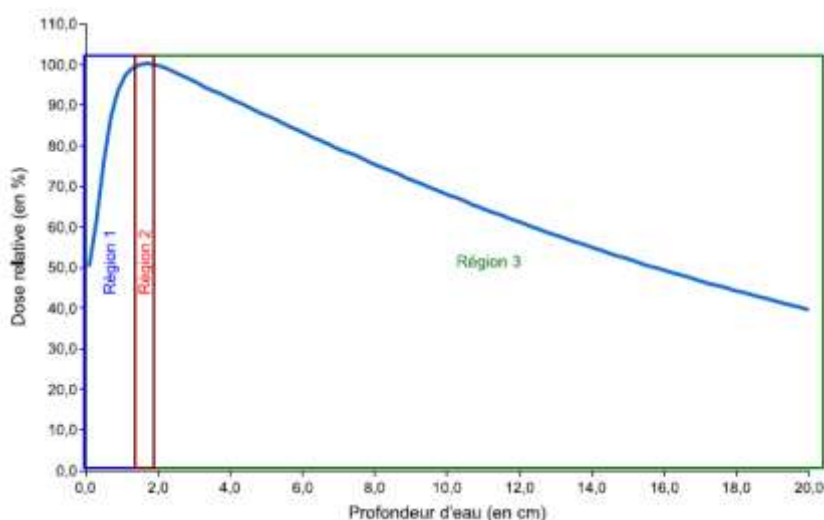
\* Ces parties n'ont pas été modélisées dans le cadre de ce travail.

# ANNEXE B

## PARAMETRES DOSIMETRIQUES CARACTERISANT LES FAISCEAUX DE PHOTONS UTILISES EN RADIOTHERAPIE

### A.1 LE RENDEMENT DE DOSE EN PROFONDEUR

Le rendement de dose en profondeur (Percentage Depth Dose PDD) correspond à la variation de la dose absorbée le long de l'axe du faisceau. Il est exprimé en pourcentage de la dose maximum absorbée. La courbe de rendement en profondeur est la courbe qui donne la variation de la dose absorbée en fonction de la profondeur dans l'eau sur l'axe du faisceau d'irradiation à une distance source-surface du fantôme fixe (figure A.1).



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

$$\text{PDD}(Z, A) = \frac{D(Z, A)}{D(Z_{\text{max}}, A)} \quad \text{A.1}$$

Certaines grandeurs dosimétriques peuvent être définies à partir de la courbe de rendement en profondeur : la dose à la surface, la dose de sortie et la profondeur de maximum de dose (profondeur de l'équilibre électronique):  $Z_{\text{max}}$ .

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

### A.2 LE PROFIL DE DOSE

Le profil de dose correspond à la variation de la dose le long d'un axe dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. Les valeurs de dose sont généralement normalisées par

rapport à la valeur de la dose à l'axe du faisceau. Le profil de dose est mesuré dans l'eau avec une chambre d'ionisation suivant les directions médianes du champ (appelées inplane et crossplane selon les mâchoires Y et X respectivement) et suivant les diagonales, à différentes profondeurs. Il dépend de l'énergie du faisceau de photons, de la taille du champ d'irradiation et de la profondeur de mesure.

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

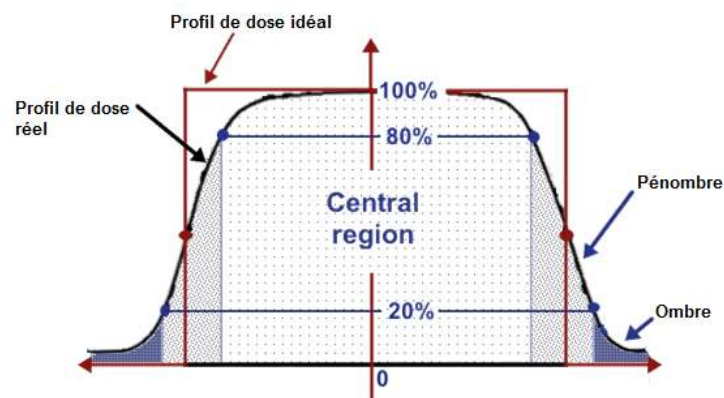


Figure A.2 : Exemple de courbe de profil de dose

### A.3 L'INDICE DE QUALITE $TPR_{20,10}$

Selon le protocole IAEA-TRS 398, la qualité d'un faisceau de RX de haute énergie est définie par l'indice de qualité  $TPR_{20,10}$  ou "Tissue-Phantom Ratio" qui est le rapport de la dose mesurée sur l'axe du faisceau à 20 cm de profondeur dans un fantôme d'eau sur la dose mesurée à 10 cm de profondeur, pour un champ carré de  $(10 \times 10)$  cm<sup>2</sup> au point de mesure, à une distance source-détecteur (DSD) égale à 100 cm.

Le  $TPR_{20,10}$  est relié au rendement en profondeur par la relation:

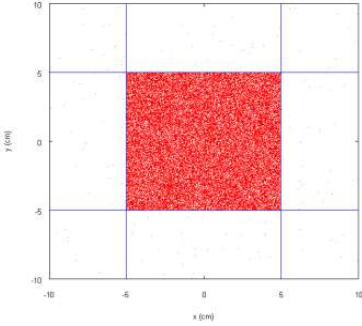
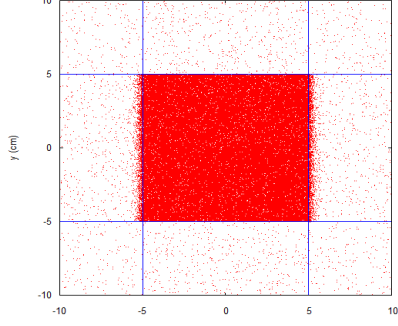
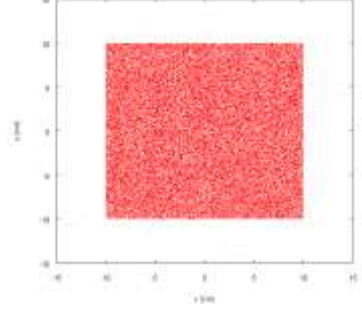
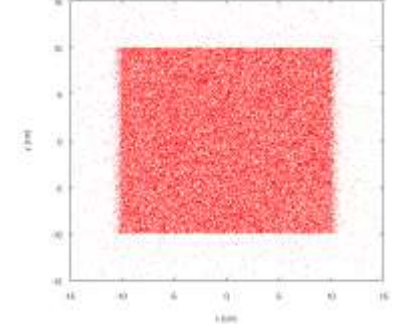
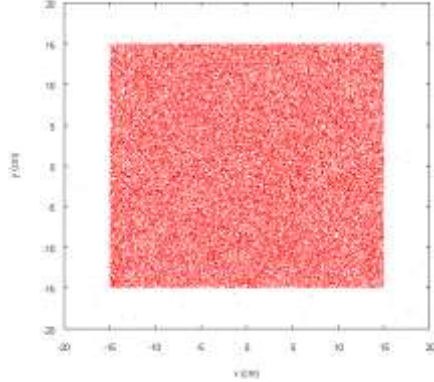
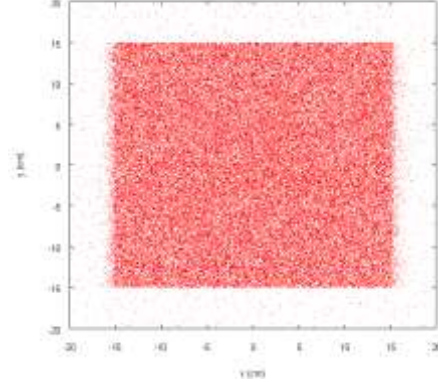
$$TPR_{20,10} = 1.2661 PDD_{20,10} - 0.0569$$

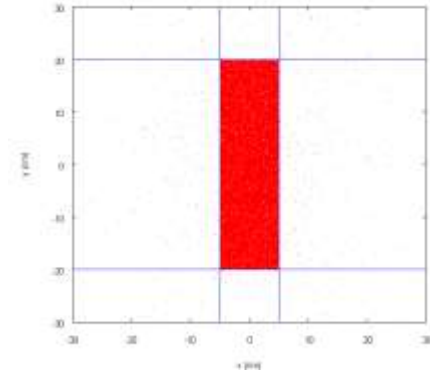
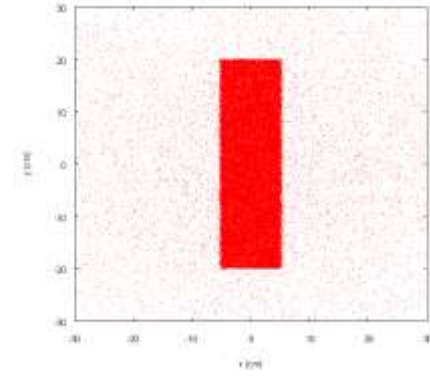
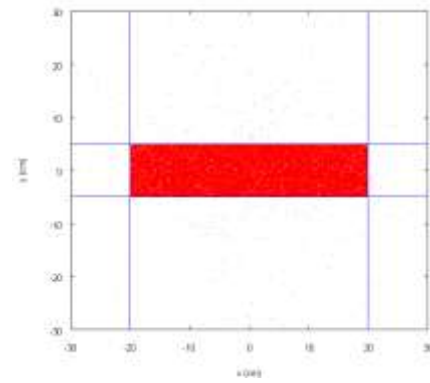
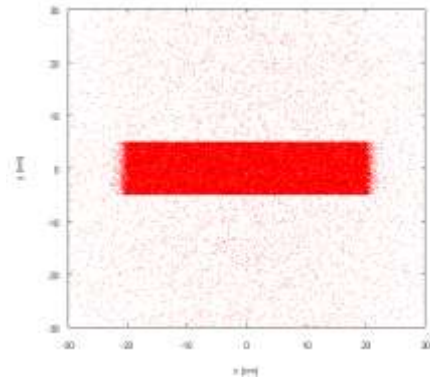
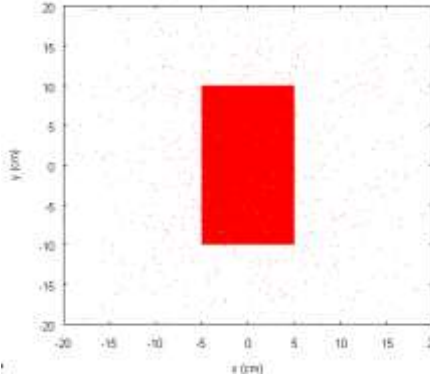
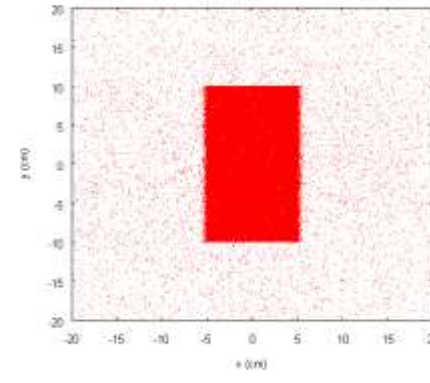
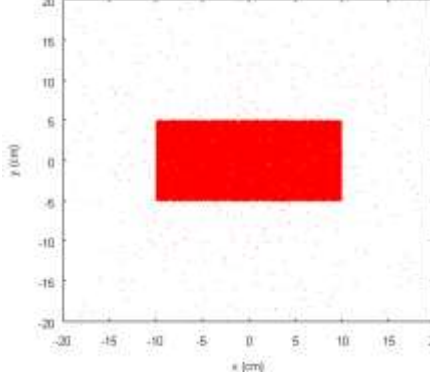
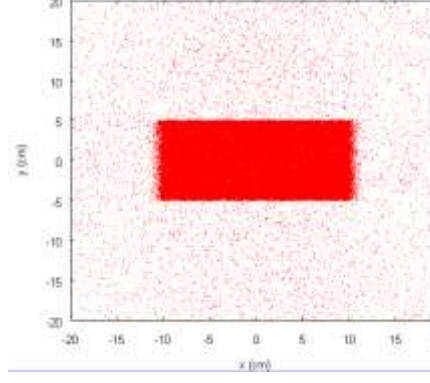
Les rayons X de haute énergie générés par des électrons dont l'énergie est comprise entre 1 et 50 MeV, sont caractérisés par un indice de qualité  $TPR_{20,10}$  dont les valeurs varient entre 0.50 et 0.84 (TRS 398).

# ANNEXE C

## VERIFICATION DES TAILLES DE CHAMPS

Suite des vérifications des tailles de champs (Chapitre 2)

Taille du champ	Champ lumineux	Champ d'irradiation
10x10	<p>Verification de la géométrie (ouverture des machoires 10x10, 100.0cm)</p> 	<p>Verification de la géométrie (ouverture des machoires 10x10, 100.0cm)</p>  <p>1.6330, -13.0658</p>
20x20	<p>Verification de la géométrie (ouverture des machoires 20x20, 100.0cm)</p> 	<p>Verification de la géométrie (ouverture des machoires 20x20, 100.0cm)</p> 
30x30	<p>Verification de la géométrie (ouverture des machoires 30x30, 100.0cm)</p> 	<p>Verification de la géométrie (ouverture des machoires 30x30, 100.0cm)</p> 

<p>10x40</p>	<p>Definition de la geometrie (ouverture des machoires 10x40, 100.0cm)</p> 	<p>Vérification de la géométrie (ouverture des machoires 10x40, 100.0cm)</p> 
<p>40x10</p>	<p>Vérification de la géométrie (ouverture des machoires 40x10, 100.0cm)</p> 	<p>Vérification de la géométrie (ouverture des machoires 40x10, 100.0cm)</p> 
<p>10x20</p>	<p>Vérification de la géométrie (ouverture des machoires 10x20, 100.0cm)</p> 	<p>Vérification de la géométrie (ouverture des machoires 10x20, 100.0cm)</p> 
<p>20x10</p>	<p>Vérification de la géométrie (ouverture des machoires 20x10, 100.0cm)</p> 	<p>Vérification de la géométrie (ouverture des machoires 20x10, 100.0cm)</p> 

# ANNEXE D

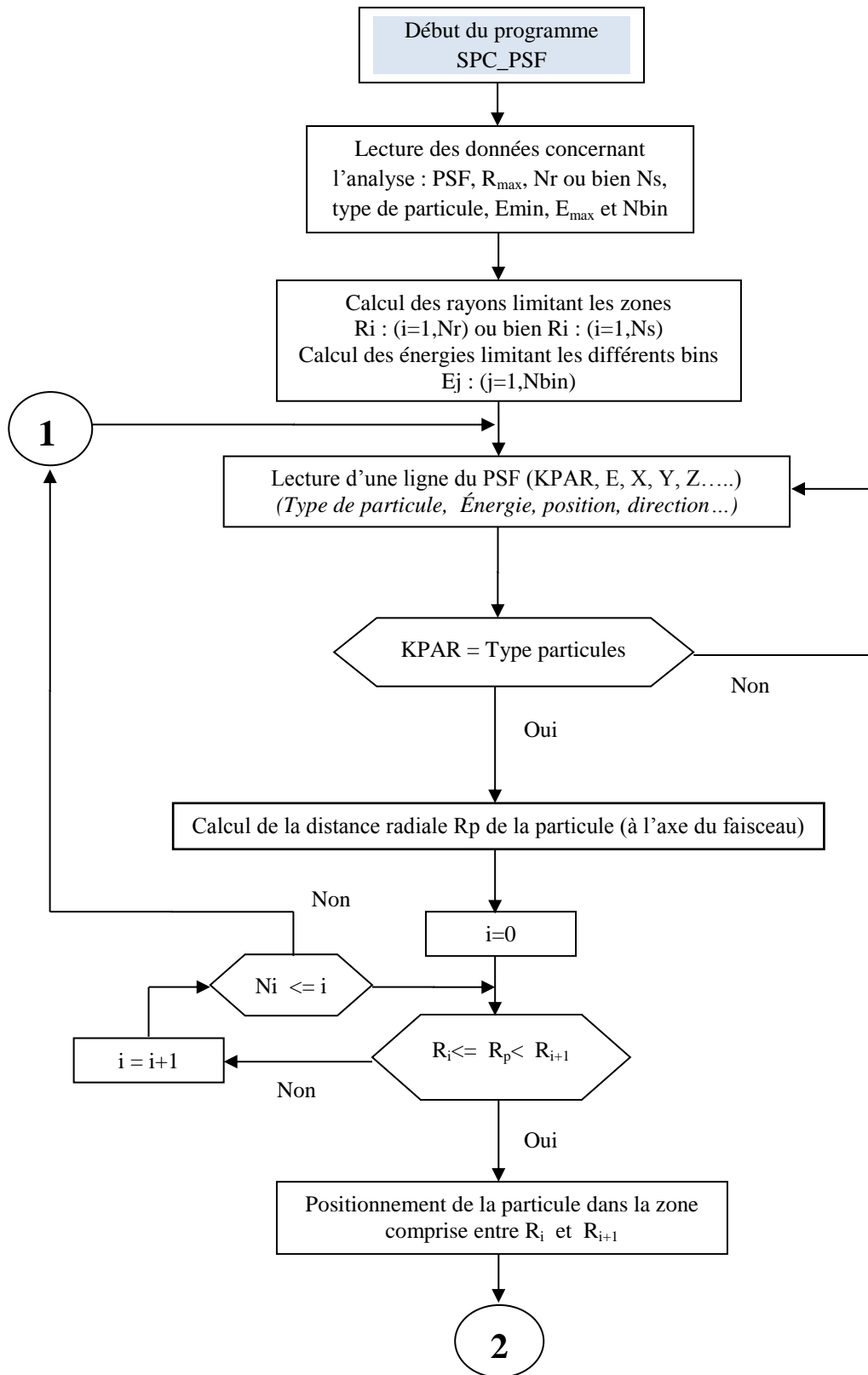
## DEVELOPPEMENT D'UN UTILITAIRE POUR L'ANALYSE DES PSF

---

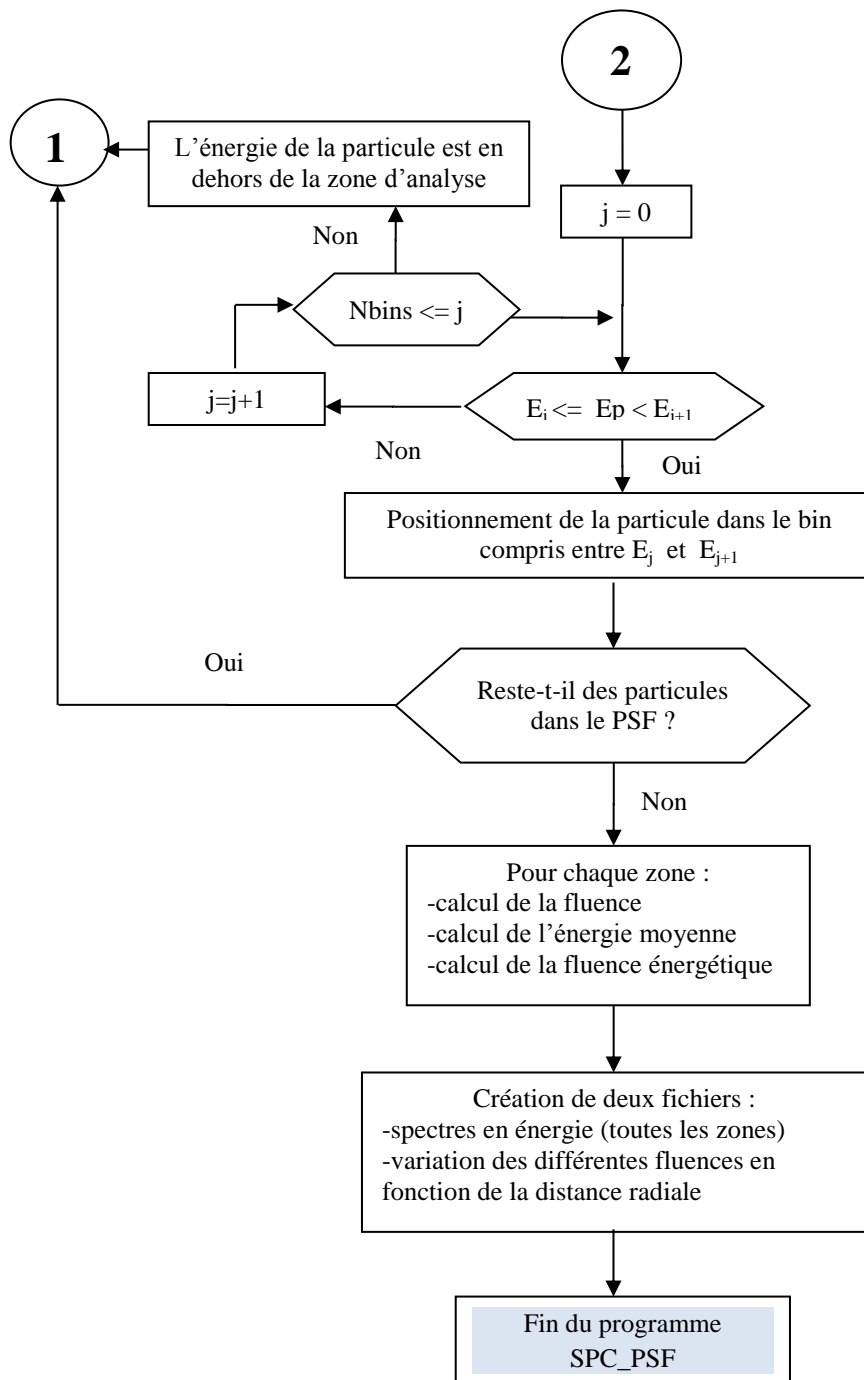
Pour le traitement et l'analyse des fichiers espace des phases, nous avons développé un programme, que nous avons nommé (**SPC\_PSF**) qui répond à nos besoins notamment dans la partie analyse des PSF (chapitre 4).

Le programme fonctionne de la manière suivante :

- Lecture des données (INPUTS) introduites par l'utilisateur de façon interactive
    1. nom du fichier PSF (format PENELOPE) à traiter,
    2. nom du fichier pour sauvegarder les spectres en énergie extraits du PSF,
    3. type de particule à prendre en compte (photons, électrons, positrons),
    4. choix du type d'analyse du PSF autour de l'axe central du faisceau
      1. zones définies par des rayons de pas constants ( $R_{max}$ ,  $N_r$ )
      2. zones définies par des surfaces égales ( $R_{max}$ ,  $N_s$ )
      3. pour les spectres générés dans chaque zone ( $E_{min}$ ,  $E_{max}$  et  $N_{bin}$ )
  - Le programme analyse le PSF comme suit :
    1. Lecture séquentielle du fichier PSF (ligne par ligne) en testant la validité des données lues (KPAR, E, X, Y, Z, U, V, W, WEIGHT, ....)
    2. Pour chaque 'particule' dans le PSF, il fait les tests suivants :
      1. Test sur le type de particule,
      2. Test sur la position radiale (pour positionner la particule dans la zone adéquate)
      3. Test sur son énergie (pour positionner la particule dans le compteur en énergie, BIN adéquat)
  - A la fin de l'analyse, le programme génère deux fichiers
    1. le premier fichier regroupe les informations suivantes concernant chaque zone: rayons limitant la zone, énergie moyenne des particules se trouvant dans la zone....
    2. Le deuxième fichier regroupe les distributions spectrales de toutes les zones analysées
- L'organigramme du programme (SPC\_PSF) est représenté dans la figure C1.



**Figure C.1** : Organigramme du programme SPC\_PSF



**Figure C.1 (suite) :** Organigramme du programme SPC\_PSF