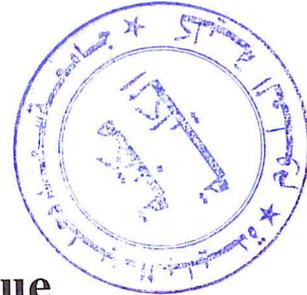


Université Saâd DAHLAB de Blida



Faculté des Sciences



Département de : Physique

Mémoire Présenté par :

DJEBARI Amel

BOUZIANI Bilal

En vue d'obtenir le diplôme de Master

Domaine : Sciences de la matière.

Filière : Physique.

Spécialité : Physique médicale.

Option : Radiothérapie.

**Sujet : Caractérisation dosimétrique des faisceaux
d'électrons de haute énergie utilisés en radiothérapie**

Soutenu le : 06/07/2011, devant le jury composé de :

Mr Brahim Hocini,	USDB
Mr Abdelkader Toutaoui,	CRNA
Mr Saad Khoudri,	CRNA
Mr Mamoun Chekirine,	USDB

**Président
Rapporteur
Examineur
Examineur**

Remerciements



Nous tenons à exprimer nos profondes gratitudee à notre promoteur Mr TOUTAOUI Abdelkader, chargé de recherche au Centre de Recherche Nucléaire d'Alger, pour son attentive et efficace présence qui nous a permis de réaliser ce travail. Nous tenons aussi à le remercier pour tous les efforts qu'il a consentis pour la correction de ce mémoire.

Nos vifs remerciements à Mr HOCINI Brahim d'avoir accepté la présidence du jury, ainsi qu'à Mr KHOUDRI Saad et Mr CHEKIRINE Mamoun pour l'honneur qu'ils nous font de faire partie du jury.

Nos gratitudee et reconnaissances sont adressées à tous les enseignants qui ont assuré notre formation.

Nous remercions aussi tous ceux qui ont contribué, de près ou de loin au CRNA et au département de physique à l'université de Blida, à la réalisation de ce mémoire.

*DJEBARI Amel
BOUZIANI Bilal*

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail :

✚ *A mes très chers parents, symboles de courage et de volonté, qui ont consacré
et sacrifié leurs vies pour mon bien être. Que dieu les garde ;*

✚ *A ma grande mère « que Dieu la garde pour notre famille » ;*

Je trouve ici l'occasion de leur exprimer ma gratitude la plus sincère

✚ *A mes frère Mohamed Amine et Abdelmalek ;*

✚ *A ma très chère sœur Hadjer ;*

✚ *A toute la famille ;*

✚ *A tous mes collègues et amis ;*

✚ *A Bilal que je remercie vraiment pour toute l'aide ;*

✚ *A toute ma promotion de Physique médicale à Blida, et à tous ceux qui m'ont
enseigné ;*

✚ *A tous ceux qui me sont chers.*

DJEBARI Amel

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail :

✚ *A mes parents en témoignage de mon affection, et pour toute l'aide et les encouragements qu'ils m'ont apportés afin de réaliser ce mémoire. Que dieu les garde.*

✚ *A mon frère Ahmed et à toute ma famille.*

✚ *A tous mes amis. En particulier à Amel que je remercie vraiment pour toute l'aide et le soutien qu'elle m'a apporté.*

✚ *A toute ma promotion de Physique médicale, pour toutes ces inoubliables années passées à Blida, et à tous ceux qui m'ont enseigné.*

BOUZIANI Bilal

Table des matières

Liste des tableaux	
Liste des figures	
Résumé	
Introduction	2
 Chapitre I :	
Production et interaction des électrons de haute énergie utilisés en radiothérapie	4
I.1. Production des faisceaux d'électrons de haute énergie.....	4
I.1.1. Mode de fonctionnement d'un accélérateur linéaire.....	5
I.1.1.1. Section accélératrice.....	5
I.1.1.2. Le faisceau de sortie.....	6
I.1.1.2.a. Mode fonctionnement photon.....	7
I.1.1.2.b. Mode fonctionnement électron.....	8
I.2. Interaction des électrons avec la matière.....	9
I.2.1. Pertes d'énergie des électrons.....	11
I.2.1.1. Pertes d'énergie collisionnelles.....	11
I.2.1.2. Perte d'énergie radiative.....	12
I.2.2. Pouvoir d'arrêt.....	13
I.2.2.1. Pouvoir d'arrêt collisionnel.....	13
I.2.2.2. Pouvoir d'arrêt radiatif.....	15
I.2.3. Processus de diffusions des électrons.....	15
I.2.4. Notion de parcours : profondeur de pénétration.....	16
 Chapitre II :	
Distribution de dose dans un milieu irradié	18
II.1. Caractérisation des faisceaux cliniques d'électrons.....	18
II.1.1. Distribution de la dose sur l'axe du faisceau.....	18
III.1.1.1. Etude de courbe de dose en profondeur.....	18
a. Région de Build-up.....	19
b. Zone au-delà de z_{max}	20
c. Zone au-delà de R_p (zone de contamination par les photons).....	22
II.1.1.1.1. Variation de la courbe de rendement en fonction de l'énergie.....	22
II.1.1.1.1.a. Energie la plus probable.....	23



II.1.1.1.1.b. Energie moyenne.....	23
II.1.1.1.1.c. Energie moyenne à une profondeur donnée.....	23
II.1.1.1.2. Variation de la courbe de rendement en fonction de la taille du champ.....	24
II.1.1.1.3. Variation de la courbe de rendement en fonction de la DSP.....	25
II.1.2. Distribution de la dose en dehors de l'axe du faisceau.....	25
II.1.2.1. Les différentes régions d'une courbe de profil de dose.....	25
a. Région centrale.....	26
b. Région de la pénombre.....	26
c. Région d'ombre.....	26
II.1.2.1.1. Paramètres d'uniformité des profils de doses.....	26
a. Homogénéité du champ H	26
b. Symétrie du faisceau S	27
II.1.2.2. Les courbes isodoses.....	27
II.1.2.3. Facteurs d'output.....	28
II.1.3. Variation de la dose à la profondeur de référence.....	28
II.1.3.1. Variation de débit de dose en fonction de a distance à la source.....	28
II.1.3.1.1. Loi de l'inverse carré des distances à la source.....	28
II.1.3.2. Variation relative de débit de dose en fonction de l'ouverture du collimateur...30	
II.2. Calcul de dose pour les faisceaux d'électrons.....	31
II.2.1. Le modèle Pencil Beam.....	32
 Chapitre III :	
Matériel et méthodes.....	36
III.1. Matériel utilisé.....	36
III.1.1. Accélérateurs linéaires.....	36
III.1.2. Fantôme automatique à eau.....	37
III.1.3. Dosimètres utilisés.....	38
III.2. Mesure des distributions de doses.....	39
III.2.1. Mesures des distributions de dose dans l'eau.....	39
III.2.1.1. Rendement en profondeur.....	39
III.2.1.1.1. Etude de la variation des différents paramètres dosimétriques et de parcours avec l'énergie à l'entrée du milieu.....	40
III.2.1.2. Mesures de profils de dose.....	41
III.2.2. Mesure des distributions de dose dans l'air.....	42
III.2.2.1. Détermination de la position de la source virtuelle.....	42
III.2.2.2. Mesure des distributions d'intensités dans l'air.....	43

III.2.2.2.1. Détermination du paramètre de la dispersion angulaire dans l'air.....	43
III.2.2.2.1.a. Méthode de largeur de la pénombre.....	44
III.2.2.2.1.b. Méthode de déconvolution.....	44
Chapitre IV :	
Résultats et discussion.....	50
IV.1. Mesure des distributions de doses.....	50
IV.1.1. Mesures des distributions de dose dans l'eau.....	50
IV.1.1.1. Rendement en profondeur.....	50
IV.1.1.1.1. Variation des courbes de rendement en profondeur avec l'énergie.....	50
IV.1.1.1.2. Variation des courbes de rendement en profondeur avec la taille de champ.....	53
IV.1.1.1.3. Etude de la variation des différents paramètres dosimétriques et de parcours avec l'énergie à l'entrée du milieu.....	55
a. Variation de R_{100}	56
b. Variation de R_{85}	58
c. Variation de D_s/D_m	58
d. Variation de D_x/D_m	59
IV.1.1.2. Mesures de profils de dose.....	60
IV.1.1.2.1. Etude de la région de la pénombre.....	61
a. Variation de la pénombre avec l'énergie du faisceau.....	61
b. Variation de la largeur de la pénombre avec les dimensions du champ.....	62
c. Variation de la pénombre avec la profondeur dans le milieu.....	63
IV.1.2. Mesure des distributions de dose dans l'air.....	64
IV.1.2.1. Détermination de la position de la source virtuelle.....	64
a. Variation de la position de la source virtuelle avec l'énergie du faisceau et les dimensions du champ.....	64
IV.1.2.2. Mesure des distributions d'intensités dans l'air.....	67
IV.1.2.2.1. Détermination du paramètre de la dispersion angulaire dans l'air.....	67
IV.1.2.2.1.a. Méthode de largeur de la pénombre.....	69
IV.1.2.2.1.b. Méthode de déconvolution.....	77
Conclusion.....	83
Liste des abréviations	
Références bibliographiques.	

Liste des tableaux

Tableau IV.1. Valeurs des différents paramètres dosimétriques et de parcours avec l'énergie à l'entrée du milieu pour les différentes tailles de champs, et différentes énergies.....	56
Tableau IV.2. Largeur de la pénombre (mm) pour les énergies (6, 9, 12, 16 et 20 MeV) mesurées à une même Profondeur et à différentes tailles de champs.....	61
Tableau IV.3. Variation de la pénombre avec les dimensions du champ pour différentes énergies à différentes profondeurs.....	62
Tableau IV.4. Variation de la pénombre avec la profondeur pour différentes énergies pour une taille de champ carré de 60mm de côté	63
Tableau IV.5. Variation de la pénombre avec la profondeur pour différentes énergies pour une taille de champ carré de 100 mm de côté.....	63
Tableau IV.6. Variation de la pénombre avec la profondeur pour différentes énergies pour une taille de champ carré de 150 mm de côté.....	63
Tableau IV.7. Variation de la pénombre avec la profondeur pour différentes énergies pour une taille de champ carré de 200mm de côté.....	64
Tableau IV.8. La distance entre la source virtuelle ponctuelle et la source réelle pour différentes énergies et différentes tailles de champs.....	66
Tableau IV.9. Largeur de la pénombre pour différentes énergies et tailles de champs à cinq distances à la face d'applicateur pour l'accélérateur linéaire Varian 1800.....	70
Tableau IV.10. Largeur de la pénombre pour différentes énergies et tailles de champs à cinq distances à la face d'applicateur pour l'accélérateur linéaire Varian 2100C.....	71
Tableau IV.11. Variation de paramètre de dispersion angulaire σ_{θ_x} en fonction de l'énergie et les tailles de champs, pour différentes profondeurs, pour le Varian 1800.....	72
Tableau IV.12. Variation de paramètre de dispersion angulaire σ_{θ_x} en fonction de l'énergie et les tailles de champs pour différentes profondeurs pour le Varian 2100C.....	73

Tableau IV.13. Représentation de la valeur de la dispersion angulaire initiale pour différentes énergies et différentes tailles de champs de l'accélérateur VARIAN 1800.....76

Tableau IV.14. Représentation de la valeur de la dispersion angulaire initiale pour différentes énergies et différentes tailles de champs, de l'accélérateur VARIAN 2100C.....76

Tableau IV.15. Représentation de la valeur de largeur à mi-hauteur pour différentes énergies et différents tailles de champs pour une DSP = 100 cm, de l'accélérateur VARIAN 1800....79

Tableau IV.16. Représentation de la valeur de largeur à mi-hauteur pour différentes énergies et différents tailles de champs à une DSP = 100 cm de l'accélérateur VARIAN 2100C.....79

Tableau IV.17. Représentation de la valeur de la dispersion spatiale pour différentes énergies et différents tailles de champs à une DSP = 100 cm de l'accélérateur VARIAN 1800.....79

Tableau IV.18. Représentation de la valeur de la dispersion spatiale pour différentes énergies et différents tailles de champs à une DSP = 100 cm de l'accélérateur VARIAN 2100C.....79

Tableau IV.19. Représentation de la valeur de la dispersion angulaire pour différentes énergies et différents tailles de champs à une DSP = 100 cm de l'accélérateur VARIAN 1800.....79

Tableau IV.20. Représentation des valeurs de la dispersion angulaire pour différentes énergies et différents tailles de champs à une DSP = 100 cm de l'accélérateur VARIAN 2100C.....80

Tableau IV.21. Représentation de la valeur de largeur à mi-hauteur pour différentes énergies et différents tailles de champs à une DSP = 110 cm de l'accélérateur VARIAN 1800.....80

Tableau IV.22. Représentation de la valeur de largeur à mi-hauteur pour différentes énergies et différentes tailles de champs à une DSP = 110 cm de l'accélérateur VARIAN 2100C.....80

Tableau IV.23. Représentation de la valeur de la dispersion spatiale pour différentes énergies et différents tailles de champs à une DSP = 110 cm de l'accélérateur VARIAN 1800.....80

Tableau IV.24. Représentation de la valeur de la dispersion spatiale pour différentes énergies et différents tailles de champs à une DSP = 110 cm de l'accélérateur VARIAN 2100C.....81

Tableau IV.25. Représentation de la valeur de la dispersion angulaire pour différentes énergies et différents tailles de champs à une DSP =110 cm de l'accélérateur VARIAN 1800.....81

Tableau IV.26. Représentation de la valeur de la dispersion angulaire pour différentes énergies et différentes tailles de champs à une DSP = 110 cm de l'accélérateur VARIAN 2100C.....81

Tableau IV.27. Tableau comparatif des résultats de deux méthodes utilisées pour le calcul de la dispersion angulaire, pour différentes énergies et différentes tailles de champs pour le VARIAN 1800.....82

Tableau IV.28. Tableau comparatif des résultats de deux méthodes utilisées pour le calcul de la dispersion angulaire, pour différentes énergies et différentes tailles de champs, pour le VARIAN 2100C.....82

Liste des figures

Figure I.1. Schéma représentatif des composantes de l'appareil de traitement.....	4
Figure I.2. Schéma montrant le principe de fonctionnement de l'accélérateur linéaire.....	5
Figure I.3. Constituants de la tête d'irradiation en mode photon.....	7
Figure I.4. Constituants de la tête d'irradiation en mode électron.....	9
Figure I.5. Définitions des paramètres de l'interaction.....	10
Figure I.6. Phénomène d'émission de rayonnement de freinage.....	12
Figure II.1. Courbe de dose en profondeur.....	19
Figure II.2. Différents paramètres dosimétriques et de parcours relevés sur la courbe de rendement en profondeur.....	21
Figure II.3. Variation de la courbe de rendement de dose en fonction de l'énergie du faisceau d'électrons pour un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$	22
Figure II.4. Variation de la courbe de rendement de dose en fonction du champ d'irradiation carré pour une énergie de 12 MeV.....	24
Figure II.5. Représentation d'un profil de dose pour une énergie de 16 MeV, taille de champ carré 10cm de côté.....	25
Figure II.6. Isodoses d'un faisceau d'électrons de 16 MeV : applicateur $10 \times 10 \text{ cm}^2$, champ ouvert à DSP 100cm.....	28
Figure II.7. Représentation de l'emplacement de la source effective qui produit la même fluence que la source réelle à la surface de fantôme.....	30
Figure II.8. Modélisation des faisceaux cliniques par la décomposition en faisceaux élémentaires (pencils beams).....	32

Figure II.9. Schématisation de l'interaction des faisceaux d'électrons avec les éléments de la tête de l'accélérateur et du patient.....	34
Figure III.1. Le Varian Clinac 2100C (a), Varian Clinac 1800 (b)	37
Figure III.2. Fantôme automatique à eau RFA 200.....	38
Figure III.3. Détecteurs à semi-conducteur (diodes)	38
Figure III.4. Variation du rendement en profondeur pour différentes énergies à une DSP = 100 cm et une taille de champ carré de 100 mm de côté.....	40
Figures III.5. Variation de profil avec la profondeur pour les champs carrée 100 mm de côté et une énergie de 16 MeV.....	41
Figures III.6. Dispositif expérimental pour la détermination de la position de la source virtuelle.....	42
Figure III.7. Représentation graphique de la fonction de convolution.....	45
Figure III.8. Exemple d'un programme MATLAB pour déterminer la fonction kernel définie dans l'intervalle $x = [-10, +10]$	47
Figure III.9. Représente la fonction kernel pour une énergie 16MeV, une taille de champ carré 100mm, pour le varian 1800.....	48
Figure IV.1. Variation du rendement en profondeur pour différentes énergies à une DSP=100cm et à une taille de champ carré de 60 mm de côté.....	51
Figure IV.2. Variation du rendement en profondeur pour différentes énergies à une DSP=100cm et à une taille de champ carré de 100 mm de côté.....	51
Figure IV.3. Variation du rendement en profondeur pour différentes énergies à une DSP = 100cm et à une taille de champ carré de 150 mm de côté.....	52
Figure IV.4. Variation du rendement en profondeur pour différentes énergies à une DSP=100cm et à une taille de champ carré de 200 mm de côté.....	52
Figure IV.5. Variation du rendement en profondeur pour différentes énergies à une DSP = 100cm et à une taille de champ carré de 250 mm de côté.....	52

Figure IV.6. Variation du rendement en profondeur pour différentes tailles de champs carrés à une DSP = 100 cm et à une énergie de à 6MeV.....	53
Figure IV.7. Variation du rendement en profondeur pour différentes tailles de champs carrés à une DSP=100 cm et à une énergie de à 9MeV.....	53
Figure IV.8. Variation du rendement en profondeur pour différentes tailles de champ carré à une DSP = 100 cm et à une énergie de à 12MeV.....	54
Figure IV.9. Variation du rendement en profondeur pour différentes tailles de champ carré à une DSP = 100cm et à une énergie de à 16MeV.....	54
Figure IV.10. Variation du rendement en profondeur pour différentes tailles de champs carrés à une DSP=100cm et à une énergie de à 20MeV.....	54
Figure IV.11. Variation des différents paramètres caractérisant les courbes de rendement en profondeur (R_{50} , R_p , R_{85} , R_{100}) en fonction de l'énergie à l'entrée du milieu pour un champ carré de 160, 100, 150, 200 et 250 mm de côté et une DSP=100 cm.....	58
Figure IV.12. Variation de la dose relative en surface D_s/D_m en fonction de l'énergie $E_{p,0}$ pour un champ carré de 250 mm de côté a une DSP = 100 cm.....	59
Figure IV.13. Variation de la dose relative D_x/D_m due au rayonnement de freinage en fonction de l'énergie $E_{p,0}$ pour un champ carré de 250 mm de côté et DSP=100cm.....	60
Figures IV.14. Variation des profils avec la profondeur pour les champs carrés 60 ,100 ,150 et 200 mm de côté et une énergie de 16 MeV.....	60
Figure IV.15. Variation de la position de la source virtuelle avec l'énergie du faisceau pour une taille de champ carré fixée de 60 mm de côté.....	64
Figure IV.16. Variation de la position de la source virtuelle avec l'énergie du faisceau pour une taille de champ carré fixée de 100 mm de côté.....	65
Figure IV.17. Variation de la position de la source virtuelle avec l'énergie du faisceau pour une taille de champ carré fixée de 150 mm de côté.	65

Figure IV.18. Variation de la position de la source virtuelle avec l'énergie du faisceau pour une taille de champ carré fixée de 200mm de côté.65

Figure IV.19. Variation de la position de la source virtuelle avec l'énergie du faisceau pour une taille de champ carré fixée de 250mm de côté..... 66

Figures IV.20. Variation des profils dans l'air avec la distance à la face d'applicateur pour les champs carrés 100×100, 150×150 mm² pour l'énergie 6 MeV.....67

Figures IV.21. Variation des profils dans l'air avec la distance à la face d'applicateur pour les champs carrés 100×100 et 150×150mm² pour l'énergie de 9 MeV.....67

Figures IV.22. Variation des profils dans l'air avec la distance à la face d'applicateur pour les champs carrés 100×100 et 150×150 mm². Pour l'énergie de 12 MeV..... 68

Figures IV.23. Variation des profils dans l'air avec la distance à la face d'applicateur pour les champs carrés 100×100 et 150×150mm². Pour l'énergie de 16 MeV.....68

Figures IV.24. Variation des profils dans l'air avec la distance à la face d'applicateur pour les champs carrés 100×100 et 150×150mm². Pour l'énergie de 20 MeV..... 68

Figures IV.25. Variation de la pénombre en fonction de la distance source-diode, énergie 12MeV et taille de champ carré 100×100mm² de l'accélérateur Varian 1800.....69

Figures IV.26. Variation de la dispersion angulaire σ_{θ_x} en fonction de la distance source-diode pour les énergies 12 MeV, pour les tailles de champs 100×100 mm² et 150×150 mm² de l'accélérateur Varian 1800. 74

Figures IV.27. Variation de la dispersion angulaire σ_{θ_x} en fonction de la distance source-diode pour les énergies 16 MeV, pour les tailles de champs 100×100 mm² et 150×150 mm² de l'accélérateur Varian 1800.....75

Figures IV.28. Variation de la dispersion angulaire σ_{θ_x} en fonction de la distance source-diode pour les énergies 12 MeV, pour les tailles de champs 60×60 mm² et 150×150 mm² de l'accélérateur Varian 2100C..... 75

Figures IV.29. Variation de la dispersion angulaire σ_{θ_x} en fonction de la distance source-diode pour les énergies 16 MeV, pour les tailles de champs 60×60 mm² et 150×150 mm² de l'accélérateur Varian 2100C..... 76

Figure IV.30. Représente la fonction kernel pour une énergie 12MeV, un champ carré de 60 et 100mm de côté à une DSP=100 cm de l'accélérateur Varian 1800.....77

Figure IV.31. Représente la fonction kernel pour une énergie 16 MeV, un champ carré de 60 et 100 mm de côté à une DSP=100 cm de l'accélérateur Varian 1800..... 77

Figure IV.32. Représente la fonction kernel pour une énergie 6MeV, un champ carré de 40 et 150mm de côté à une DSP=100 cm de l'accélérateur VARIAN 2100C..... 78

Figure IV.33. Représente la fonction kernel pour une énergie 9MeV, pour un champ carré de 40 et 150 mm de côté à une DSP=100 cm, de l'accélérateur VARIAN 2100C.....78

Résumé

La radiothérapie est une technique de traitement du cancer dont le principe est de détruire une tumeur au moyen d'irradiations externes successives par des rayons ionisants délivrés par des machines de haute tension telle que les accélérateurs linéaires. Tout en préservant au maximum les tissus sains.

Les faisceaux d'électrons de hautes énergies délivrés par les accélérateurs linéaires à usage médical sont utilisés en radiothérapie, leur propriétés physiques fournissent un avantage certain dans le traitement des lésions situées aux faibles profondeurs.

Dans ce mémoire, nous avons entrepris une étude dosimétrique complète pour les faisceaux d'électrons de haute énergie produits par un accélérateur linéaire à partir des différentes mesures réalisées par différentes énergies 6, 9, 12, 16 et 20 MeV de l'accélérateur utilisé qui nous permis de décrire leur différents aspects physiques et dosimétriques.

Abstract

Radiation therapy is a technique for cancer treatment, the principle is to destroy a tumor by means of successive external radiation of ionizing radiation delivered by high-voltage machines such as linear accelerators. While maintaining maximum healthy tissue.

Electron beams of high energy delivered by a medical linear accelerators used in radiotherapy, their physical properties provide a significant advantage in the treatment of lesions located at shallow depths.

In this brief, we have undertaken a comprehensive dosimetry for electron beam of high energy emitted by a linear accelerator from the different measurements made by different energies 6,9,12,16 and 20 MeV accelerator used to allowed us to describe their physical and dosimetric aspects.

Introduction

Les faisceaux d'électrons de hautes énergies (entre 4 et 25MeV) délivrés par les accélérateurs linéaires à usage médical sont utilisés en radiothérapie soit seuls soit en combinaison avec les faisceaux de photons. Les propriétés physiques de ces faisceaux (décroissance rapide au-delà du point du maximum de dose, parcours faible par rapport à celui des faisceaux de photons et variable en fonction de l'énergie, faible variation énergétique des pouvoirs d'arrêt massique des tissus normaux) leur donnent un avantage certain dans le traitement des lésions situées aux faibles profondeurs. En utilisant une énergie appropriée, il est possible de délivrer une dose élevée au volume cible alors que les tissus sains sous-jacents seront faiblement irradiés.

Pour mettre à profit les avantages des faisceaux d'électrons en routine clinique, il faut disposer d'un algorithme de calcul de dose qui prédit les distributions de doses dans le patient avec la plus grande précision possible pour l'usage clinique.

Plusieurs approches peuvent être utilisées pour la modélisation des distributions de doses dans le patient (méthode Monte Carlo, méthodes empiriques, méthodes analytiques). La méthode de calcul des distributions de doses basée sur la décomposition du faisceau clinique en un certain nombre de faisceaux élémentaires (*pencil beams*) est l'approche qui est la plus utilisée dans les systèmes de planning de traitement. Ces modèles ont connu un grand succès d'utilisation en planning de traitement parce qu'ils sont basés sur la théorie physique des diffusions multiples à petits angles. Ils permettent un calcul analytique précis de la distribution de dose dans le patient. Les modèles de doses basés sur les faisceaux élémentaires requièrent, pour être utilisables dans un système de planning de traitement, comme données de base une description détaillée des faisceaux d'électrons délivrés par l'accélérateur linéaire à travers les courbes de doses en profondeur, les profils de doses dans l'eau à différentes profondeurs, la position de la source virtuelle et le paramètre de dispersion angulaire du faisceau (distribution de la variance angulaire moyenne au niveau de la sortie du faisceau). Ce dernier paramètre qui est utilisé dans la détermination du profil d'intensité à la surface d'entrée, est très important pour l'estimation des distributions latérales de dose dans le patient.

La modélisation d'un faisceau d'électrons pour le fonctionnement de l'algorithme de calcul de doses d'un système de planning de traitement nécessite un ensemble de données dosimétriques de caractérisation cohérent.

L'objectif du présent travail est de déterminer, à partir de mesures dosimétriques, les données de base caractéristiques des faisceaux d'électrons de hautes énergies utilisés en radiothérapie. Nous avons accordé, dans ce travail une attention particulière à la distribution d'intensité du faisceau à l'entrée du patient. Pour cela nous avons entrepris la détermination du paramètre de dispersion angulaire par deux méthodes et comparés les résultats pour deux accélérateurs de la même famille.

Le présent travail nous a permis de mieux cerner les paramètres dosimétriques requis pour la modélisation du calcul de dose et d'avoir une compréhension globale des facteurs qui les influencent.

Le document comporte six chapitres. Le premier concerne la production des faisceaux d'électrons de haute énergie. Dans le second chapitre, nous décrivons les interactions des électrons avec la matière. Le troisième chapitre présente la caractérisation des faisceaux cliniques d'électrons. Le calcul de dose pour les faisceaux d'électrons sont abordés dans le chapitre quatre. Nous exposerons le matériel et détaillerons les méthodes utilisés dans le chapitre cinq. Dans le chapitre six sont présentés nos résultats suivis des discussions. Enfin, une conclusion générale achèvera notre travail.

**Production et interaction des
électrons de haute énergie utilisés en
radiothérapie**

Chapitre I

Chapitre I : Production et interaction des électrons de haute énergie utilisés en radiothérapie

I.1. Production des faisceaux d'électrons de haute énergie

Les électrons de hautes énergies (entre 4 et 25MeV) produits par un accélérateur linéaire présentent un intérêt certain pour le traitement de certaines tumeurs. Les faisceaux d'électrons peuvent avoir des caractéristiques différentes selon l'appareil qui les produit. D'où la nécessité de connaître dans le détail les caractéristiques des faisceaux d'électrons produits par un accélérateur donné.

La radiothérapie de haute énergie a profité des plus récents progrès technologiques dans la fabrication des accélérateurs linéaires à usage médical qui ont l'avantage de fournir au clinicien le choix entre deux types de faisceaux, photons ou électrons, avec différentes énergies. Les gammes d'énergies délivrées par les accélérateurs linéaires à usage médical sont :

- 4 à 18 MV pour les faisceaux de photons.
- 4 à 25 MeV pour les faisceaux d'électrons,

Ces gammes d'énergies sont parfaitement adaptées à la plupart des besoins de la téléthérapie.

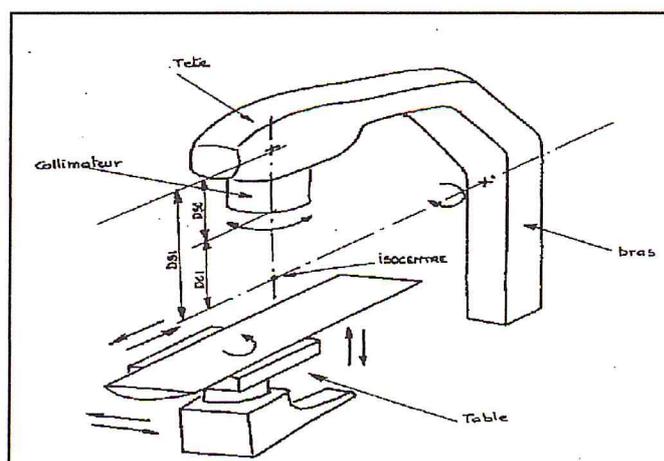


Figure I.1. Schéma représentatif des composants de l'appareil de traitement.

L'accélérateur linéaire est un appareil isocentrique (figure I.1) constitué d'une tête d'irradiation, d'un bras et d'une table de traitement. Le bras peut tourner sur un axe de 360°, il permet d'orienter le faisceau par rapport au malade. L'intersection de l'axe de rotation du bras, de l'axe de rotation du collimateur et de l'axe de rotation de la table définit l'isocentre de l'appareil. La table de traitement se déplace verticalement, transversalement et longitudinalement. Elle tourne autour d'un axe vertical. Le plan de la table est contient d'une fenêtre de Mylar dont le coefficient massique d'atténuation est voisin de celui de l'eau.

I.1.1. Mode de fonctionnement d'un accélérateur linéaire

Les accélérateurs cliniques sont les appareils de base de tout service de radiothérapie. Il comprend une source d'électrons à l'extrémité d'une section accélératrice sous vide. Ces électrons sont accélérés par une onde de haute fréquence générée par un klystron ou un magnétron (figure I.2). Ils acquièrent ainsi une énergie très élevée de 4 à 25 MeV [1].

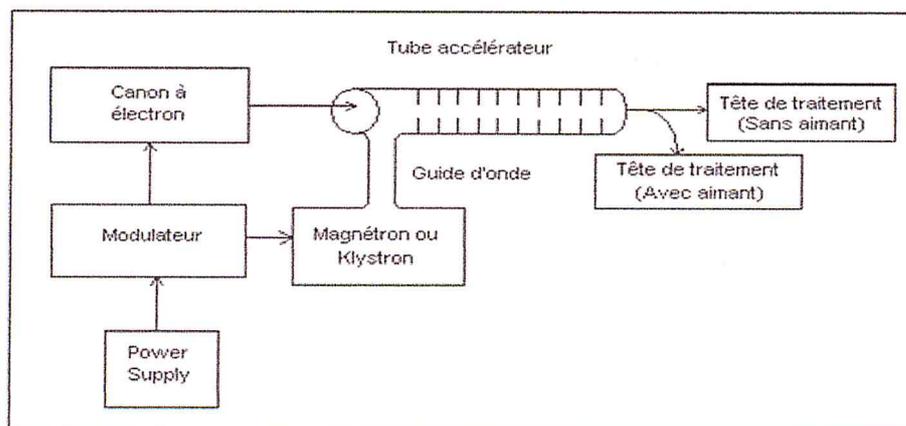


Figure I.2. Schéma montrant le principe de fonctionnement de l'accélérateur linéaire.

I.1.1.1. Section accélératrice

Le bloc d'alimentation fournit la tension au modulateur qui est la pièce s'occupant de la formation de l'onde électromagnétique. Le magnétron ou klystron a pour but d'amplifier l'onde électromagnétique qui est ensuite envoyée dans le guide d'onde. Le modulateur intervient de nouveau pour la synchronisation entre l'onde électromagnétique et les électrons qui sont envoyés par le canon à électrons. Un filament, chauffé et parcouru par un courant de plusieurs ampères, émet des

électrons. Ces électrons sont immédiatement attirés par une grille qui les accélère à la vitesse de 0.25 fois celle de la lumière dans le vide ($0.25c$).

L'énergie qui permet par la suite d'accélérer les électrons est fournie par une onde électromagnétique hyperfréquence (HF). Le transfert d'énergie de l'onde vers l'énergie cinétique des électrons se fait par résonance de l'onde dans chacune des cavités successives composant la section accélératrice. Les différentes caractéristiques géométriques des cavités seront déterminantes à la fois pour les conditions de propagation de l'onde hyperfréquence et pour l'efficacité de l'accélération.

Les électrons doivent arriver en phase avec l'onde électromagnétique pour la chevaucher tout le long du tube d'accélération. Les cavités permettent aux électrons et à l'onde électromagnétique d'être en phase. C'est dans ce tube que les électrons cherchent leur vitesse. De plus, c'est aussi ce qui détermine l'énergie du faisceau de radiation.

Les deux modes de fonctionnement (électrons - photons) peuvent être fixés par l'utilisateur. Et selon le mode utilisé, plusieurs points d'énergies peuvent être obtenus [1] [2].

I.1.1.2. Le faisceau de sortie

La tête d'irradiation de l'accélérateur contient le système de mise en forme du faisceau en vue de son utilisation thérapeutique. Elle fixe le mode de fonctionnement de l'accélérateur (électrons ou photons) et permet de contrôler les caractéristiques du faisceau (dimension et intensité).

Le faisceau électronique doit subir quelques transformations afin de répondre aux exigences de traitement en radiothérapie. Il doit être symétrique et homogène.

Les électrons peuvent avoir un double usage : soit ils sont projetés sur une cible et transformés en rayons X (photons) de très haute énergie ou bien ils sont extraits directement de l'accélérateur et produisent ainsi un faisceau d'électrons dont l'énergie peut aller de 4 à 25 MeV selon les appareils.

I.1.1.2.a. Mode fonctionnement Photon

Les électrons issus du tube de glissement rencontrent une cible en tungstène ($Z=74$) afin de générer des faisceaux de photons créés par freinage. La fenêtre de sortie de la chambre de déviation est largement ouverte pour augmenter le rendement en conversion des électrons en photons. Pour des raisons de qualités dosimétriques compatibles avec le traitement, plusieurs éléments interviennent : le cône égalisateur va permettre de rendre le faisceau homogène, la chambre d'ionisation pour le contrôle de débit, d'homogénéité et de la symétrie du faisceau de sortie, et les systèmes de collimations pour la mise en forme de faisceau (figure I.3).

La collimation conventionnelle est assurée par un système de deux paires de mâchoires X et Y. Il est suffisant pour la réalisation de champs d'irradiation standards de forme carrée ou rectangulaire. Pour des champs complexes, on ajoute des collimateurs additionnels soit en utilisant des caches ou carrément en utilisant un collimateur multilames. Les collimateurs multilames (MLC) sont composés de deux bancs de lames assurant la collimation dans une direction pour avoir une forme de champs d'irradiation complexes [1] [2].

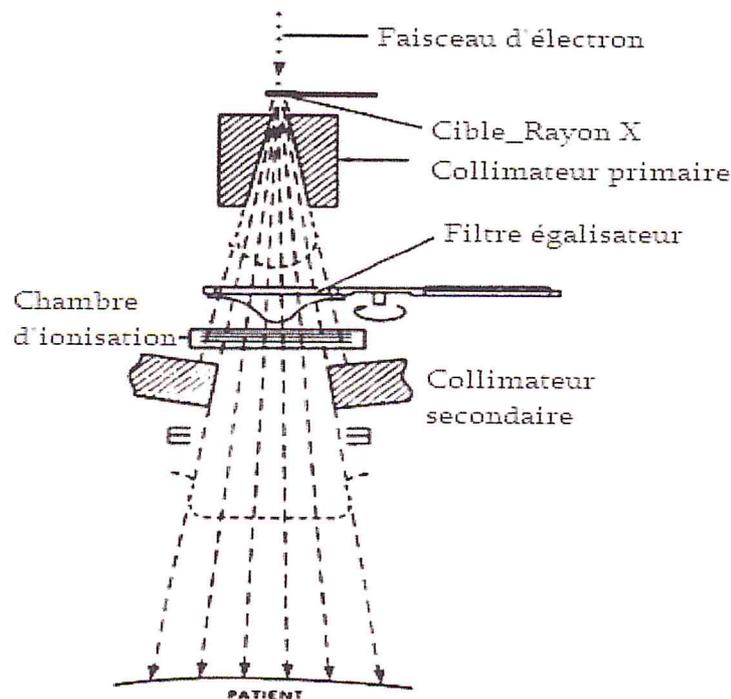


Figure I.3. Constituants de la tête d'irradiation en mode photon.

I.1.1.2.b. Mode fonctionnement électron

Les électrons accélérés sont conditionnés dans la tête d'irradiation de manière à présenter des qualités dosimétriques requises pour une utilisation médicale. Bien que devenant rapidement divergent par suite de la diffusion des électrons dans l'air, le faisceau pulsé sortant par la fenêtre du tube d'accélérateur est toujours de trop petite dimension. On augmente donc sa section en lui faisant traverser une ou plusieurs lames métalliques, appelées diffuseurs. Le choix du métal, le nombre, l'épaisseur et la forme de ces diffuseurs (disque, anneaux..) doivent bien être adaptés à l'énergie afin de limiter au maximum la contamination inévitable du faisceau par des électrons d'énergie plus faibles et par des rayonnements X de freinage, tout en obtenant un champ égalisé de la plus grande dimension possible.

Le faisceau élargi doit ensuite être adapté à la taille des volumes que l'on souhaite irradier. Deux collimations sont nécessaires pour avoir la taille de champ souhaitée et réduire la contribution de la diffusion des électrons dans l'air. On adjoint donc au collimateur principal des systèmes de collimations additionnels appelés cônes ou applicateurs. Les applicateurs se fixent sur la tête de traitement (figure I.4). Ils ont la fonction de réduire les électrons diffusés dans l'air. Ils sont constitués de différents plateaux dont les ouvertures sont de tailles différentes [1] [2].

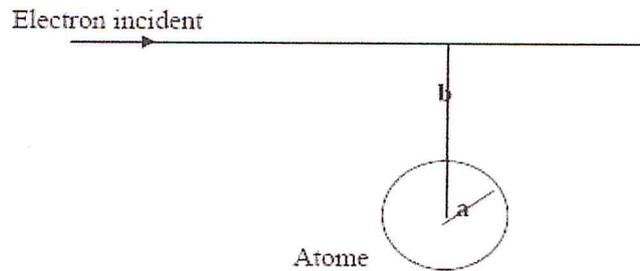


Figure I.5. Définitions des paramètres de l'interaction [8].

On distingue :

- *Collisions lointaines* ($b \gg a$) : collisions avec des transferts d'énergie très faibles. Cependant, ces collisions sont les plus probables et contribuent environ pour la moitié de l'énergie transférée au milieu.
- *Collisions brutales* ($b \approx a$) : dans ce cas, l'interaction la plus probable est électron incident électron atomique. L'électron incident peut céder une très grande partie de son énergie à l'électron atomique (jusqu'à 50%). L'électron atomique prend dans ce cas le nom d'électron δ . Ce rayonnement a évidemment une énergie suffisante pour provoquer à son tour d'autres interactions et dissipe son énergie cinétique le long d'une trajectoire différente de celle de l'électron primaire.
- *Collisions nucléaires* ($b \ll a$) : l'interaction coulombienne se manifeste avec le noyau. Dans ce cas, l'interaction peut-être :
 - élastique avec une perte d'énergie très faible, juste une partie insignifiante de son énergie pour satisfaire la conservation du moment cinétique lors de la collision. Ce type d'interaction n'est pas un mécanisme de transfert d'énergie vers le milieu absorbant mais un moyen de déflexion des électrons. Il est la principale raison de la trajectoire irrégulière des électrons, spécialement dans des milieux de numéro atomique Z élevé.
 - inélastique où l'électron n'est pas simplement diffusé mais fortement ralenti et donne une part significative de son énergie cinétique (jusqu'à 100%) au photon émis. De tels rayonnements sont connus sous le nom de "bremsstrahlung", c'est-à-dire rayonnements de freinage.

Donc lorsqu'un électron pénètre dans un milieu, il rentre en interaction avec les atomes par différents processus telles que des collisions inélastiques et élastiques avec les électrons et les noyaux des atomes constituant ce milieu. Durant leur passage, chacun de ces processus entraîne une perte d'énergie qui dépend essentiellement de l'énergie des électrons incidents, du numéro atomique du milieu traversé ainsi de la taille relative du paramètre d'impact b [8].

I.2.1. Pertes d'énergie des électrons

La perte d'énergie des électrons peut avoir comme origine deux processus différents à savoir : *des pertes d'énergie collisionnelles* dues aux collisions avec les électrons atomiques où un électron peut subir plusieurs collisions avant qu'il ne perde toute son énergie ainsi que *des pertes d'énergie radiatives* dues à l'interaction des électrons avec le noyau atomique.

I.2.1.1. Pertes d'énergie collisionnelles

Les pertes d'énergie collisionnelles se traduisent par des ionisations ou des excitations. La probabilité d'avoir l'un ou l'autre effet dépend de l'énergie des électrons incidents et du numéro atomique du milieu traversé. Si la taille relative du paramètre d'impact est grande par rapport aux dimensions de l'atome, ce dernier subit une excitation. L'énergie nécessaire à l'excitation d'un atome est de quelque électrons-Volts. Par contre, la perte d'énergie des électrons incidents est faible si la taille relative du paramètre d'impact est de l'ordre des dimensions de l'atome. Il y a interaction entre l'électron incident et les électrons atomiques du milieu causant l'ionisation des atomes si toute fois l'énergie des électrons incidents est suffisante pour rompre les énergies de liaisons des électrons orbitaux. On note la section différentielle de transfert d'énergie par électron comme suit :

$$\frac{d\sigma}{d\omega}(w) = \frac{2\pi r_e^2 mc^2}{\beta^2} Z^2 \times \frac{1}{\omega^2} \left(1 - \frac{\beta^2 \omega}{\omega_m}\right) \quad (I.1)$$

$\omega_m = \frac{2mc^2\beta^2}{1-\beta^2}$ est l'énergie transférée à un électron lors de la collision [6]. β est la vitesse des particules incidentes relativement à la vitesse de la lumière, Z est le nombre atomique, mc^2 est l'énergie de l'électron au repos.

Ces collisions peuvent être divisées en deux catégories, des collisions à faible transfert d'énergie et des collisions à haut transfert d'énergie. Si l'énergie transportée par l'électron arraché est supérieure à 100 eV, on appellera ces électrons des 'rayonnements delta' qui peuvent à leur tour induire d'autres ionisations et des excitations. Les collisions directes (é-é) associées à de hauts transferts d'énergies sont relativement rares donc les faibles pertes d'énergie sont prédominantes et ainsi l'hypothèse de la perte continue d'énergie par les électrons qui subissent de multiples interactions est appropriée [4].

Les collisions inélastiques sont d'une grande importance en dosimétrie car elles sont responsables du dépôt local d'énergie dans le milieu irradié, l'énergie perdue dans les excitations et les ionisations est absorbée au voisinage de la trajectoire des électrons.

I.2.1.2. Perte d'énergie radiative

Ces pertes se traduisent par la conversion de l'énergie perdue par les électrons incidents en radiations électromagnétiques qui apparaissent lorsque la taille relative du paramètre d'impact est inférieure au rayon atomique. Sous l'influence du champ coulombien du noyau, l'électron incident est dévié de sa trajectoire (diffusion élastique) et perd de l'énergie. Cette énergie sera émise sous forme de radiation électromagnétique d'énergie $h\nu$ (rayonnement de freinage/*bremstrahlung*).

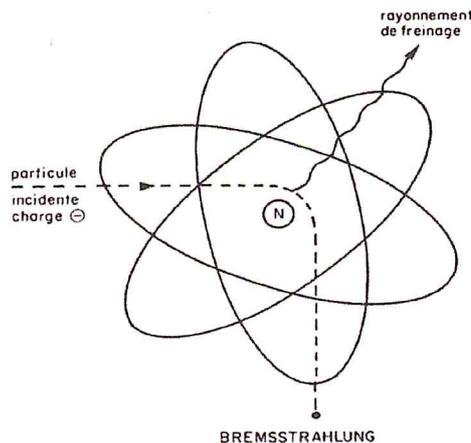


Figure I.6. Phénomène d'émission de rayonnement de freinage.

La perte radiative d'énergie par unité de parcours des électrons est donnée par l'expression suivante [6] :

$$\frac{dE}{dX} = 4Z^2 \frac{N}{137} r_e^2 h\nu \frac{183}{Z^3} \quad (I.2)$$

Où Z : nombre atomique du milieu.

N : nombre de noyaux par unité de volume du milieu.

r_e : rayon classique de l'électron avec $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \times \frac{1}{m_e c^2}$.

ν : fréquence du rayonnement émis, h : constante de Plank

L'énergie emportée par le *bremsstrahlung* est absorbée loin de la trajectoire des électrons incidents.

I.2.2. Pouvoir d'arrêt

Le pouvoir d'arrêt est défini par le rapport $S = dE/dX$ (MeV cm⁻¹) où dE est la fraction d'énergie que perd un électron le long d'un parcours dX qu'on peut définir par rapport à la densité du milieu traversé en tant que pouvoir d'arrêt massique et qu'on note S/ρ (MeV g⁻¹ cm⁻²). L'évolution du pouvoir d'arrêt inclut les pertes d'énergie selon le type d'interaction.

On considère alors un pouvoir d'arrêt collisionnel et un pouvoir d'arrêt radiatif.

$$\left(\frac{1}{\rho}\right) S_{tot} = \left(\frac{1}{\rho}\right) S_{col} + \left(\frac{1}{\rho}\right) S_{rad} \quad (I.3)$$

I.2.2.1. Pouvoir d'arrêt collisionnel

Le pouvoir d'arrêt collisionnel est défini par l'énergie transférée par les électrons incidents aux électrons atomiques lors des collisions inélastiques et qui est exprimé par :

$$\left(\frac{1}{\rho}\right) S_{col} = \frac{ZN}{A} \int W \frac{d\sigma}{dW} dW \quad (I.4)$$

$(d\sigma/dW)$ représente la section efficace par électron atomique de collision inélastique qui produit un transfert d'énergie W et $(Z\mathcal{N}/A)$ le nombre d'électrons atomique par unité de masse du milieu, \mathcal{N} est le nombre d'Avogadro.

Deux types de collisions sont considérés dans le calcul du pouvoir d'arrêt collisionnel :

- Collisions proches (électrons émis avec une énergie relativement grande ; raies delta)
- Collisions éloignées (électrons émis avec relativement une faible énergie)

Pour distinguer entre ces deux énergies, on définit un seuil énergétique W_c qui doit être grand par rapport à l'énergie de liaison des électrons atomiques. Le paramètre d'impact associé aux pertes d'énergies inférieures à W_c doit être plus grand que les dimensions atomiques [6]. On peut écrire alors le pouvoir d'arrêt collisionnel comme suit :

$$\left(\frac{1}{\rho}\right)S_{col} = \left(\frac{1}{\rho}\right)S_{col}(W < W_c) + \left(\frac{1}{\rho}\right)S_{col}(W > W_c) \quad (I.5)$$

Le pouvoir d'arrêt collisionnel pour $(W < W_c)$ selon la théorie de Bethe pour les électrons ayant une vitesse grande par rapport à la vitesse des électrons atomique du milieu (approximation de Born) s'écrit alors :

$$\left(\frac{1}{\rho}\right)S_{col}(W < W_c) = \frac{2\pi\mathcal{N}r_e^2mc^2Z}{\beta^2M} \left\{ \ln \left[\frac{\tau(\tau+2)}{2(I/m_e c^2)^2} \right] + F(\tau) - \delta \right\} \quad (I.6)$$

Où δ de correction d'intensité effective

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + [\tau^2/8 - (2\tau + 1) \ln 2]/(\tau + 1)^2$$

\mathcal{N} est le nombre d'Avogadro, r_e est le rayon classique de l'électron, β est la vitesse des particules incidentes relativement à la vitesse de la lumière, Z est le nombre atomique, mc^2 est l'énergie de l'électron au repos, M la masse molaire, I est l'énergie moyenne d'excitation.

Pour $(W > W_c)$, le pouvoir d'arrêt collisionnel s'écrit :

$$\left(\frac{1}{\rho}\right)S_{col}(W > W_c) = \mathcal{N} \frac{Z}{A} \int_{W_c}^{W_m} W \frac{d\sigma}{dW} dW \quad (I.7)$$

Où $\frac{d\sigma}{dW}$ est la section efficace de transfert d'énergie W dans une collision avec un électron libre, W_m est la plus grande énergie transférable à l'électron. La contribution au pouvoir d'arrêt collisionnel des collisions proches est relativement faible.

I.2.2.2. Pouvoir d'arrêt radiatif

La perte d'énergie radiative contribue de façon significative dans le pouvoir d'arrêt total pour les électrons de hautes énergies. Le pouvoir d'arrêt radiatif s'écrit :

$$\left(\frac{1}{\rho}\right) S_{rad}(T) = \frac{N}{A} \left(\int_0^T k \frac{d\sigma_n}{dk} dk + Z \int_0^{T'} k \frac{d\sigma_e}{dk} dk \right) \quad (I.8)$$

Où $\frac{d\sigma_n}{dk}$ est la section efficace différentielle d'émission d'un photon d'énergie k dans une interaction électron-noyau atomique, et $\frac{d\sigma_e}{dk}$ est la section efficace différentielle d'émission d'un photon d'énergie k dans une interaction électron-électron d'une couche profonde. T est l'énergie maximale du photon créé et T' est la limite maximale de l'énergie du photon qui peut être émise lors d'une interaction électron-électron.

I.2.3. Processus de diffusions des électrons

Un autre aspect de l'interaction électronique avec les atomes, à part la perte d'énergie est le changement de direction dans le mouvement des électrons. C'est ce que l'on nomme la diffusion. En effet, il est reconnu que la diffusion des électrons joue un rôle important aux frontières des hétérogénéités et perturbe fortement la distribution de dose locale amenant dans certains cas, de sérieuses distorsions et même des surdosages et des sous-dosages. Dans l'étude de la diffusion, on distingue généralement la diffusion unique qui résulte en une large déflexion angulaire de l'électron et les diffusions multiples où l'angle de déflexion reste petit.

Comme nous l'avons vu précédemment, les deux processus d'interactions qui génèrent de la diffusion sont les interactions coulombiennes élastiques avec le noyau et les collisions électrons-électrons produisant des rayonnements δ .

Les sections efficaces de diffusion de ces deux processus sont grandes et concentrées dans la direction de propagation de l'électron incident. C'est pourquoi quand un

électron traverse un absorbeur d'épaisseur déterminé (même petite), il subit de multiples collisions, la majorité d'entre elles produisant des déflexions à petits angles. Parmi ces collisions de petites amplitudes, il arrive occasionnellement que l'électron soit diffusé dans un grand angle. C'est la diffusion unique qui peut résulter d'un processus comme de l'autre.

L'angle carré moyen de déflexion due à la diffusion multiple $\bar{\theta}^2$ augmente linéairement avec l'épaisseur de l'absorbeur. En effet, les événements diffusants dans les différentes couches de l'absorbeur étant statistiquement indépendants, leurs angles carrés moyens de diffusion s'additionnent linéairement.

L'angle de diffusion dépend principalement du nombre atomique Z du milieu (si Z augmente, l'angle augmente) et de l'énergie de l'électron incident (si E augmente, l'angle diminue).

I.2.4. Notion de parcours : profondeur de pénétration

Un électron d'énergie initiale E_0 perd progressivement son énergie dans le milieu et sa trajectoire se termine lorsque son énergie est réduite à une valeur pratiquement nulle (environ 0.025 eV) correspondant à l'agitation thermique. Cette trajectoire peut être très sinueuse, puisque l'électron peut subir une déviation de 180° dans le cas de la rétrodiffusion. En conséquence, la profondeur maximale atteinte par un électron dans la direction incidente initiale est inférieure à sa trajectoire. Cette profondeur maximale est ce qu'on appelle le parcours (ou profondeur de pénétration). Le parcours (R_p) d'un électron dans un milieu donné est fonction de son énergie et ce parcours peut être estimé par la relation suivante [8]:

$$R_p = \int_{E_0}^0 \left(\frac{dE}{dx} \right) dE \quad (I.9)$$

Où R_p est exprimée en g/cm^2 .

Pour un faisceau d'électrons, il faut prendre des moyennes où des valeurs globales, que l'on peut définir de diverses manières, particulièrement dans des buts dosimétriques. Retenons que le parcours moyen R_m est l'épaisseur du matériau qui réduit le pourcentage du nombre d'électrons à la moitié de sa valeur en l'absence de

matériau absorbant et le parcours extrapolé R_C est la partie linéaire de la fin de la courbe de transmission au point d'interaction avec l'axe x [5] [8].

Le parcours *CSDA* (*Continuous Slowing-Down Approximation*) qui représente le parcours maximal d'une particule n'est pas directement mesurable à cause des trajectoires irrégulières des électrons (dus aux nombreuses collisions) et, globalement, un paquet d'électrons "s'étendra" sur une distance plus petite appelée portée [8].

Le parcours donne une grandeur acceptable de la longueur de la trajectoire de l'électron dans la matière. Plus le matériau est lourd plus l'électron sera très vite arrêté, l'électron pénètre donc plus dans l'eau que dans le plomb. Dans le domaine médical, la densité des tissus mous peut être considérée comme équivalente à celle de l'eau.

Nous verrons, par la suite, que ces différentes profondeurs de pénétration ont une importance capitale en radiothérapie, puisqu'elles permettent d'adapter l'énergie d'un faisceau d'électrons à la profondeur de la tumeur à traiter.

**Distribution de dose dans un milieu
irradié**

Chapitre II

Chapitre II : Distribution de dose dans un milieu irradié

II.1. Caractérisation des faisceaux cliniques d'électrons

La nécessité de caractériser un rayonnement est liée au fait que plusieurs paramètres, servant à la détermination de la dose absorbée, dépendent de l'énergie des photons ou des électrons. Tel est le cas des coefficients d'absorption des photons, du pouvoir de ralentissement des électrons et de divers facteurs de perturbation. Pour caractériser complètement un faisceau, il faudrait spécifier le type de particules ainsi que leur distribution angulaire et énergétique. Bien qu'il soit en général très difficile d'obtenir toutes ces données, il est possible d'effectuer des mesures dosimétriques précises avec moins d'exigences.

Dans ce chapitre nous allons voir les principales caractéristiques énergétiques dosimétriques et géométriques nécessaires pour l'utilisation clinique des faisceaux d'électrons en radiothérapie.

II.1.1. Distribution de la dose sur l'axe du faisceau

II.1.1.1. Etude de courbe de dose en profondeur

L'évolution de dépôt dose en fonction de la profondeur dans un fantôme homogène et de densité unitaire constitue le rendement en profondeur. L'allure de la courbe de dose en profondeur dépend de différents facteurs notamment l'énergie du faisceau, la taille de champs, la distance source surface. La figure III.1 représente une courbe de dose en profondeur qui présente en premier lieu une dose non nulle à la surface. Au-delà de la surface, la dose augmente jusqu'à atteindre un maximum D_m , on notera z_{max} ou R_{100} la position de cette profondeur. Cette région où la dose augmente, appelée région de build-up, est suivie par une décroissance rapide de la dose absorbée en profondeur. Cette courbe peut donc être décomposée en trois régions distinctes :

a. Région de Build-up

Pour les faisceaux d'électrons, le dépôt d'énergie commence dès l'entrée du faisceau dans le milieu irradié contrairement aux photons qui sont indirectement ionisants et c'est pour cela que la dose en surface est relativement élevée par rapport à celle présentée par les faisceaux de photons.

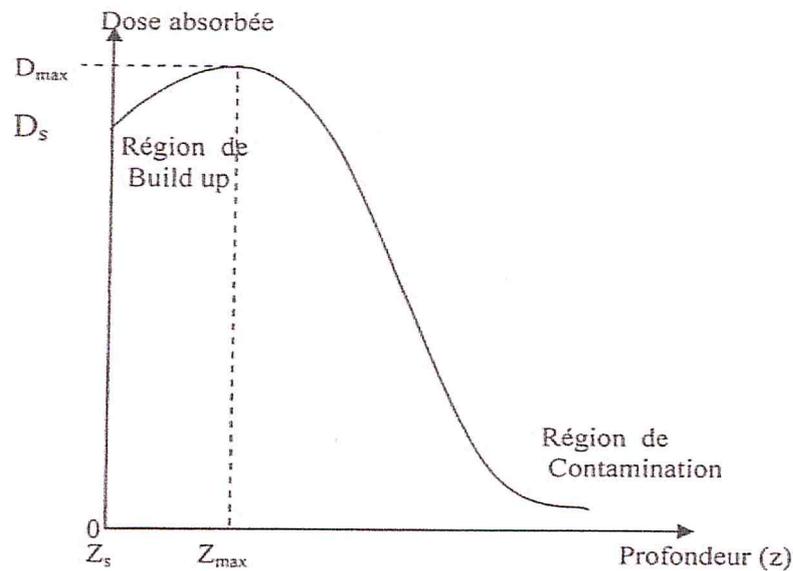


Figure II.1. Courbe de dose en profondeur.

L'augmentation de la dose est due à la diffusion des électrons par le milieu car à leur entrée dans le tissu, les électrons présentent approximativement des parcours parallèles et plus ils pénètrent, ces parcours deviennent plus au moins obliques par rapport à la direction d'incidence à cause des phénomènes de diffusions. Ceci conduit à une augmentation de la fluence et donc de l'énergie déposée par unité de longueur en profondeur le long de l'axe central. Cet effet de build-up varie avec l'énergie et est plus marqué pour les faisceaux d'électrons de faible énergie que pour les faisceaux de haute énergie. Ceci est dû au fait qu'un faisceau de faible énergie est diffusé plus facilement et il en résulte des trajectoires plus obliques des électrons d'où une augmentation plus rapide et plus prononcée en dose contrairement aux faisceaux de hautes énergies qui présentent une faible diffusion ce qui donne un build-up de dose assez lent. L'augmentation de la dose continue jusqu'à ce que le

faisceau soit complètement diffusé, c'est-à-dire que l'angle moyen de diffusion n'augmente plus. Dans ce cas la courbe de dose en profondeur tend à être plane. La profondeur du maximum de dose R_{100} et la forme du pic de la courbe de rendement de dose sont conditionnées par les effets de diffusion et la perte d'électrons du faisceau et aussi par la géométrie de la tête d'irradiation car elle détermine la distribution angulaire des électrons incidents. La dose à la surface D_s , par convention, définie à une profondeur de 5 mm varie entre 75% et 80% pour les énergies faibles (de 4MeV à 6 MeV) et entre 90% et 100% pour les faisceaux de hautes énergies [6]. La variation de la dose en surface et de la position du maximum de dose sont fonction de l'énergie du faisceau, de la nature du milieu et de la taille des champs utilisés.

b. Zone au-delà de z_{max}

Au-delà de z_{max} ou précisément après R_{90} (profondeur où la dose est égale à 90% du maximum de dose), la courbe de dépôt de dose en profondeur prend une allure spécifique de décroissance rapide (figure III.2). Cette caractéristique a une grande importance pour le choix de l'énergie utilisée dans le traitement et qui fournira la meilleure distribution de dose. Cette décroissance de la dose est due à la perte continue d'énergie et à la diffusion. Elle peut être rapide ou lente selon l'énergie. D'autres paramètres géométriques et dosimétriques présentent aussi un intérêt en clinique mettant en rapport la dose absorbée et le parcours des électrons dans le milieu.

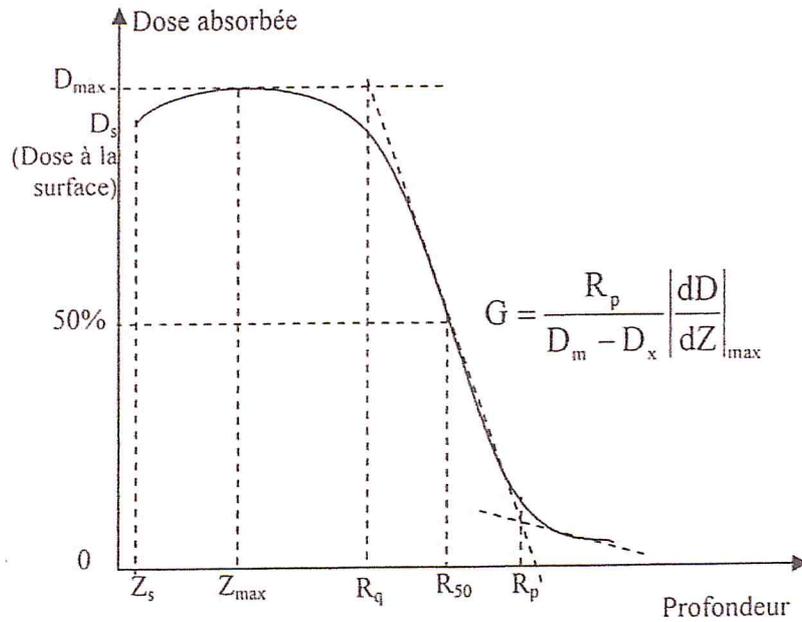


Figure II.2. Différents paramètres dosimétriques et de parcours relevés sur la courbe de rendement en profondeur.

On peut caractériser cette partie décroissante (pente) de la courbe du dépôt de dose en profondeur par un gradient de dose G normalisé défini par [5] :

$$G = \frac{R_p}{D_m - D_x} \left| \frac{dD}{dZ} \right|_{max} \quad (II.1)$$

Où $|dD/dZ|$ est le gradient de dose absolue, R_p est le parcours pratique qui est la profondeur à laquelle la tangente de partie décroissante de la courbe de dépôt de dose sur l'axe central croise la composante extrapolée due au *bremsstrahlung*, *bremsstrahlung* D_m est la dose maximale et D_x est la dose due au *bremsstrahlung*. On peut aussi définir d'autres profondeurs telles que R_{50} et R_{90} qui sont respectivement la profondeur à laquelle le pourcentage de dose en profondeur au-delà de z_{max} est égal à 50% et à 90%, ainsi que la profondeur R_q qui représente l'intersection du point d'inflexion de la courbe de dose en profondeur avec la tangente horizontale du maximum de dose. Le parcours maximal R_{max} est défini comme étant la profondeur à laquelle l'extrapolation de l'extrémité de la courbe de dépôt de dose sur l'axe central intercepte la composante due au *bremsstrahlung*. C'est la profondeur maximale de pénétration des électrons dans le milieu irradié.

c. Zone au-delà de R_p (zone de contamination par les photons)

Cette région représente la contamination due aux photons présents dans le faisceau d'électrons. Ces photons proviennent des interactions des électrons avec les éléments constituant la tête d'irradiation de l'accélérateur linéaire. Des photons additionnels sont produits dans le patient mais en proportions faibles. La quantité de photons de contamination produite est faible. Pour les faibles énergies, elle est de l'ordre de 1% et atteint 5% pour l'énergie de 20 MeV [6].

La courbe de dépôt de dose en profondeur est influencée par plusieurs paramètres que ce soit l'énergie du faisceau incident, la différence des tailles de champs d'irradiation et les variations de la distance source-surface.

II.1.1.1.1. Variation de la courbe de rendement en fonction de l'énergie

La variation de la courbe de rendement en fonction de l'énergie pour la même taille de champs se traduit suivant l'augmentation de l'énergie du faisceau incident par une augmentation de la dose relative en surface et une augmentation de la profondeur du maximum de dose (figure II.3). La composante due au *bremsstrahlung* (contamination aux photons) présente elle aussi une augmentation et la pente de la courbe de dose en profondeur décroît [5].

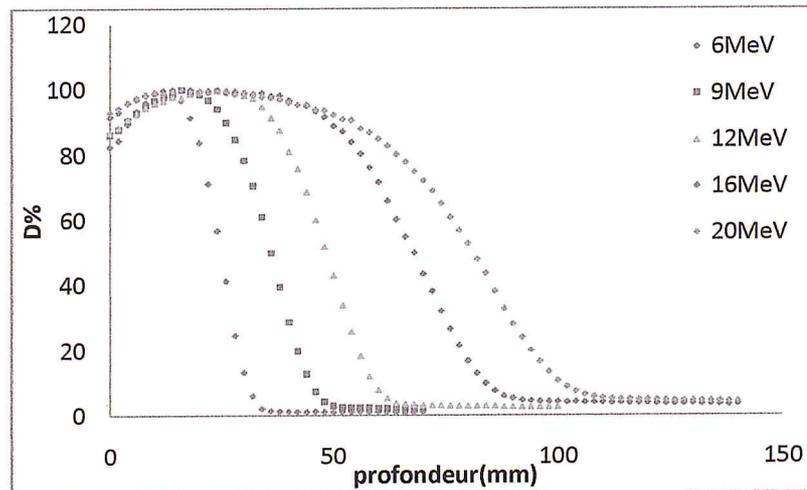


Figure II.3. Variation de la courbe de rendement de dose en fonction de l'énergie du faisceau d'électrons pour un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

Le parcours pratique R_p et la profondeur R_{50} augmentent aussi de façon significative avec l'augmentation de l'énergie. Ces paramètres géométriques peuvent aussi

renseigner sur la distribution énergétique par rapport à la pénétration du faisceau dans le milieu irradié.

II.1.1.1.1.a. Energie la plus probable

L'énergie la plus probable est définie par la position du pic énergétique dans le spectre d'énergie du faisceau d'électrons à la surface du fantôme ou du tissu [6]. Elle est liée au parcours pratique R_p par une relation empirique valable pour des faisceaux monoénergétiques ou des faisceaux avec une faible diffusion angulaire par la relation [6]:

$$E_{p,0} = C_1 + C_2 R_p + C_3 R_p^2 \quad (II.2)$$

$$C_1 = 0,22 \text{ MeV} , C_2 = 1,98 \text{ MeV.cm}^{-1}, C_3 = 090025 \text{ MeV.cm}^{-2}.$$

II.1.1.1.1.b. Energie moyenne

L'énergie moyenne est définie à la surface du fantôme ou du tissu pour des faisceaux parallèles et mono-énergétiques. L'énergie moyenne est reliée à R_{50} par la relation suivante [6] :

$$\bar{E}_0 = C_4 R_{50} \quad (II.3)$$

Où $C_4 = 2.33 \text{ MeV.cm}^{-1}$ pour l'eau. D'autres calculs Monte-Carlo ont donné une autre valeur de C_4 qui est égale à 2.4 MeV.cm^{-1} [6].

II.1.1.1.1.c. Energie moyenne à une profondeur donnée

L'énergie moyenne à une profondeur z dans un fantôme d'eau est reliée au parcours pratique R_p et à \bar{E}_0 par la formule III.4 qui est très précise pour les faibles énergies ou pour les énergies élevées à des profondeurs proches de la surface et de R_p [6].

$$\bar{E}_z = \bar{E}_0 \left(1 - \frac{z}{R_p}\right) \quad (II.4)$$

La même relation gouverne l'énergie la plus probable à une profondeur z qui est reliée à R_p et à $(E_p)_0$ par la relation [6] :

$$(E_p)_z = (E_p)_0 \left(1 - \frac{z}{R_p}\right) \quad (II.5)$$

Pour toutes ces équations, la détermination de R_{50} et R_p doit être effectuée dans un large champ d'irradiation de sorte que ces grandeurs soient indépendantes de la taille de champ. Il faut tout de même préciser que ces relations ne sont qu'une approximation des valeurs réelles de ces grandeurs.

II.1.1.1.2. Variation de la courbe de rendement en fonction de la taille du champ

Pour la même énergie des faisceaux incidents et pour de grandes et moyennes tailles de champ, la courbe de rendement en profondeur ne varie pas de façon significative dans ces caractéristiques principales. Toutefois, la dose à la surface et la proportion de contamination peuvent varier. C'est le cas où le champ est assez large pour produire un équilibre de diffusion à l'axe central. En dessous de cette dimension de taille de champ, un nombre plus important d'électrons est diffusé à l'intérieur du champ vers l'axe central. Ceci fait glisser le maximum de dose vers la surface (figure III.4.). Ce comportement s'accompagne d'une augmentation de la dose à la surface et d'un changement dans la valeur des paramètres de parcours tel que le parcours pratique et R_{50} . La pente de la courbe de dose en profondeur quant à elle, devient de plus en plus raide.

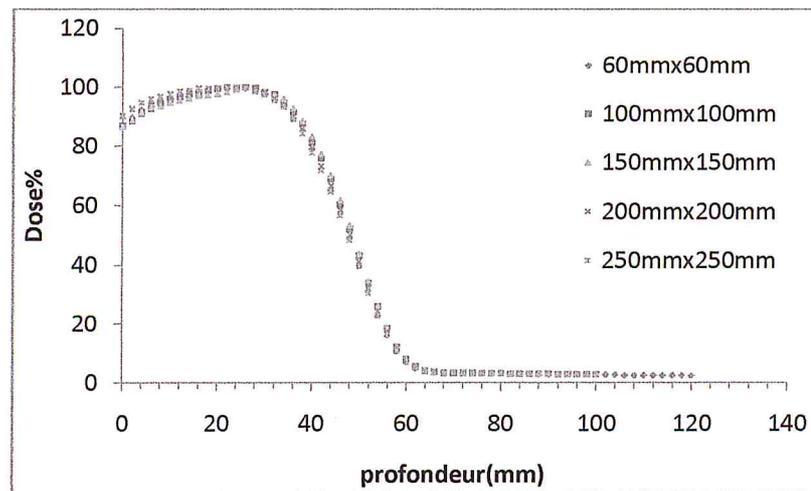


Figure II.4. Variation de la courbe de rendement de dose en fonction du champ d'irradiation carré pour une énergie de 12 MeV.

II.1.1.1.3. Variation de la courbe de rendement en fonction de la DSP

En général, les traitements par les faisceaux d'électrons ne peuvent être effectués qu'à une distance source-surface ou peau (DSP) de 100 cm. La proximité de la base inférieure de l'applicateur ne permet pas de traiter en dessous de cette valeur. Dans d'autres situations de traitements, on peut augmenter cette distance (DSP) mais pas au-delà de 110 cm. L'effet de cette variation de DSP se répercute sur la courbe de dose dans la région de build-up et peut s'étendre jusqu'à la profondeur du parcours thérapeutique, la dose relative au voisinage de la surface diminue mais le parcours thérapeutique augmente [6].

II.1.2. Distribution de la dose en dehors de l'axe du faisceau

II.1.2.1. Les différentes régions d'une courbe de profil de dose

Pour connaître la distribution de dose latérale dans un volume irradié, le physicien mesure des profils (figure II.5). Ces derniers assurent au patient un dépôt de dose homogène sur toute la surface irradiée [7] [8].

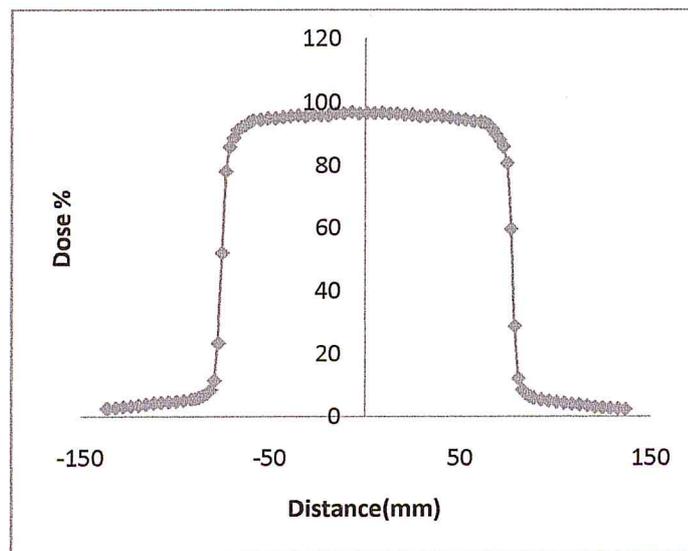


Figure II.5. Représentation d'un profil de dose pour une énergie de 16 MeV, taille de champ carré 10cm de côté.

Les faisceaux d'électrons de hautes énergies donnent lieu à des profils qui présentent trois régions distinctes.

a. Région centrale

Elle couvre la partie centrale du champ et cela jusqu'à 1 cm à 1.5 cm avant les limites géométriques du champ. L'intersection du niveau de dose 50% avec la courbe de profil donne deux points dont la séparation n'est autre que la taille de champ utilisé. Pour les linacs, la région centrale est sensible à l'énergie des électrons et à la forme géométrique du champ [7].

b. Région de la pénombre

C'est la partie du profil où la dose varie rapidement, elle est sensible à la taille de champ, à la taille de la source et à l'équilibre électronique latéral. Une partie de la dose qui forme la pénombre est due à une transmission à travers les mâchoires des collimateurs : c'est la *pénombre de transmission*. Une autre partie est due aux dimensions finies de la source : c'est la *pénombre géométrique*. La dernière partie qui est la plus significative est due au rayonnement diffusé par le patient : c'est la *pénombre de diffusion*. La pénombre totale est la somme de ces trois pénombres, elle est nommée pénombre physique et dépend de l'énergie du faisceau, de la dimension de la source, de la distance source-surface, de la distance source collimateur et de la profondeur de mesure [7].

c. Région de l'ombre

C'est la partie en dehors du champ d'irradiation. Dans cette région, la dose est due à une transmission à travers les collimateurs et à travers le blindage de la tête d'irradiation [7].

II.1.2.1.1. Paramètres d'uniformité des profils de doses

L'uniformité du profil de dose est quantifiée grâce à deux paramètres :

a. Homogénéité du champ H

On définit les quantités D_{max} et D_{min} qui se trouvent à l'intérieur de la partie du profil délimitée par le niveau de dose 80%. L'homogénéité du champ est obtenue par la relation :

$$H = \frac{D_{max} - D_{min}}{D_{max} + D_{min}} \times 100 \quad (II.6)$$

Généralement, pour les linacs, il est exigé que $H < 3\%$ lorsque la mesure est faite à une profondeur de 10 cm et une SSD de 100 cm pour les plus grandes tailles de champs possibles [7].

b. Symétrie du faisceau S

Elle est obtenue à partir d'un profil mesuré à la profondeur z_{max} , les surfaces (aires) calculées sous chaque coté de la courbe de profil (à droite et à gauche de l'axe central) dépassant le niveau de dose 50% (normalisé à 100% au point de l'axe central) permet d'obtenir S [7]:

$$S = \frac{\text{Aire droite} - \text{Aire gauche}}{\text{Aire droite} + \text{Aire gauche}} \times 100 \quad (II.7)$$

II.1.2.2. Courbes isodoses

La représentation à deux dimensions des distributions de dose se fait à travers des courbes isodoses (c'est-à-dire des courbes ayant en tout point la même dose). Ces courbes sont exprimées en pourcentage de dose rapporté à la dose maximale en z_{max} . Ces isodoses présentent deux caractéristiques à savoir l'expansion latérale des isodoses à faible pourcentage de dose (<20%), plus prononcé au bords du faisceau à cause de l'augmentation de la diffusion des électrons de faibles énergies et un étranglement des isodoses (> 80%) pour les énergies supérieures à 15 MeV dû à l'effet inverse (c'est-à-dire une faible diffusion des électrons) [5]. La distribution des isodoses résultant d'un faisceau d'électrons est influencée par la conception de la machine ainsi que tout matériau diffusant se trouvant entre la fenêtre de sortie de l'accélérateur et la surface du milieu irradié. La pénombre, pour les faisceaux d'électrons, est définie comme la distance entre deux isodoses sur un profil de dose à la profondeur du maximum de dose. Elle peut aussi être définie en termes de distances entre des isodoses spécifiques et les bords géométriques du champ généralement entre 20% et 80% de dose. La largeur de la pénombre varie en fonction de l'énergie. Elle est de l'ordre de 10 mm à 12 mm pour les énergies inférieures à 10 MeV et de 8 mm à 10 mm pour les énergies entre 10 à 20 MeV [3]. Ces dimensions sont valables pour des conditions standards c'est-à-dire une DSP de

100 cm et un espace (gap) entre le bord inférieur de l'applicateur de 5 cm. La variation des isodoses en fonction de l'augmentation de la DSP se traduit par l'élargissement de la pénombre. Il a été remarqué que l'augmentation de la DSP altère la planéité du faisceau. Pour les variations de la taille du champ d'irradiation, on remarque que plus le champ est réduit plus la partie centrale uniforme des isodoses diminue jusqu'à ce que ces isodoses ne soient composées que de deux régions de pénombres pour de faibles tailles de champs.

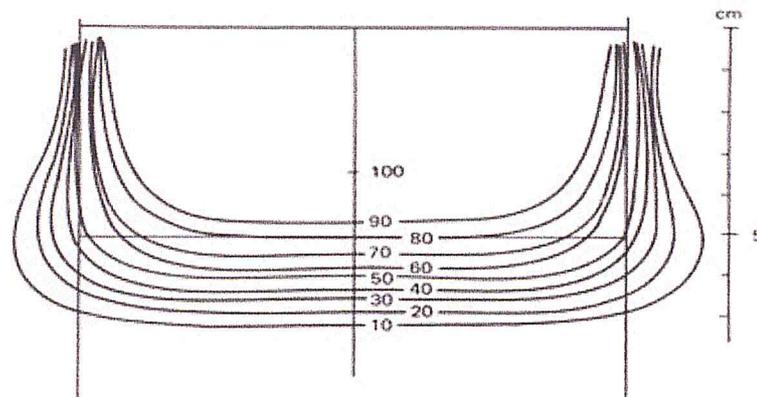


Figure II.6. Isodoses d'un faisceau d'électrons de 16 MeV : applicateur $10 \times 10 \text{ cm}^2$, champ ouvert à DSP 100cm.

II.1.2.3. Facteurs d'output

Il s'agit d'une mesure relative de dose : la dose d'un champ arbitraire est rapportée à celle du champ de référence (applicateur 10×10 champ ouvert) pour un même nombre d'unités moniteurs délivrés à une même DSP [3].

II.1.3. Variation de la dose à la profondeur de référence

II.1.3.1. Variation de débit de dose en fonction de a distance à la source

II.1.3.1.1. Loi de l'inverse carré des distances à la source

Le champ de rayonnement est caractérisé par la fluence ou le débit de fluence en chaque point. La fluence énergétique en tout point de l'axe du faisceau situé à une distance p de la source est inversement proportionnelle au carré de la distance lorsque le flux de rayonnements émis par la source reste constant.

Pour que la loi de l'inverse carré des distances soit vérifiée, il faut d'une part que la source soit ponctuelle, d'autre part, que l'émission soit isotrope dans toutes les directions ; enfin, que les particules émises ne subissent aucune interaction. Etant données les nombreuses interactions des électrons du faisceau incident avec les différents matériaux que traverse le faisceau, le flux de rayonnements n'est pas indépendant de la distance à la source. De ce fait, le "débit de dose" en un point de l'axe du faisceau qui est proportionnel au débit de fluence énergétique en ce point ne varie pas suivant l'inverse du carré de la distance du point considéré à la source.

A la sortie du tube d'accélération, les électrons traversent la fenêtre de sortie qui est la surface de séparation entre le vide et l'air, et la chambre moniteur, Ces différents matériaux provoquent la diffusion des électrons à laquelle s'ajoute une diffusion par le volume d'air situé entre la source et la surface du fantôme. En présence des divers matériaux diffusants qui modifient la distribution latérale et angulaire du faisceau, il est possible de déterminer une source fictive étendue d'électrons [3].

Cette source placée dans le vide à une distance SSD_{eff} de la surface du fantôme produit exactement la même fluence à la profondeur $z = 0$ que le faisceau réel.

En pratique, la description de la géométrie du faisceau d'électrons issu de l'accélérateur est complexe et, pour se ramener à des conditions de géométrie simple, il est commode de considérer que le faisceau d'électrons est issu d'une source ponctuelle qui serait placée dans le vide de telle façon qu'elle produise la même fluence d'électrons à la surface du patient ou du fantôme que le faisceau réel (voir figure. II.7). Cette source virtuelle étant ponctuelle, il devient possible de calculer la valeur du débit de dose pour différentes distances en utilisant les formules de correction basées sur la loi de l'inverse carré des distances. Cette source est appelée "source virtuelle ponctuelle"[3].

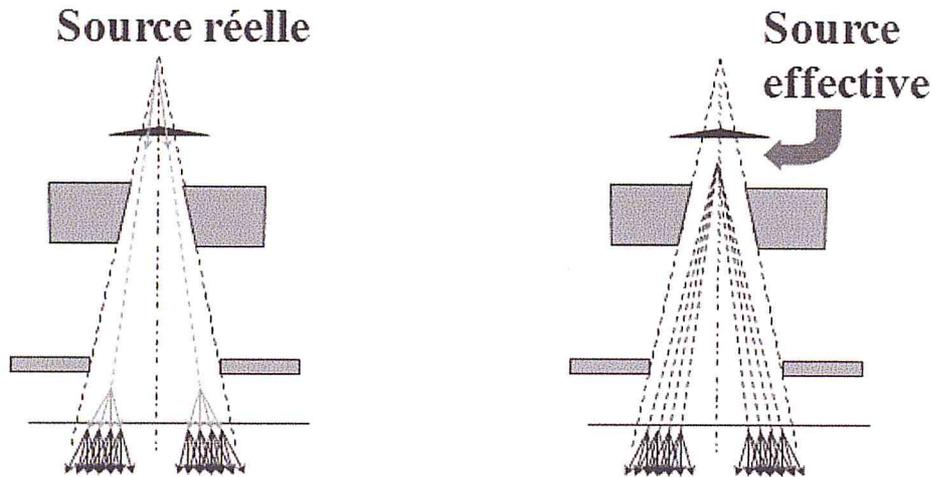


Figure II.7. Représentation de l'emplacement de la source effective qui produit la même fluence que la source réelle à la surface de fantôme.

II.1.3.2. Variation relative de débit de dose en fonction de l'ouverture du collimateur

La dose pour une taille de champ quelconque en fonction de la dose pour un champ de référence est donnée par :

$$D(w) = D(w_r) \times F_c(w) \quad (II.8)$$

$D(w_r)$: dose mesurée pour un champ de référence w_r . $F_c(w)$: facteur lié à l'ouverture du collimateur.

Cette variation dépend de manque d'équilibre de diffusion dans le milieu pour les petits champs, de manque d'équilibre de diffusion dans l'air pour les petits faisceaux, de la contamination de chambre moniteur par les électrons rétrodiffusés par le collimateur et influence de dispositif de collimation (contamination de faisceau).

II.2. Calcul de dose pour les faisceaux d'électrons

L'utilisation des faisceaux d'électrons en clinique s'est imposée à partir des caractéristiques de leurs distributions de dose dans les milieux, permettant d'irradier des volumes avec des doses pratiquement uniformes et en même temps les tissus adjacents reçoivent des doses plus faibles [9]. L'évolution de l'utilisation des faisceaux d'électrons, la complexité des dispositifs et des dispositions de traitement, la présence dans le trajet des électrons d'éléments de différentes densités que ce soit dans le patient ou dans la tête d'irradiation, la nature des interactions des électrons avec ces éléments, rend difficile la prédiction de la distribution des doses avant traitement. Dans ce chapitre, nous présenterons un aperçu sur l'un des modèles de calcul de dose les plus utilisés pour les faisceaux d'électrons en radiothérapie.

Un certain nombre de méthodes et d'approches pour déterminer et calculer les distributions de doses ont été élaborées, parmi ces méthodes on trouve :

- **Méthodes empiriques**

Les méthodes empiriques sont basées sur la pré-acquisition d'un ensemble de données expérimentales décrivant des distributions de doses dans différentes situations, énergies, et géométries et établir des fonctions mathématiques particulières à ces conditions pour décrire les distributions de doses mesurées. Souvent, ces méthodes s'arrêtaient juste à la description des rendements de doses en profondeur et dans certains cas des fonctions pour décrire la distribution radiale de la dose à différentes profondeurs sont rajoutées.

- **Méthode semi-empiriques**

Les méthodes semi-empiriques sont basées sur des solutions approximées de modèles statistiques de diffusion multiples en y introduisant des paramètres déterminés expérimentalement [9].

- **Méthode analytiques**

Les méthodes analytiques sont basées sur les lois régissant les mécanismes d'interaction des électrons avec la matière.

II.2.1. Le modèle Pencil Beam

Les faisceaux d'électrons produits par les accélérateurs linéaires médicaux peuvent être décrits, conceptuellement, par un faisceau étroit émergent du système d'accélération et converti en un faisceau large incident sur un système de collimation, le collimateur final peut avoir un contour irrégulier.

A ce niveau, le faisceau peut être considéré comme un ensemble de faisceaux élémentaires (*pencil beams*) passant à travers l'ouverture du collimateur (figure II.8).

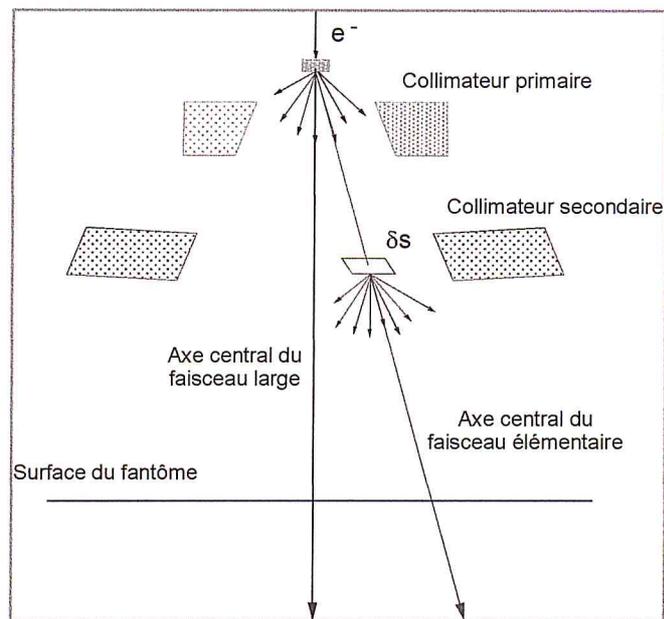


Figure II.8. Modélisation des faisceaux cliniques par la décomposition en faisceaux élémentaires (*pencil beams*)

En 1948, Eyges a généralisé, pour des milieux inhomogènes, les solutions analytiques de l'équation de transport des particules chargées établies précédemment par Fermi en introduisant les pertes d'énergies donnant lieu à la théorie de Fermi-Eyges [10].

Hogstrom a montré que la forme analytique de Fermi-Eyges pour faisceaux élémentaires (*Pencil Beam*) utilisée dans le cas de géométries consistant en des couches inhomogènes de différents matériaux pouvait prédire l'existence et la position des perturbations dans la distribution de dose causées par ces inhomogénéités [11].

La première implémentation du modèle des faisceaux élémentaires (*Pencil Beam*) a été limitée à une description à deux dimensions des inhomogénéités, ce qui veut dire que ces inhomogénéités s'étendent de façon infinie dans les directions transversales au plan d'incidence. La représentation à deux dimensions des inhomogénéités a montré des différences conséquentes entre les distributions de doses mesurées et calculées [12].

Actuellement, dans les systèmes de planning de traitements, le modèle *Pencil Beam* est implémenté à trois dimensions et les inhomogénéités y sont modélisées à trois dimensions.

Si on considère un électron incident dans un repère cartésien (x, y, z) sur un milieu, la probabilité de trouver l'électron à une profondeur z et un déplacement latéral compris entre x et $x + dx$ et entre y et $y + dy$ est donné par la théorie de Fermi-Eyges et s'écrit :

$$p(x, y, z) = \frac{1}{2\pi\sigma_{MCS}^2} \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{2\sigma_{MCS}^2}\right) dx dy \quad (II.9)$$

Où $\sigma_{MCS}^2 = \frac{1}{2} \int_0^z (z - z')^2 T(z') dz'$ est la section efficace de diffusion coulombienne. $T(z')$ est le pouvoir de diffusion linéaire du milieu à une profondeur z' . $p(x, y, z)$ donne la distribution spatiale de la fluence planaire des électrons à partir d'un faisceau élémentaire.

Pour adapter ce modèle à une utilisation clinique, tout en tenant compte du patient et de l'accélérateur linéaire, il faut introduire certaines considérations, dans la tête d'irradiation de l'accélérateur d'électrons. Le faisceau élémentaire est défini à partir de la fenêtre de sortie, ce faisceau est élargi grâce au dispositif des feuilles diffusantes pour obtenir un faisceau uniforme. Les électrons de ce faisceau subissent des diffusions dans l'air, on note par $\sigma_{\theta x}$ la distribution angulaire initiale des électrons des faisceaux élémentaires avant que ces électrons ne quittent la tête d'irradiation. A leur sortie (bord inférieur de l'applicateur), les électrons subissent encore des diffusions dans l'air avant d'atteindre le fantôme ou le patient. L'élargissement latéral résultant σ_{air} à une profondeur z s'écrit alors [4] :

$$\sigma_{air} = (z + L_0)\sigma_{\theta x} \quad (II.10)$$

Où L_0 est la distance entre le collimateur secondaire et le plan $z=0$, la diffusion causée par l'air le long de L_0 est négligeable. L'élargissement latéral dans le fantôme ou le patient à une profondeur z est obtenu en convoluant une gaussienne avec un élargissement σ_{air} avec une autre gaussienne d'élargissement σ_{MCS} . On obtient une gaussienne avec un élargissement σ_{milieu} qui s'écrit alors :

$$\sigma_{milieu}^2 = \sigma_{air}^2 + \sigma_{MCS}^2 \quad (II. 11)$$

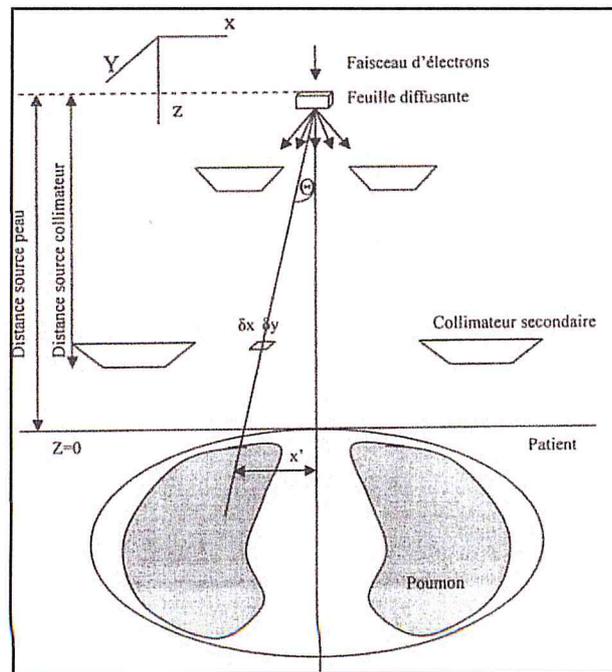


Figure II.9. Schématisation de l'interaction des faisceaux d'électrons avec les éléments de la tête de l'accélérateur et du patient.

Dans le cas des géométries rencontrées en routine clinique, pour passer de la distribution spatiale de la fluence planaire des électrons à partir d'un faisceau élémentaire à la dose $d(x, y, z)$ en profondeur, on introduit un facteur de pondération $g(z)$ tel que [3] :

$$d(x, y, z) = p(x, y, z) \times g(z) \quad (II. 12)$$

La distribution de dose résultant de chaque faisceau élémentaire 'Pencil Beam' peut alors être sommée pour donner la distribution de dose totale dans le milieu irradié par la relation suivante :

$$D(X, Y, Z) = \iint_{\text{collimator at } Z} P(X', Y') d(X' - X, Y' - Y, Z) dX' dY' \quad (II.13)$$

Où $P(X', Y')$ est un poids relatif du faisceau au point (X', Y') et vaut zéro en dehors des limites du champ et $d(X' - X, Y' - Y, Z)$ est la contribution de dose au point (X, Y, Z) du faisceau situé en (X', Y') .

Pour corriger le phénomène d'absorption lors d'une inhomogénéité, Hogstrom fait appel à la profondeur effective z_{eff} qui est la profondeur d'eau nécessaire pour obtenir la même atténuation que le tissu [11].

Matériel et méthodes

Chapitre III

Chapitre III : Matériel et méthodes

Afin de déterminer les paramètres caractérisant un faisceau d'électrons de haute énergie, nous avons effectué un certain nombre de mesures dans l'eau et dans l'air pour différentes énergies et différentes tailles de champs à des profondeurs variables.

Dans ce chapitre, nous donnerons une description générale du matériel que nous avons utilisé pour mener notre étude. Nous décrirons aussi les différentes méthodes utilisées en vue de la détermination de chacun de ces paramètres.

III.1. Matériel utilisé

III.1.1. Accélérateurs linéaires

Dans le présent travail, nous avons utilisé les données de deux accélérateurs linéaires de type Varian 1800 et 2100C. Ces accélérateurs délivrent cinq faisceaux d'électrons ayant une énergie nominale de 6, 9, 12, 16 et 20 MeV ainsi que deux faisceaux de rayons X d'énergie nominale de 6 et 18 MV.

Les accélérateurs Varian 1800 et 2100C, sont des accélérateurs linéaires à ondes stationnaires utilisant un klystron. Ce sont des appareils isocentriques avec une distance source-axe de 100 cm. La collimation des faisceaux d'électrons dans ces accélérateurs est assurée en plus des collimateurs des faisceaux de photons par un jeu de cinq applicateurs ayant pour ouvertures standards 6×6, 10×10, 15×15, 20×20 et 25×25 cm² définies à l'isocentre de l'appareil. Ils offrent la possibilité de définir d'autres tailles de champs carrés, rectangulaires, ou de formes quelconques grâce à des inserts fabriqués en Cerrobend sur site (le Cerrobend est un alliage utilisé au lieu du plomb pour sa faible température de fusion (70° contre 327.5° pour le plomb)).



Figure III.1. Le Varian Clinac 2100C (a), Varian Clinac 1800 (b).

III.1.2. Fantôme automatique à eau

Le fantôme automatique ou analyseur de faisceaux de rayonnements est un fantôme dédié à l'acquisition des courbes de doses en profondeur et des profils de doses. Il est généralement constitué d'une cuve en acrylique qu'on remplit d'eau et d'un dosimètre mobile grâce à un système de positionnement et de balayage automatique piloté par un ordinateur via une interface qui a aussi pour rôle l'acquisition des données dosimétriques.

Nous avons utilisé un fantôme automatique de type RFA200 de Scanditronix-Wellhofer permettant une acquisition et un balayage du champ d'irradiation à deux dimensions. Ce fantôme est piloté par ordinateur via l'interface du logiciel d'acquisition de données omniPro AcceptV6.0A. La cuve de ce fantôme est en acrylique (perspex), ayant pour dimensions $638 \times 400 \times 440 \text{ mm}^3$ (L×l×h) donnant un volume de 112 dm^3 et une surface de balayage de $49.5 \times 30 \text{ cm}^2$ dans l'eau.

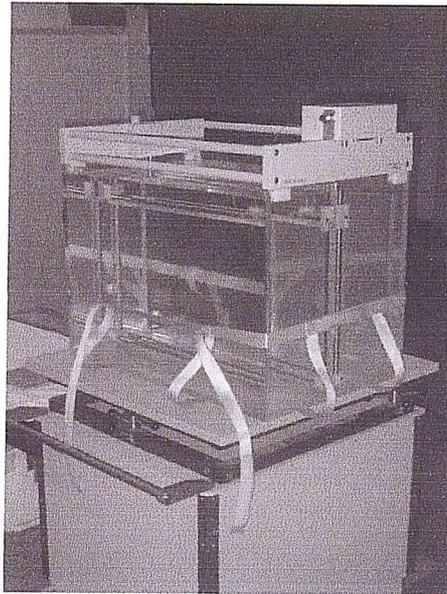


Figure III.2. Fantôme automatique à eau RFA 200.

III.1.3. Dosimètres utilisés

Pour la mesure des distributions et des rendements de dose dans le fantôme automatique, nous avons utilisé des diodes à semi-conducteur à base de germanium hyper-pur de type p fonctionnant en mode photovoltaïque. Le volume sensible de mesure est de l'ordre de 1mm, ce qui nous garantit une très bonne résolution spatiale. Ces diodes offrent un grand avantage pour la mesure des distributions de doses. Comme le pouvoir d'arrêt collisionnel massique relatif eau/germanium est pratiquement constant pour des énergies supérieures à 5 MeV, les courbes d'ionisation obtenues peuvent être considérées comme des courbes de dose sans aucun vecteur de correction. De plus les diodes présentent une résolution spatiale élevée (1/10mm).

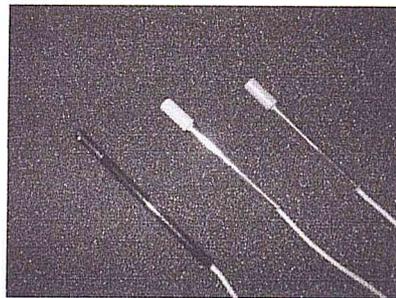


Figure III.3. Détecteurs à semi-conducteur (diodes).

III.2. Mesure des distributions de doses

Pour la détermination des paramètres dosimétriques caractéristiques des faisceaux d'électrons dans l'eau et du paramètre de dispersion angulaire caractérisant la distribution d'intensité du faisceau dans l'air, nous avons utilisé des distributions relatives de doses dans l'eau et dans l'air issues de deux accélérateurs linéaires de type Varian, décrits plus haut.

III.2.1. Mesures des distributions de dose dans l'eau

Pour la détermination des paramètres dosimétriques des faisceaux d'électrons dans l'eau, nous avons utilisés des mesures de dose en profondeur et des profils pour différentes énergies et différentes tailles de champs.

Ces mesures ont été effectuées dans l'eau en utilisant le fantôme automatique RFA200 avec la diode. Juste à la sortie du faisceau de la tête d'irradiation, une diode de référence a été placée

Les mesures ont été effectuées avec une résolution spatiale de 1mm. La précision du déplacement du dosimètre et de 0.1mm.

III.2.1.1. Rendement en profondeur

Les mesures ont été réalisées à une distance source-fantôme égale à 100 cm et des dimensions de champs carrés variables (60×60 , 100×100 , 150×150 , 200×200 et $250 \times 250 \text{ mm}^2$), pour les énergies nominales (6, 9, 12, 16, 20 MeV). Les courbes de rendement en profondeur ont été mesurées à partir de la surface de l'eau jusqu'à une profondeur dépassant de quelques centimètres le parcours pratique du faisceau.

L'allure de la courbe de rendement en profondeur dépend essentiellement de l'énergie des électrons primaires, de la section du faisceau et de l'importance de la contamination par des électrons d'énergie plus faible.

La figure III.4 montre l'allure de la courbe de rendement en profondeur pour les différentes énergies pour une dimension de champ carré 100mm de côté.

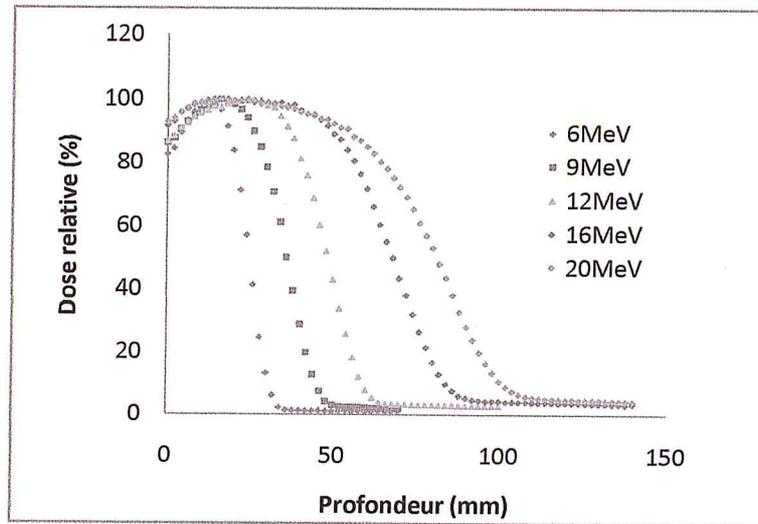


Figure III.4. Variation du rendement en profondeur pour différentes énergies à une DSP=100cm et une taille de champ carré de 100 mm de côté.

III.2.1.1.1. Etude de la variation des différents paramètres dosimétriques et du parcours avec l'énergie à l'entrée du milieu.

Afin de pouvoir comparer les distributions de dose en profondeur pour différentes énergies, il est utile d'étudier la variation des différents parcours ainsi que la variation de la dose relative à l'entrée et celle due au rayonnement de freinage en fonction de l'énergie la plus probable à l'entrée du milieu $E_{p,0}$ et en fonction de la taille du champ pour la même énergie.

Les paramètres de parcours R_{50} , R_p et R_q sont déterminés à partir des courbes de doses en profondeurs pour les différentes énergies et les différentes tailles de champs.

L'énergie moyenne à la surface est calculée à partir du parcours R_{50} selon la procédure décrite dans le protocole dosimétrique de l'AIEA (TRS 398) [13].

L'énergie la plus probable à la surface du fantôme est déterminée à partir du parcours pratique R_p par la formule [6] :

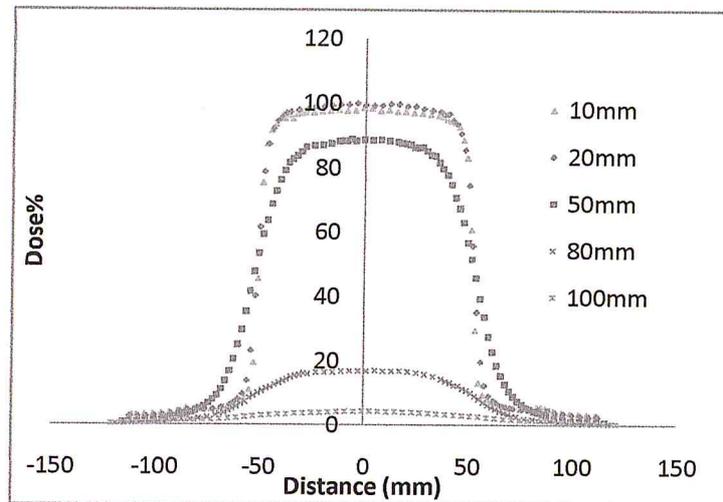
$$E_{p,0} = C_1 + C_2 R_p + C_3 R_p^2 \quad (III.1)$$

$$C_1 = 0,22 \text{ MeV}, \quad C_2 = 1,98 \text{ MeV.cm}^{-1}, \quad C_3 = 0,90025 \text{ MeV.cm}^{-2}.$$

III.2.1.2. Mesures de profils de dose

Les profils de doses pour les champs ouverts ont été mesurés pour les mêmes tailles de champs que les courbes de rendements en profondeur (de 60×60 , 100×100 , 150×150 , 200×200 et 250×250 mm²) avec l'explorateur de faisceau RFA200. Les profondeurs auxquelles ont été mesurés les profils dépendent de l'énergie du faisceau d'électrons. Les profils ont été normalisés par rapport à la profondeur du maximum de dose à l'axe central. Le balayage a été effectué à 5 cm de part et d'autre de la taille du champ à chaque profondeur.

La figure III.5 montre le cas d'un profil de dose pour la taille de champ carrée 100 mm² pour une énergie de 16 MeV.



Figures III.5. Variation de profil avec la profondeur pour les champs carrée 100 mm de côté et une énergie de 16 MeV.

La largeur de la pénombre du profil est définie entre l'isodose 80% et 20% du profil. De façon générale, la pénombre varie en fonction de la profondeur et de l'énergie des électrons incidents. Elle varie également avec les dimensions apparentes de la source.

III.2.2. Mesure des distributions de dose dans l'air

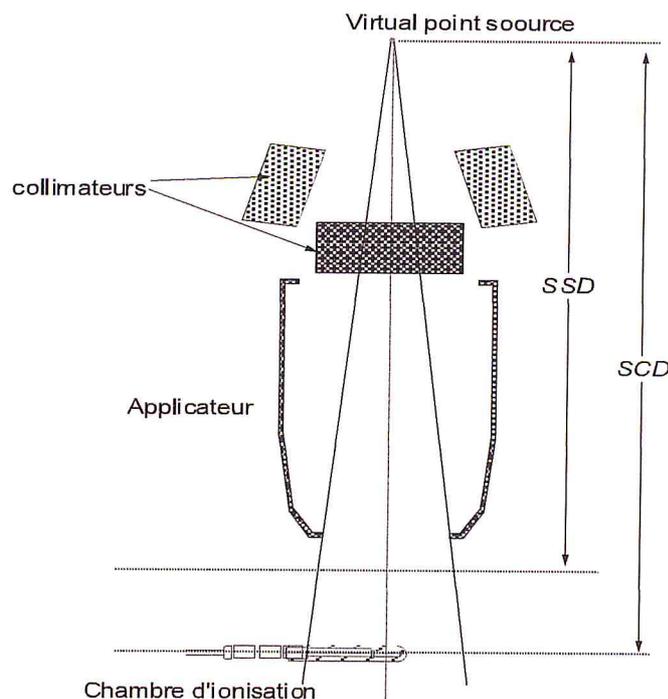
III.2.2.1. Détermination de la position de la source virtuelle

Pour des considérations pratiques de dosimétrie et de planning de traitement, il est préférable de représenter le faisceau d'électrons issu de l'accélérateur émanant d'une source ponctuelle placée dans le vide. Cette source est appelée "source virtuelle" et peut être déterminée expérimentalement de différentes manières.

Dans le présent travail, nous avons entrepris la détermination de la position de la source virtuelle par la méthode de l'inverse des carrés des distances. A cet effet, la dose dans l'air a été mesurée à différentes distances source-chambre (figure III.6).

$$1/\sqrt{D} = f(DSC) \quad (III.2)$$

La position de la source virtuelle est déterminée par extrapolation de ces lectures. Les mesures ont été effectuées avec une chambre cylindrique de type Farmer de 0.6 cm³ de volume sensible (PTW 30004). Un capuchon de build-up garantit l'équilibre électronique.



Figures III.6. Dispositif expérimental pour la détermination de la position de la source virtuelle.

III.2.2.2. Mesure des distributions d'intensités dans l'air

De la même façon que pour les mesures dans l'eau, les mesures des profils d'intensité du faisceau dans l'air, pour différentes énergies et différentes tailles de champs, ont été effectuées avec le fantôme RFA 200 vide. La diode de référence était placée sur l'extrémité inférieure de l'applicateur. Les profils ont été mesurés à cinq distances par rapport à la limite inférieure de l'applicateur, allant de 0 à 19 cm pour l'accélérateur Varian 1800 et de 4 à 20 cm pour l'accélérateur Varian 2100C.

III.2.2.2.1. Détermination du paramètre de la dispersion angulaire dans l'air

La connaissance de la distribution relative d'intensité des électrons à la surface du patient est d'une importance capitale dans le calcul de dose à 3D pour les faisceaux d'électrons de haute énergie basée sur les *pencil beams*. La valeur du facteur de dispersion angulaire dans l'air joue un rôle primordial dans le calcul des distributions de doses pour les faisceaux d'électrons.

La dispersion spatiale est décrite ici comme étant la distribution d'intensité du *pencil beam* en fonction de la distance radiale à partir de l'axe du *pencil beam* à une distance donnée de l'applicateur. La dispersion spatiale est supposée être nulle à l'origine du *pencil beam* qui est prise au niveau de l'applicateur. La dispersion angulaire est reliée géométriquement à la dispersion spatiale.

La distribution angulaire peut être assumée à une gaussienne et calculée à partir des profils mesurés dans l'air. Elle peut aussi être considérée comme ayant une forme arbitraire. Dans ce cas, elle peut être estimée en déconvoluant le profil mesuré dans l'air sur une fonction porte ayant la taille géométrique du champ d'irradiation.

Les mesures de profils de dose ont été effectuées dans l'air en utilisant un fantôme automatique RFA 200, Le détecteur utilisé est une diode de type *p* en germanium, une diode référence est placée à la sortie du faisceau. Les courbes de profils de dose ont été mesurées pour les énergies de 6, 9, 12, 16 et 20 MeV avec des tailles de champs carrés de 60, 100, 150, 200 mm de côté pour cinq distances de bord inférieur d'applicateur-détecteur de 0, 40, 90, 140, 190 mm et une distance source-surface de SSD égale à 100cm.

Pour cette partie du travail, nous avons aussi utilisé comme données les profils de doses dans l'air des deux accélérateurs Varian afin de comparer les résultats obtenus par les deux méthodes utilisées pour le calcul du paramètre de la dispersion angulaire.

III.2.2.2.1.a. Méthode de largeur de la pénombre

En raison de la dispersion angulaire, la taille du champ définie par l'applicateur varie en fonction de la distance entre la surface du patient et la limite de l'applicateur. La largeur de la pénombre à la surface du patient varie principalement en fonction de la distance et en plus à cause du diffusé additionnel dans l'air. Les limites de diffusion des distributions relatives de l'intensité peuvent être mesurées pour des champs rectangulaires et carrés à différentes distances de l'applicateur et la distribution relative de l'intensité pour d'autres distances peut être calculée par interpolation.

Le paramètre de la dispersion angulaire est très important pour l'estimation des distributions latérales de dose dans le patient. Ce paramètre peut être déterminé expérimentalement en utilisant la largeur de la pénombre mesurée à différentes distances de l'applicateur. On utilise la relation empirique donnée par :

$$\sigma_{\theta x} = 0.595 \frac{\Delta(80\%-20\%.pénombre)}{\Delta(DSD)} \quad (III.3)$$

Où $\frac{\Delta(80\%-20\%.pénombre)}{\Delta(DSD)}$ représente la pente de la courbe donnant la variation de la largeur de la pénombre en fonction de la distance à la source.

A partir des profils dans l'air, on effectue la mesure de la largeur de la pénombre entre 80% et 20% pour différentes énergies et différentes tailles de champs à cinq distances du bord inférieur de l'applicateur pour les accélérateurs linéaires Varian 1800 et Varian 2100C.

III.2.2.2.1.b. Méthode de déconvolution

C'est une méthode basée sur l'extraction d'une fonction de distribution kernel qui représente la distribution spatiale d'un faisceau élémentaire (*pencil beam*) à partir

de la déconvolution des profils mesurés dans l'air sur une fonction porte représentant la taille géométrique du champ d'irradiation [14]. Cette méthode a l'avantage que les kernels obtenus par déconvolution incluent tous les processus physiques liés aux interactions des électrons avec le milieu ainsi que tous les autres facteurs tels que ceux résultant de la diffusion des électrons dans la tête d'irradiation.

La distribution d'intensité du faisceau à l'entrée de la surface d'irradiation, ou profils de dose dans l'air est représentée par la convolution d'une fonction porte définissant la taille géométrique du faisceau et d'une fonction kernel représentant la distribution spatiale du *pencil beam*.

$$h(x) = \int f(x) * k(x) dx \quad (III.4)$$

Où $h(x)$ est la fonction de distribution de profil d'intensité dans l'air (fonction de convolution).

$f(x)$ est la fonction porte ; C'est une fonction de distribution d'un profil d'intensité idéalisé (pas de diffusion), elle est égale à 1 dans les limites de champ et vaut 0 ailleurs.

$k(x)$ est la fonction de distribution kernel.

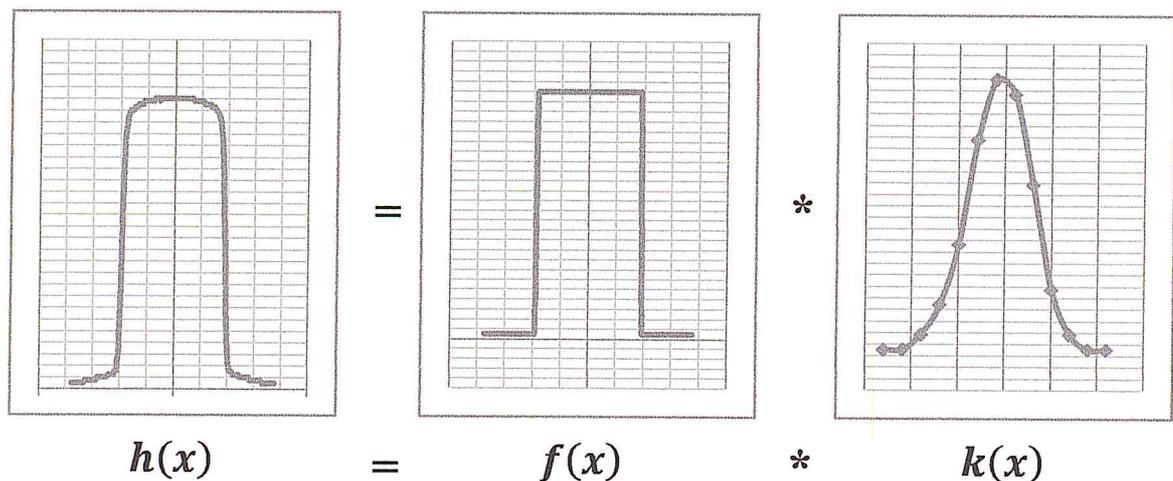


Figure III.7. Représentation graphique de la fonction de convolution.

Avec :

$$f(x) = \begin{cases} 1 & \text{pour } -FS/2 < x < +FS/2 \\ 0 & \text{ailleurs.} \end{cases} \quad (III.5)$$

Où FS (*field size*) est la taille de champ.

En utilisant le théorème de convolution, nous pouvons réécrire l'équation (III.4) dans l'espace des phases moyennant la transformée de Fourier :

$$F(h) = F(f) \cdot F(k) \quad (III.6)$$

Le kernel peut alors être obtenu en utilisant la transformée de Fourier inverse :

$$k(x) = F^{-1}(F(h)/F(f)) \quad (III.7)$$

En pratique, pour la solution de ces équations, nous utilisons la technique de la transformée de Fourier rapide (*FFT*) et son inverse. Par conséquent, toutes les distributions doivent être dans une forme discrète et symétrique.

En réécrivant les équations III.6 et III.7 dans l'espace de Fourier, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \check{h} &= FFT(h) = FFT(f) * FFT(k) \\ \check{h} &= \check{f} * \check{k} \Rightarrow \check{k} = \check{h} / \check{f} \\ k &= FFT^{-1}(\check{k}) \end{aligned} \quad (III.8)$$

Où FFT^{-1} est la transformée de Fourier inverse [14].

Pour effectuer ces calculs, nous avons utilisé une programmation MATLAB.

```

D = [...];          valeurs de dose d'un profil mesuré pour une DSP donnée.
x = [...];          valeurs des x sur la courbe du profil.
x1 = -10 : 0.2 : 10;    des valeurs x1 entre - 10 et + 10 d'un incrément de 0.2

                                D1 = interp1(x, D, x1);

                                P = [...];          valeurs de la fonction porte.

                                d = fft(D1);

                                p = fft(P);

                                h = d./p';

ih = ifft(h);        transformée de Fourier inverse de la fonction h
plot(x1, ih);        dessiner la fonction kernel ih en fonction de x1
ih'                  pour afficher les valeurs de kernel.

```

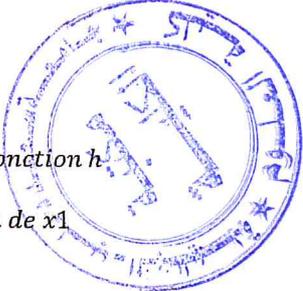


Figure III.8. Exemple d'un programme MATLAB pour déterminer la fonction kernel définie dans l'intervalle $x = [-10, +10]$.

Etude de la fonction kernel

Le paramètre de la dispersion angulaire peut être déterminé à partir de la mesure des profils d'intensité dans l'air.

Dans le cas de l'approximation des diffusions multiples à petits angles, la distribution des électrons (fluence des particules), à la sortie du système de collimation de l'accélérateur linéaire, peut être considérée comme étant gaussienne représentée par la fonction suivante :

$$k(x, y) = [1/2\pi\sigma^2] \exp[-(x^2 + y^2)/(2\sigma^2)] \quad (III. 9)$$

Où σ^2 est la valeur moyenne de x ou de y . La quantité k est le kernel bidimensionnel du faisceau élémentaire [14].

Puisque la diffusion dans deux directions orthogonales peut être traitée indépendamment, le kernel bidimensionnel $K(x, y)$ peut être exprimé comme un produit de deux kernels unidimensionnels:

$$K(x, y) = k(x)k(y) \quad (III. 10)$$

Il est supposé que les formes des fonctions kernels unidimensionnels le long des directions X et Y sont identiques et que le champ est infini suivant la direction Y . Cela réduit le problème à la détermination du kernel unidimensionnel à partir d'un profil d'intensité unidimensionnel dans le plan central de faisceau [14].

$$k(x) = [1/(\sqrt{2\pi}\sigma^2)] \exp[-x^2/2\sigma^2] \quad (III.11)$$

Avec :

$$\sigma = (l_0 + z) \cdot \sigma_{\theta x}$$

Où $\sigma_{\theta x}$ représente la dispersion angulaire responsable de la direction moyenne de propagation des électrons constituant le faisceau élémentaire, l_0 représente la distance entre l'origine du faisceau élémentaire (prise au niveau du collimateur secondaire) et la position $z=0$ (généralement prise à DSP=100cm).

Si on néglige la diffusion dans l'air à une distance $l_0 + z$ à la face d'applicateur, faisant le rapprochement de petits angles, on peut écrire $x = (l_0 + z) \times \theta$ et $\sigma = (l_0 + z) \times \sigma_{\theta x}$ où $\sigma_{\theta x}$ est le paramètre de la dispersion angulaire [13] [14].

Le kernel est considéré comme étant représenté par une forme d'une fonction gaussienne (voir figure III.9). Le paramètre de la dispersion angulaire peut être déterminé empiriquement à partir de la dispersion spatiale.

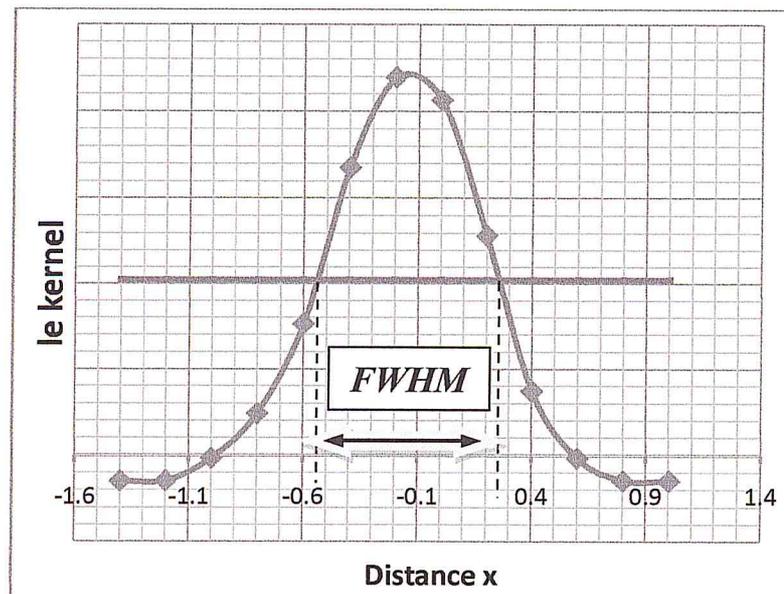


Figure III.9. Représente la fonction kernel pour une énergie 16MeV, une taille de champ carré 100mm, pour le varian 1800.

$$\text{Nous avons } \begin{cases} FWHM = 2.3548 \sigma \\ \sigma = (l_0 + z) \times \sigma_{\theta_x} \text{ (approximation des petits angles)} \end{cases}$$

Où FWHM est la largeur à mi-hauteur, σ est la dispersion spatiale, $(l_0 + z)$ est la distance au bord inférieur d'applicateur et σ_{θ_x} est le paramètre de la dispersion angulaire.

Donc si on détermine la valeur de la largeur à mi-hauteur de la fonction kernel tracée à une DSP donnée, on peut calculer le paramètre de dispersion angulaire σ_{θ_x} .

Résultats et discussion

Chapitre IV

Chapitre IV : Résultats et discussion

Nous avons utilisé les courbes de rendement en profondeur mesurées dans l'eau pour différentes énergies, pour des champs carrés variables. A partir de ces courbes nous avons déterminé les différents paramètres dosimétriques, énergétiques et de parcours, et leur variation en fonction de l'énergie la plus probable à l'entrée de fantôme et de la taille du champ. Ces paramètres ont une importance pour le calcul de dose.

Nous avons effectué l'étude de la région de la pénombre sur des mesures de profils de dose dans l'eau à des différentes profondeurs pour différentes tailles de champs et différentes énergies.

Nous avons déterminé la position de la source virtuelle par la méthode de l'inverse carré ainsi que le paramètre de la dispersion angulaire dans l'air par deux méthodes différentes l'une basée sur la largeur de la pénombre et l'autre sur la déconvolution.

IV.1. Mesure des distributions de doses

IV.1.1. Mesures des distributions de dose dans l'eau

IV.1.1.1. Rendement en profondeur

L'allure des courbes de rendement en profondeur dépend de différents facteurs notamment l'énergie de faisceau, la taille de champ et la distance source surface. Les mesures ont été effectuées à une distance source-surface fixée égale à 100 cm et à des dimensions de champs carrés variables (60×60 , 100×100 , 150×150 , 200×200 et 250×250 mm²) pour les énergies nominales (6, 9, 12, 16, 20 MeV).

IV.1.1.1.1. Variation des courbes de rendement en profondeur avec l'énergie

Les figures VI.1, VI.2, VI.3, VI.4, VI.5, montrent des courbes de rendement en profondeurs, pour différentes énergies, pour des tailles de champs de 50×50 mm², 100×100 mm² et 250×250 mm².

Il apparaît clairement sur ces courbes que la profondeur du maximum de dose augmente avec l'énergie. La pente de la partie décroissante de la courbe est d'autant plus faible que l'énergie des électrons est plus élevée.

On remarque aussi un accroissement de la dose relative à l'entrée D_s/D_m et de la dose relative D_x/D_m due au rayonnement de freinage en fonction de l'augmentation de l'énergie. L'augmentation de cette dernière est principalement due à l'accroissement du parcours des électrons ce qui augmente la production du rayonnement de freinage en profondeur.

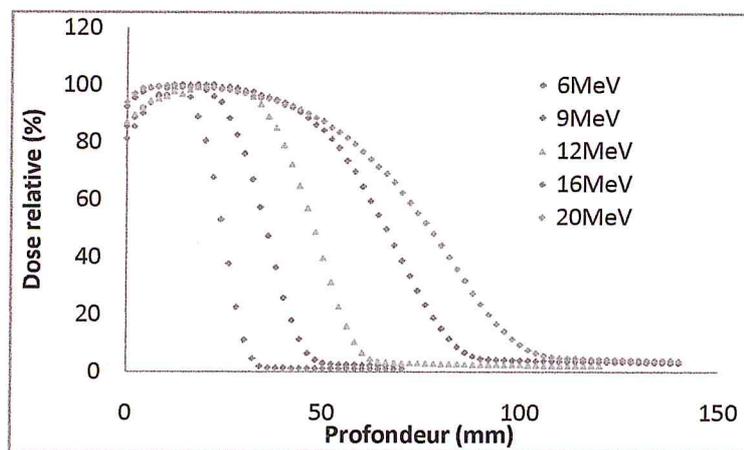


Figure IV.1. Variation du rendement en profondeur pour différentes énergies à une DSP=100cm et à une taille de champ carré de 60 mm de côté.

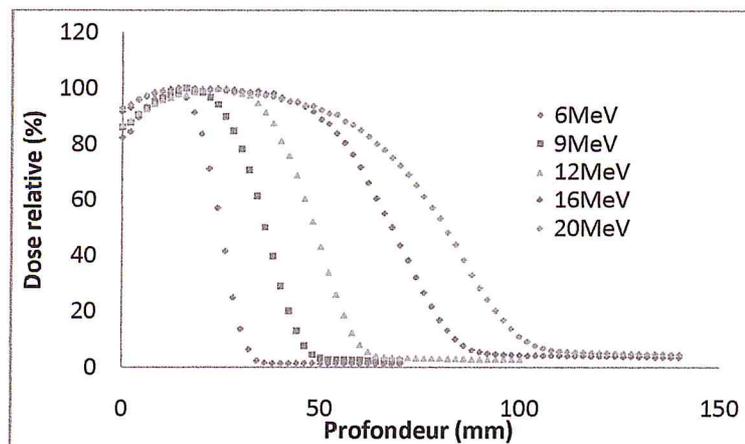


Figure IV.2. Variation du rendement en profondeur pour différentes énergies à une DSP=100cm et à une taille de champ carré de 100 mm de côté.

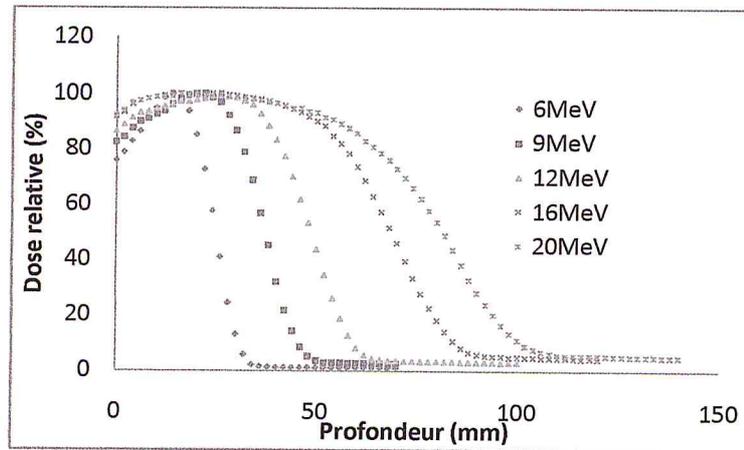


Figure IV.3. Variation du rendement en profondeur pour différentes énergies à une DSP=100cm et à une taille de champ carré de 150 mm de côté.

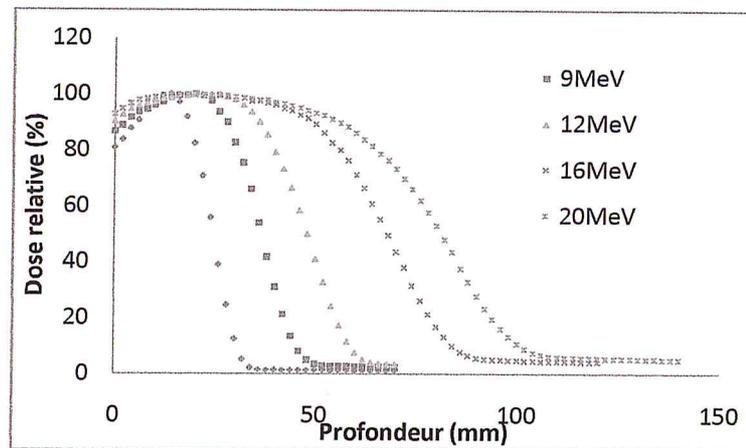


Figure IV.4. Variation du rendement en profondeur pour différentes énergies à une DSP=100cm et à une taille de champ carré de 200 mm de côté.

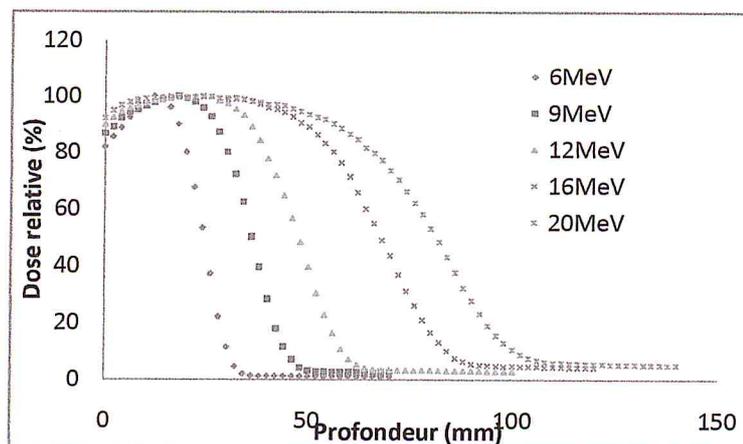


Figure IV.5. Variation du rendement en profondeur pour différentes énergies à une DSP=100cm et à une taille de champ carré de 250 mm de côté.

IV.1.1.1.2. Variation des courbes de rendement en profondeur avec la taille de champ

Les figures IV.6, IV.7, IV.8, IV.9, IV.10 montrent l'allure des courbes de rendement en profondeur pour la même énergie et des dimensions de champs carrés variables.

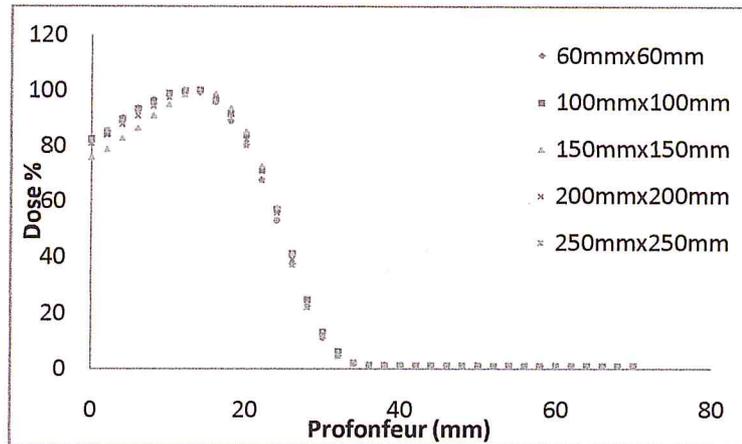


Figure IV.6. Variation du rendement en profondeur pour différentes tailles de champs carrés à une DSP=100cm et à une énergie de 6MeV

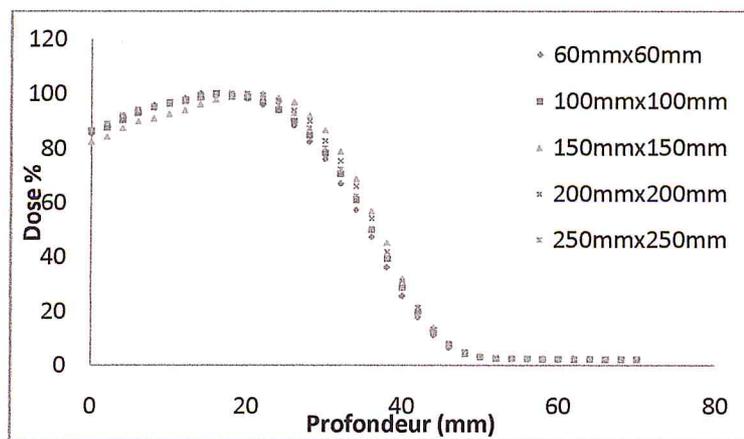


Figure IV.7. Variation du rendement en profondeur pour différentes tailles de champs carrés à une DSP=100cm et à une énergie de 9MeV

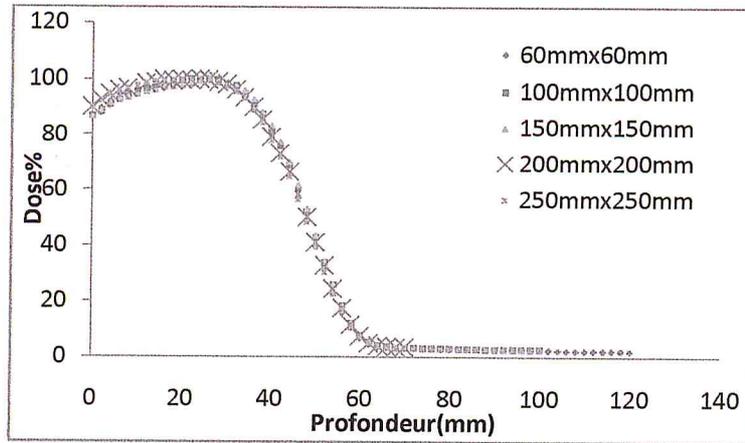


Figure IV.8. Variation du rendement en profondeur pour différentes tailles de champ carré à une DSP=100cm et à une énergie de 12MeV

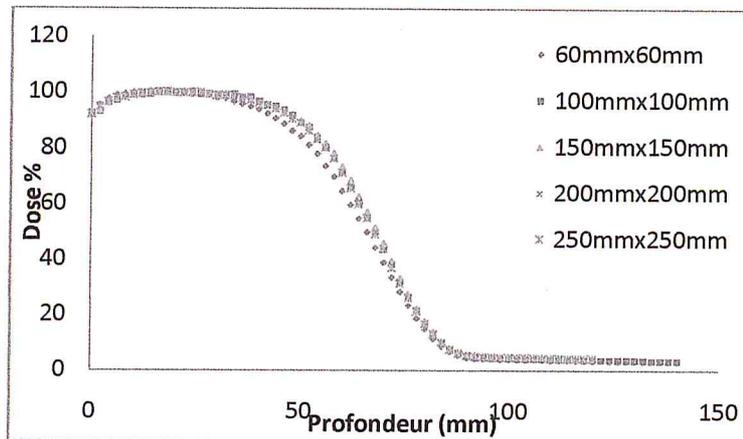


Figure IV.9. Variation du rendement en profondeur pour différentes tailles de champ carré à une DSP=100cm et à une énergie de 16MeV

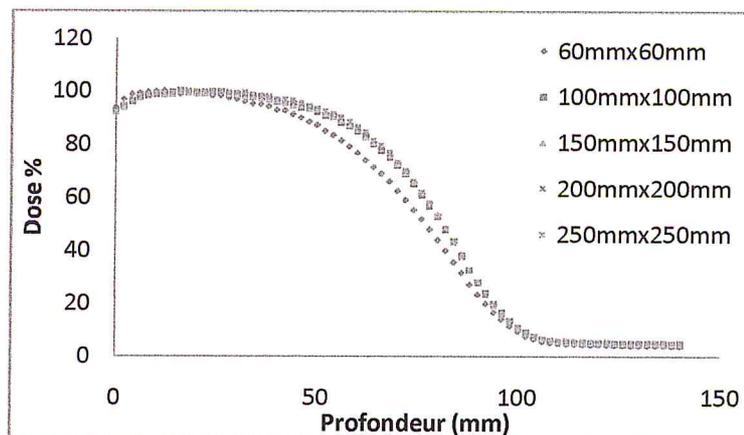


Figure IV.10. Variation du rendement en profondeur pour différentes tailles de champs carrés à une DSP=100cm et à une énergie de 20MeV

D'après les courbes, le rendement en profondeur et la dose à l'entrée augmentent avec la taille de champ du faisceau. Car, pour les petites tailles de champs, les électrons diffusent hors de faisceau donc il y a une diminution de la dose.

Pour les grandes dimensions, la dose en profondeur augmente (tant que les dimensions sont petites par rapport au parcours maximum des électrons). Si les dimensions sont supérieures au parcours maximum des électrons, la dose le long de l'axe est indépendante des dimensions de champ. Cet effet est observable pour les énergies de faisceaux inférieures à 15 MeV, nous remarquons que pour les énergies 16 et 20 MeV pour les tailles de champs supérieures ou égales à $100 \times 100 \text{ cm}^2$.

Pour les grands champs, le maximum de dose se déplace vers la surface, la dose à l'entrée D_S est indépendante du champ. Elle dépend seulement de l'énergie du faisceau incident par contre la dose maximale D_{max} dépend du faisceau primaire et du diffusé qui diminue quand la taille de champ diminue, D_{max} diminue donc le rapport D_S/D_{max} augmente.

IV.1.1.1.3. Etude de la variation des différents paramètres dosimétriques et de parcours avec l'énergie à l'entrée du milieu

Nous avons étudié les variations des différents paramètres de parcours ainsi que les variations de la dose relative à l'entrée et celle du rayonnement de freinage en fonction de l'énergie la plus probable à l'entrée du milieu et de la taille du champ R_p , R_{50} , R_{85} et R_{100} en fonction de l'énergie la plus probable à l'entrée du milieu $E_{p,0}$ à une DSP de 100 cm. Les valeurs des différents parcours sont récapitulées dans le tableau IV.1.

La figure IV.11, montre les variations des différents parcours R_p , R_{50} , R_{85} et R_{100} en fonction de l'énergie la plus probable à l'entrée du milieu $E_{p,0}$. Ces parcours ont été mesurés à partir des courbes de rendements en profondeur pour les différentes tailles de champs carrés, à une DSP de 100 cm.

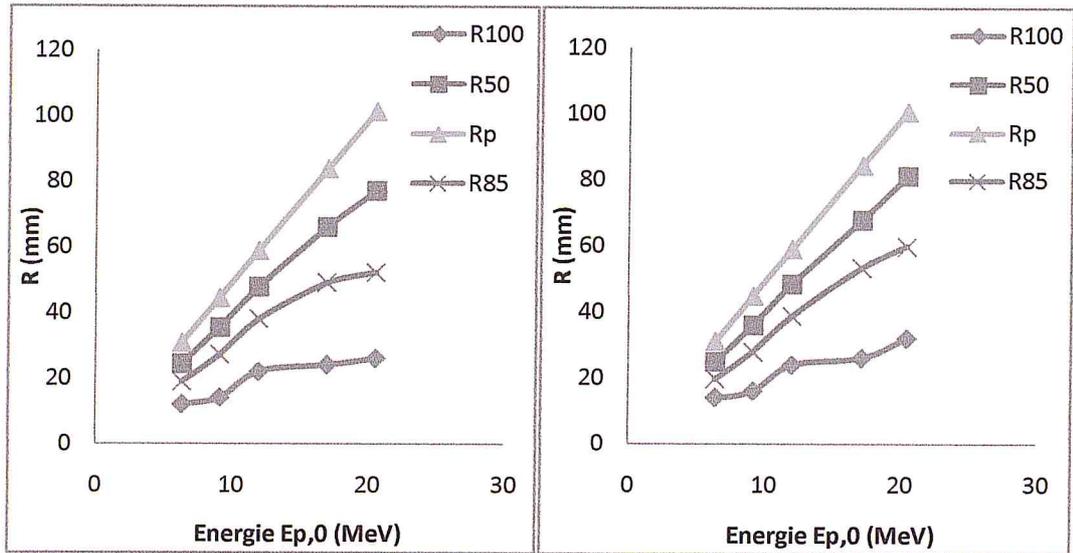
Taille du champ (mm ²)	E (MeV)	R ₁₀₀ (mm)	R ₅₀ (mm)	R _p (mm)	R _q (mm)	R ₈₅ (mm)	D _x (%)	D _s (%)	G	E _{p,0} (MeV)	E ₀ (MeV)
60x60	6	12	24.40	30.90	17.70	18.90	0.80	82.20	2.35	6.35	5.85
	9	14	35.50	44.60	25.60	27.10	2.10	86.10	2.34	9.11	8.36
	12	22	47.70	58.90	35.70	38.00	2.20	87.80	2.54	11.97	11.18
	16	24	65.90	83.80	46.30	49.00	3.00	93.10	2.23	16.98	15.47
	20	26	77.00	101.40	49.90	52.10	3.80	94.60	1.97	20.55	17.8
100x100	6	14	24.90	31.10	18.30	19.70	1.00	82.90	2.43	6.39	5.97
	9	16	36.00	44.90	26.80	27.90	2.10	86.60	2.49	9.16	8.50
	12	24	48.40	59.10	36.90	38.80	2.80	87.30	2.67	12.01	11.36
	16	26	67.90	84.50	49.60	53.30	3.50	92.00	2.42	17.13	15.99
	20	32	81.20	100.80	58.90	59.9	4.30	93.30	2.41	20.43	18.80
150x150	6	14	24.90	30.90	18.60	20.00	1.00	76.60	2.51	6.37	5.98
	9	22	37.20	44.8	28.90	30.40	2.50	82.20	2.81	9.15	8.79
	12	26	48.70	58.9	37.60	39.40	2.90	87.20	2.77	11.97	11.42
	16	28	68.60	84.0	51.30	53.80	4.00	92.00	2.57	17.04	16.11
	20	30	81.50	100.1	60.10	60.40	4.70	92.00	2.50	20.28	18.87
200x200	6	14	24.70	30.80	18.30	19.40	1.10	81.50	2.46	6.34	5.92
	9	20	36.70	44.90	28.20	29.40	2.30	87.20	2.68	9.17	8.66
	12	24	48.00	59.00	36.10	38.20	3.50	90.90	2.57	11.99	11.26
	16	26	67.80	83.80	50.30	52.60	4.20	93.10	2.50	16.99	15.95
	20	30	81.20	99.50	60.30	60.90	4.90	93.30	2.54	20.17	18.80
250x250	6	12	24.40	30.80	17.70	19.00	1.00	82.70	2.36	6.34	5.85
	9	18	36.00	44.50	27.40	28.600	2.50	87.30	2.60	9.08	8.51
	12	24	47.60	58.80	35.50	37.70	2.80	90.50	2.53	11.95	11.15
	16	26	67.60	83.30	50.10	52.80	4.20	92.70	2.51	16.89	15.91
	20	32	81.30	99.40	60.40	61.50	4.90	94.60	2.54	20.16	18.82

Tableau IV.1. Valeurs des différents paramètres dosimétriques et de parcours avec l'énergie à l'entrée du milieu pour les différentes tailles de champs, et différentes énergies.

a. Variation de R₁₀₀

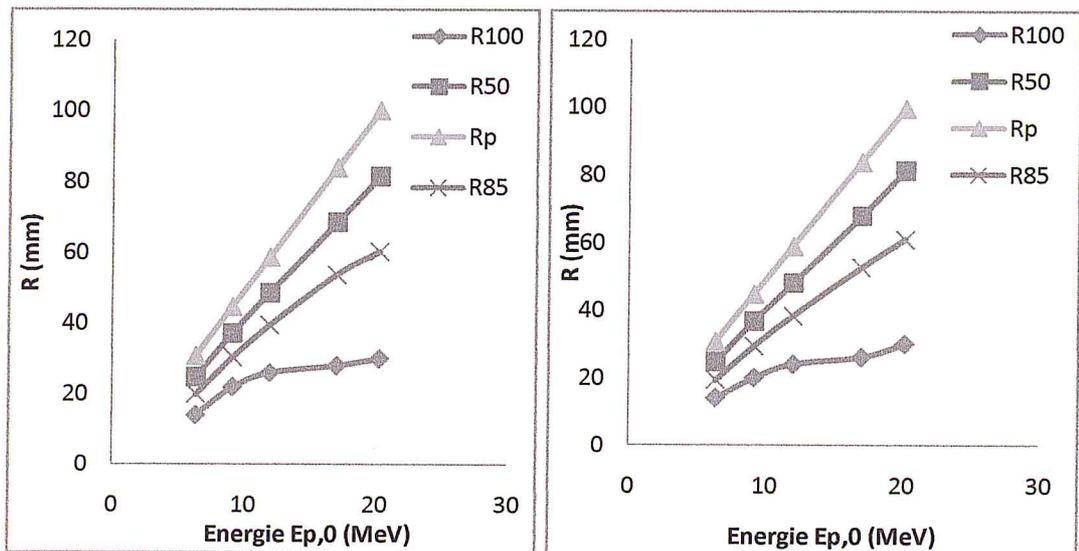
A partir de la figure IV.11, nous remarquons que la profondeur du maximum de dose croît avec l'énergie E_{p,0}. La profondeur du maximum de dose sur la courbe de rendement en profondeur dépend de la perte d'énergie des électrons primaires, de

l'effet de diffusion et de la distance entre la source et la surface d'entrée du milieu, ainsi que de la géométrie de la tête d'irradiation. R_{100} croît avec l'énergie dans la gamme d'énergie étudiée.



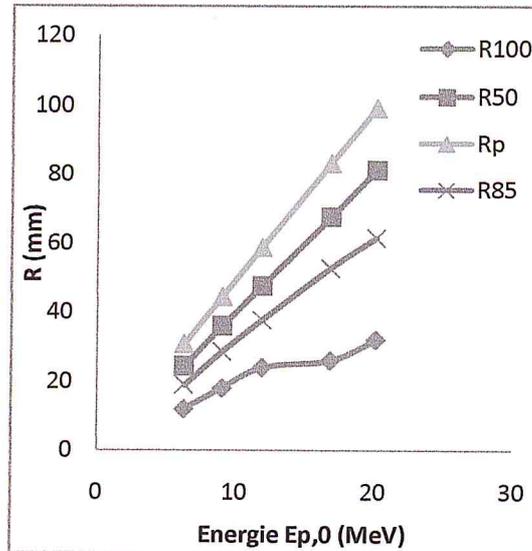
Champ carré de 60mm de côté

Champ carré de 100mm de côté



Champ carré de 150mm de côté

Champ carré de 200mm de côté



Champ carré de 250mm de côté

Figure IV.11. Variation des différents paramètres caractérisant les courbes de rendement en profondeur (R_{50} , R_p , R_{85} , R_{100}) en fonction de l'énergie à l'entrée du milieu pour un champ carré de 160, 100, 150, 200 et 250 mm de côté et une DSP=100 cm.

b. Variation de R_{85}

La variation de R_{85} avec $E_{p,0}$ est pratiquement linéaire dans la gamme d'énergie étudiée (voir figure IV.11). La variation du parcours thérapeutique R_{85} avec $E_{p,0}$ dépend de façon importante de la largeur du spectre en énergie du faisceau. Les valeurs théoriques du parcours thérapeutique qui correspondent au cas d'un faisceau monoénergétique augmentent de façon quasi-linéaire avec l'énergie jusqu'à environ 40 MeV.

Pour la plupart des accélérateurs, le parcours thérapeutique croît linéairement avec l'énergie jusqu'à environ 20 MeV (Swansson, Brahme 1976) puis augmente beaucoup plus lentement pour des énergies supérieures.

c. Variation de D_s/D_m

La variation de la dose relative à l'entrée D_s/D_m , où D_s est la dose à 0,5 mm de profondeur et D_m la dose maximale est représentée par la figure IV.12.

L'angle moyen de la trajectoire des électrons primaires avec l'axe du faisceau décroît quand l'énergie augmente, en conséquence la dose absorbée relative à l'entrée du

milieu croît avec l'énergie pour un faisceau d'électrons large comme le montre la figure IV.12.

L'importance de cette dose dépend beaucoup des conditions d'utilisation pratique du faisceau. En effet, les valeurs de D_s/D_m pour la plupart des faisceaux larges utilisés en radiothérapie sont supérieures aux valeurs calculées à cause de la contamination du faisceau par des photons et des électrons de basse énergie qui prennent naissance dans les différents matériaux en amont de la surface d'entrée du fantôme.

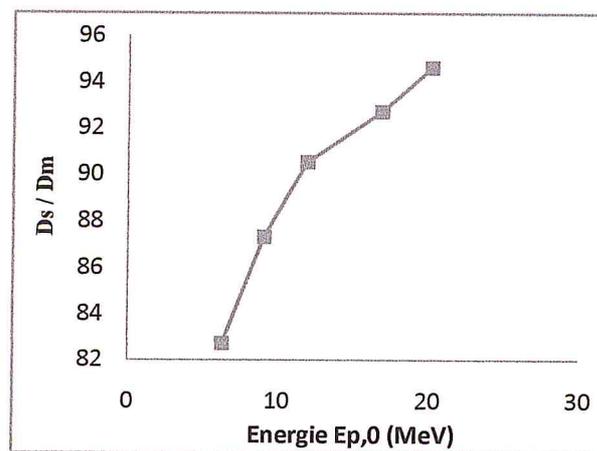


Figure IV.12. Variation de la dose relative en surface D_s/D_m en fonction de l'énergie $E_{p,0}$ pour un champ carré de 250 mm de côté à une DSP = 100 cm.

d. Variation de D_x/D_m

La variation de la dose relative D_x/D_m due au rayonnement de freinage est représentée par la figure IV.13, ce phénomène explique la contamination du faisceau incident par des photons qui ont pris naissance dans les divers matériaux entrant dans la constitution de la tête d'irradiation et des photons générés dans le milieu lui-même. Lorsque le faisceau d'électrons est pur de toute contamination, le rayonnement de freinage est dû uniquement aux photons générés dans le milieu. Comme le montre la figure IV.13, la dose D_x/D_m augmente de façon linéaire avec l'énergie en raison de l'augmentation du diffusé avec l'énergie.

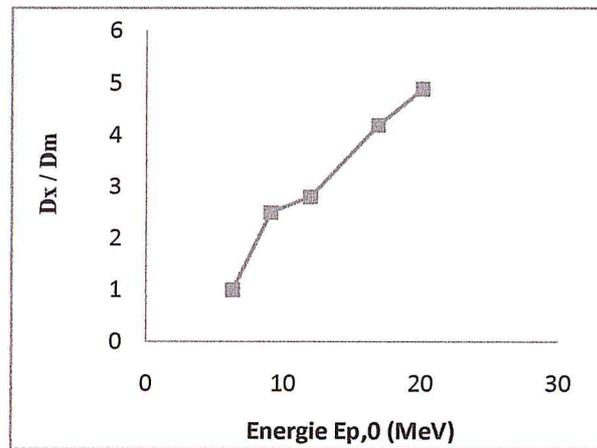
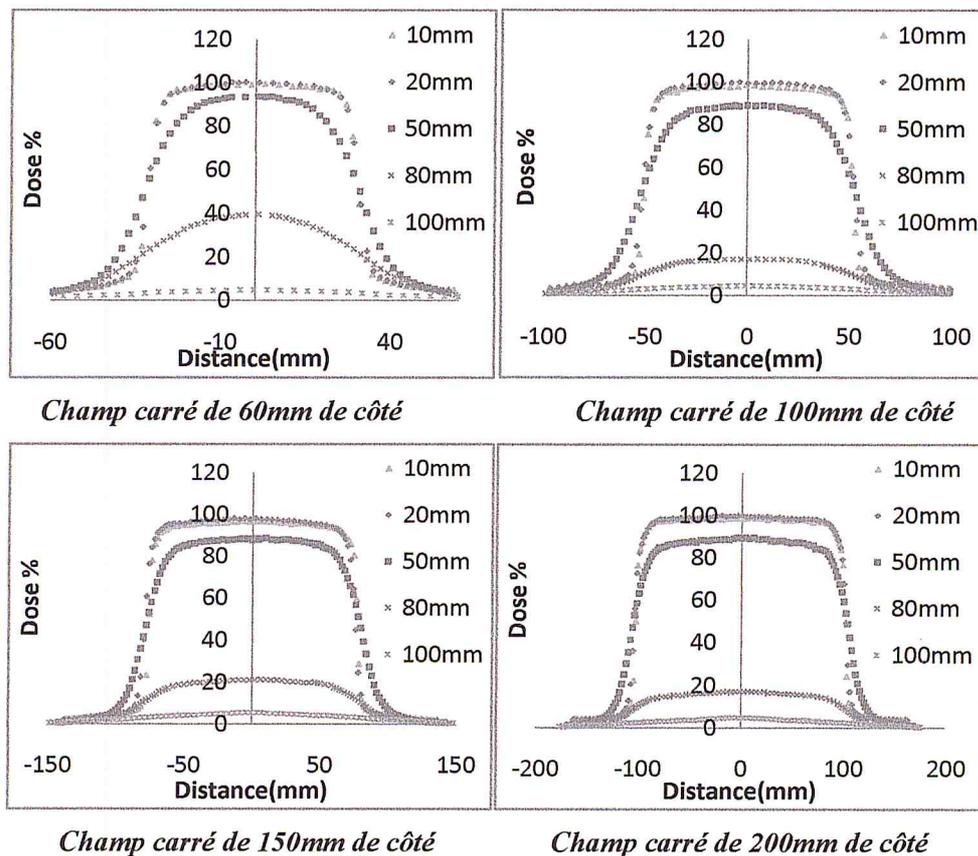


Figure IV.13. Variation de la dose relative D_x/D_m due au rayonnement de freinage en fonction de l'énergie $E_{p,0}$ pour un champ carré de 250 mm de côté et $DSP=100$ cm.

IV.1.1.2. Mesures de profils de dose

La figure IV.14 montre les quatre profils de dose pour quatre tailles de champs carrés (60, 100, 150 et 200mm de côté) pour un faisceau d'énergie de 16 MeV.



Figures IV.14. Variation des profils avec la profondeur pour les champs carrés 60 ,100 ,150 et 200 mm de côté et une énergie de 16 MeV.

IV.1.1.2.1. Etude de la région de la pénombre

La largeur de la pénombre du profil est définie entre l'isodose 80% et 20% du profil. De façon générale, la pénombre varie en fonction de la profondeur et de l'énergie des électrons incidents. Elle varie également avec les dimensions de la source effective.

a. Variation de la pénombre avec l'énergie du faisceau

Plusieurs paramètres interviennent dans la variation de la pénombre en fonction l'énergie du faisceau :

- La diffusion des électrons dans le milieu qui augmente quand l'énergie diminue.
- La présence éventuelle de diffuseurs dans le faisceau.
- La contamination du faisceau par les électrons diffusés.

De plus, la largeur de la pénombre est définie dans un plan de référence dont la profondeur augmente avec l'énergie et la variation de la pénombre est alors liée à la variation de la diffusion avec la profondeur.

La variation de la pénombre avec l'énergie dépend de l'ensemble de ces phénomènes mais l'un ou l'autre à une influence prépondérante selon le type d'accélérateur utilisé. Les mesures que nous avons effectuées montrent que la pénombre du profil à différentes profondeurs diminue quand l'énergie augmente. Les valeurs du tableau IV.2 donnent la largeur de la pénombre pour les énergies 6, 9, 12, 16 et 20 MeV et pour la profondeur 20 mm.

	Champ (mm ²)	6 MeV	9 MeV	12 MeV	16 MeV	20 MeV
20 mm	60x60	12.8	12.1	8.8	7.2	6.6
	100 x 100	13.3	12.7	9.3	7.4	6.7
	150 x 150	14.7	12.8	9.4	7.5	6.9
	200 x 200	15.3	13.3	10.1	7.8	7.5

Tableau IV.2. Largeur de la pénombre (mm) pour les énergies (6, 9, 12, 16 et 20 MeV) mesurées à une même Profondeur et à différentes tailles de champs.

Grâce à la géométrie du système de collimation, la contamination du faisceau incident par des électrons diffusés par les divers matériaux rencontrés par le faisceau est faible. Dans ce cas, la largeur de la pénombre est essentiellement liée à la diffusion des électrons dans le milieu. Les angles de diffusion augmentent quand l'énergie diminue, la pénombre sera d'autant plus large que l'énergie est plus faible. Les valeurs du tableau précédent illustrent bien ce phénomène

b. Variation de la largeur de la pénombre avec les dimensions du champ

La largeur de la pénombre augmente avec les dimensions du champ comme rapporté dans la littérature. Pour les énergies supérieures à 20 MeV, la pénombre qui est très étroite ne se modifie pas avec l'ouverture du collimateur.

Les tableaux suivants montrent la variation de la pénombre avec les dimensions du champ pour différentes énergies et différentes tailles du champ.

Profondeur (mm)	Champ (mm ²)	6MeV	9 MeV	12 MeV	16 MeV	20 MeV
5	60x60	7.1	6.3	4.7	4.5	4.2
	100 x 100	7.7	6.7	5.2	4.4	4.3
	150 x 150	7.6	5.9	5.2	4.3	4.3
	200 x 200	8.4	6.5	5.6	4.8	4.6
10	60x60	8.9	9.7	5.6	5.2	5
	100 x 100	9.1	8.9	5.9	4.9	4.6
	150 x 150	9.6	8.0	6.0	5	4.9
	200 x 200	10.2	7.7	6.6	5.4	5.2
20	60x60	12.8	12.1	8.8	7.2	6.6
	100 x 100	13.3	12.4	9.3	7.6	6.8
	150 x 150	14.7	12.8	9.4	7.7	7.2
	200 x 200	15.3	13.3	10.6	7.8	7.4
30	60x60	14	13.5	12	10.5	9.3
	100 x 100	14.6	14.3	12.4	10.7	9.5
	150 x 150	15.1	14.9	12.8	10.9	9.7
	200 x 200	15.6	15.4	13.5	11.5	11.2

Tableau IV.3. Variation de la pénombre avec les dimensions du champ pour différentes énergies à différentes profondeurs

c. Variation de la pénombre avec la profondeur dans le milieu

La profondeur dans le milieu a une influence prépondérante sur la largeur de la pénombre. Des séries de mesures ont été effectuées pour différentes énergies. Les tableaux IV.4, IV.5, IV.6 et IV.7 montrent la variation de la largeur de la pénombre pour les énergies 6, 9, 12, 16 et 20 MeV mesurée à des différentes profondeurs. L'élargissement de la pénombre avec l'augmentation de la profondeur est dû à l'augmentation de la diffusion en profondeur dans le milieu irradié.

Champ (mm ²)	Profondeur (mm)	6MeV	9MeV	12MeV	16MeV	20MeV
60x60	5	7.1	6.3	4.7	4.5	4.2
	10	8.9	9.7	5.6	5.2	5
	20	12.8	12.1	8.8	7.2	6.6
	30	14	13.5	12	10.5	9.3

Tableau IV.4. Variation de la pénombre avec la profondeur pour différentes énergies pour une taille de champ carré de 60mm de côté.

Champ (mm ²)	Profondeur (mm)	6MeV	9MeV	12MeV	16MeV	20MeV
100 x 100	5	7.7	6.7	5.2	4.4	4.2
	10	9.1	8.9	5.9	4.9	4.6
	20	13.3	12.4	9.3	7.6	6.8
	30	14.6	14.3	12.4	10.7	9.5

Tableau IV.5. Variation de la pénombre avec la profondeur pour différentes énergies pour une taille de champ carré de 100 mm de côté.

Champ (mm ²)	Profondeur (mm)	6MeV	9MeV	12MeV	16MeV	20MeV
150 x 150	5	7.6	5.9	5.2	4.3	4.3
	10	9.6	8.0	6.0	5.0	4.9
	20	14.7	12.8	9.4	7.7	7.2
	30	15.1	14.9	12.8	10.9	9.7

Tableau IV.6. Variation de la pénombre avec la profondeur pour différentes énergies pour une taille de champ carré de 150 mm de côté.

Champ (mm ²)	Profondeur (mm)	6MeV	9MeV	12MeV	16MeV	20MeV
200 x 200	5	8.4	6.5	5.6	4.8	4.6
	10	10.2	7.7	6.6	5.4	5.2
	20	15.3	13.3	10.1	7.8	7.4
	30	15.6	15.4	13.5	11.5	11.2

Tableau IV.7. Variation de la pénombre avec la profondeur pour différentes énergies pour une taille de champ carré de 200mm de côté.

IV.1.2. Mesure des distributions de dose dans l'air

IV.1.2.1. Détermination de la position de la source virtuelle

Nous avons utilisé la méthode de l'inverse des carrés des distances. A cet effet, nous avons mesuré la dose dans l'air à différentes distances source-chambre. La position de la source virtuelle est déterminée par extrapolation de ces lectures.

a. Variation de la position de la source virtuelle avec l'énergie du faisceau et les dimensions du champ

La localisation de la source ponctuelle virtuelle dépend considérablement de l'énergie et de la taille du champ. Les figures suivantes montrent que pour une ouverture de collimateur donnée, la distance entre la source virtuelle et la source réelle des électrons est d'autant plus grande que l'énergie est plus faible. Par ailleurs, pour une énergie donnée, la distance entre la source virtuelle et la source réelle des électrons est d'autant plus grande que les dimensions du faisceau sont plus petites.

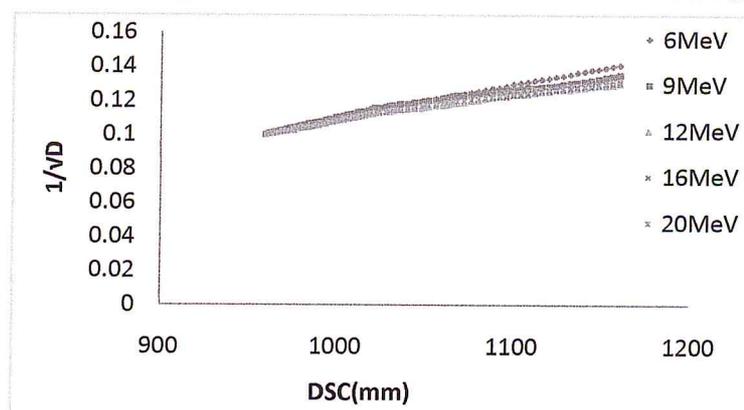


Figure IV.15. Variation de la position de la source virtuelle avec l'énergie du faisceau pour une taille de champ carré fixée de 60 mm de côté.

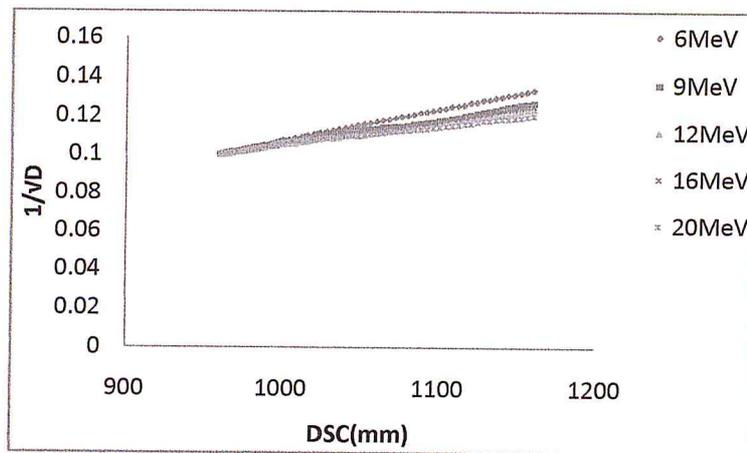


Figure IV.16. Variation de la position de la source virtuelle avec l'énergie du faisceau pour une taille de champ carré fixée de 100mm de côté.

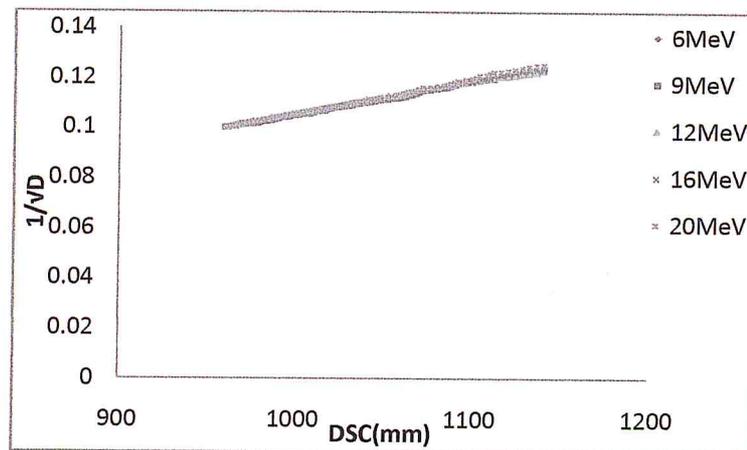


Figure IV.17. Variation de la position de la source virtuelle avec l'énergie du faisceau pour une taille de champ carré fixée de 150mm de côté.

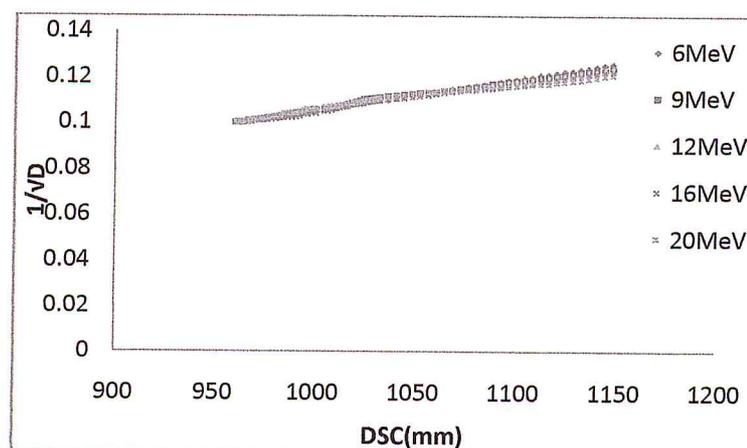


Figure IV.18. Variation de la position de la source virtuelle avec l'énergie du faisceau pour une taille de champ carré fixée de 200mm de côté.

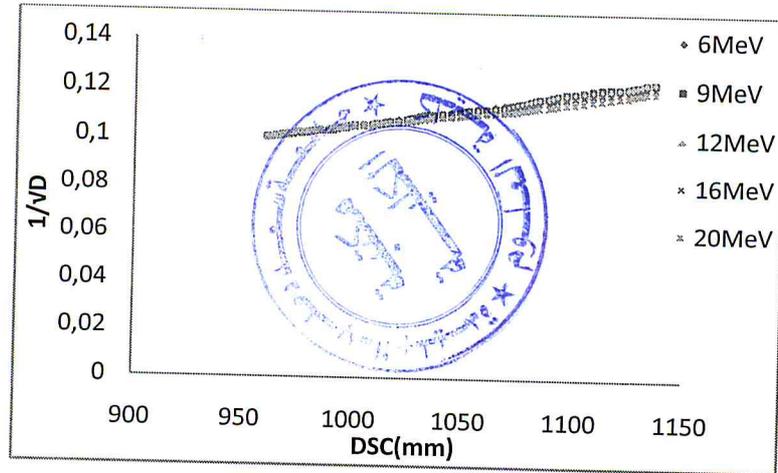


Figure IV.19. Variation de la position de la source virtuelle avec l'énergie du faisceau pour une taille de champ carré fixée de 250mm de côté.

Le tableau IV.8 montre la variation de la distance entre la source virtuelle ponctuelle et la source réelle pour différentes énergies et différentes tailles de champs.

Champ carré (mm ²)	6MeV	9MeV	12MeV	16MeV	20MeV
60×60	454.5	295.5	394	409	276.5
100×100	302	216	148	202	87
150×150	306	275	235	311	385
200×200	330	238	178	189	24
250×250	208	276	254	115	23

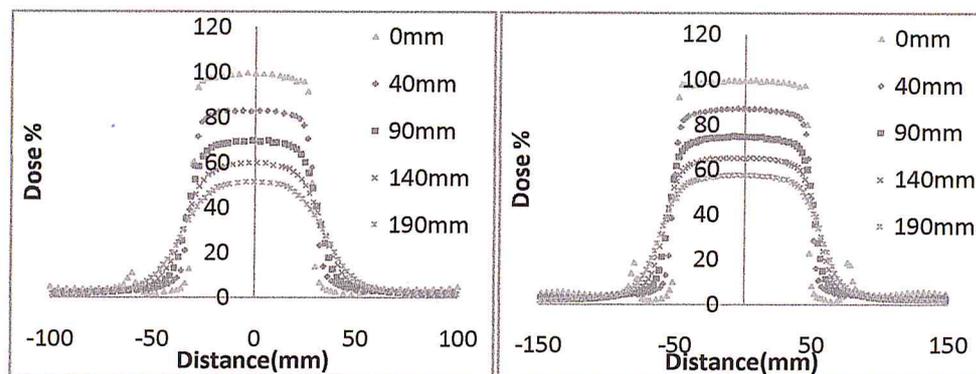
Tableau IV.8. La distance entre la source virtuelle ponctuelle et la source réelle pour différentes énergies et différentes tailles de champs.

IV.1.2.2. Mesure des distributions d'intensité dans l'air

A partir de ces mesures, nous avons entrepris la détermination du paramètre de la dispersion angulaire du faisceau d'électrons dans l'air. Ce paramètre a une importance pour le calcul de dose.

IV.1.2.2.1. Détermination du paramètre de la dispersion angulaire dans l'air

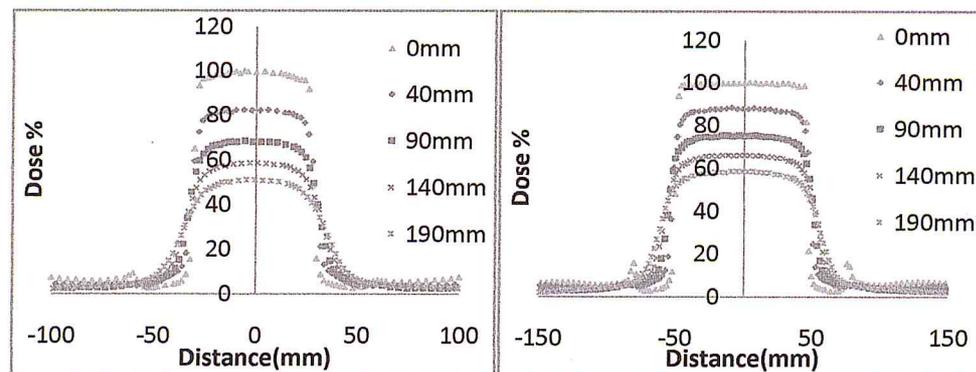
Des mesures de profils de dose ont été effectuées dans l'air à différentes distances de la limite inférieure de l'applicateur. Les figures suivantes montrent le cas de cinq profils de dose pour deux tailles de champs carrés (100×100 , 150×150 mm^2) pour les énergies disponibles sur l'accélérateur linéaire Varian 1800.



Champ carré 100 mm de côté

champ carré 150 mm de côté

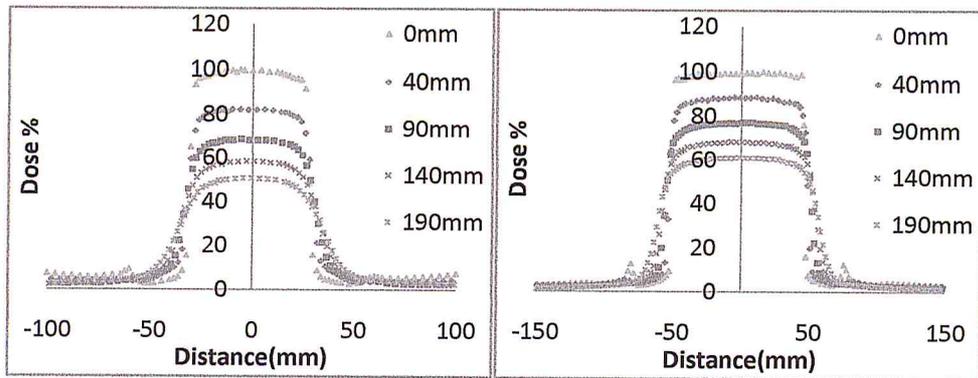
Figures IV.20. Variation des profils dans l'air avec la distance à la face d'applicateur pour les champs carrés 100×100 , 150×150 mm^2 pour l'énergie 6 MeV.



Champ carré 100mm de côté

champ carré 150mm de côté

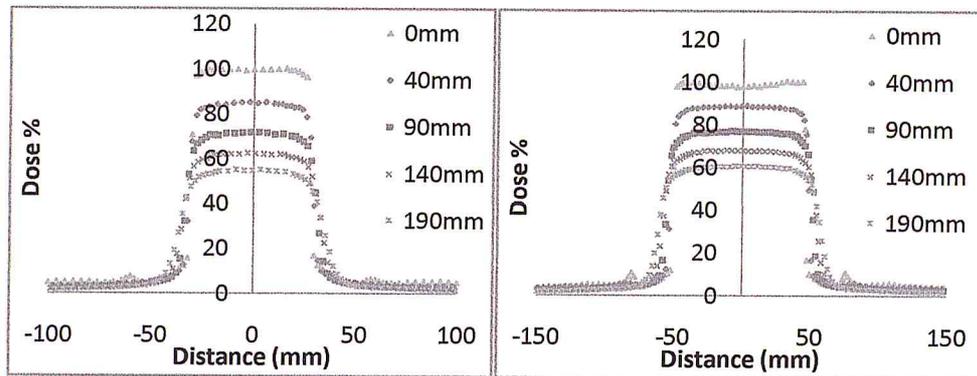
Figures IV.21. Variation des profils dans l'air avec la distance à la face d'applicateur pour les champs carrés 100×100 et 150×150 mm^2 pour l'énergie de 9 MeV.



Champ carré 100mm de côté

Champ carré 150mm de côté

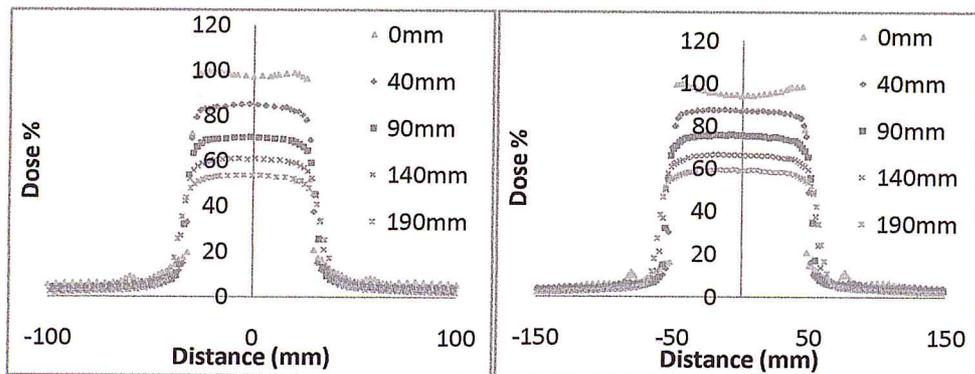
Figures IV.22. Variation des profils dans l'air avec la distance à la face d'applicateur pour les champs carrés 100×100 et $150 \times 150 \text{ mm}^2$. Pour l'énergie de 12 MeV.



Champ carré 100mm de côté

Champ carré 150mm de côté

Figures IV.23. Variation des profils dans l'air avec la distance à la face d'applicateur pour les champs carrés 100×100 et $150 \times 150 \text{ mm}^2$. Pour l'énergie de 16 MeV.



Champ carré 100mm de côté

Champ carré 150mm de côté

Figures IV.24. Variation des profils dans l'air avec la distance à la face d'applicateur pour les champs carrés 100×100 et $150 \times 150 \text{ mm}^2$. Pour l'énergie de 20 MeV.

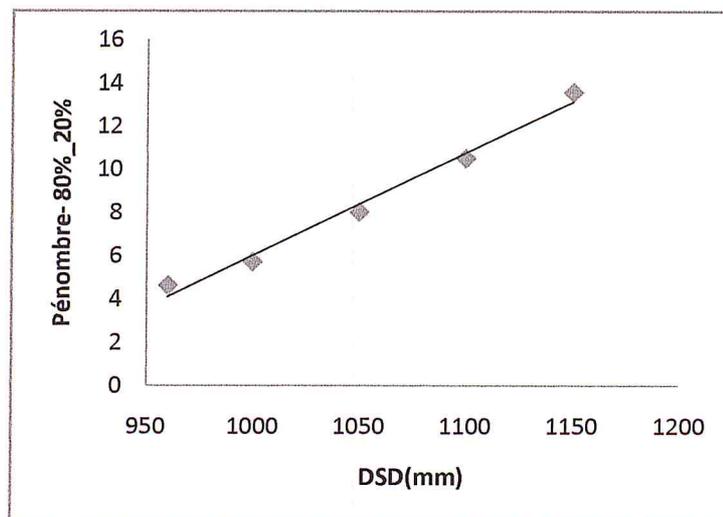
Pour cela et comme cité précédemment, nous avons utilisé deux méthodes : la méthode de largeur de la pénombre et la méthode de déconvolution.

IV.1.2.2.1.a. Méthode de largeur de la pénombre

Nous avons déterminé la dispersion angulaire $\sigma_{\theta x}$ expérimentalement à partir de la largeur de la pénombre mesurée à différentes distances du bord inférieur de l'applicateur. A cet effet, nous avons utilisé la relation empirique donnée par la pénombre mesurée entre 80% et 20% par la relation :

$$\sigma_{\theta x} = 0.595 \frac{\Delta(80\%-20\%.pénombre)}{\Delta(DSD)} \quad (IV.1)$$

Où $\frac{\Delta(80\%-20\%.pénombre)}{\Delta(DSD)}$ est la pente de la courbe donnant la variation de la largeur de la pénombre en fonction de la distance source-diode (voir figure VI.25).



Figures IV.25. Variation de la pénombre en fonction de la distance source-diode, énergie 12MeV et taille de champ carré $100 \times 100 \text{mm}^2$ de l'accélérateur Varian 1800.

À partir des profils dans l'air pour différentes énergies et tailles de champs à cinq distances à la face d'applicateur, allant de 0 à 190 mm pour l'accélérateur linéaire Varian 1800 et de 40 à 200 mm pour le Varian 2100C, les mesures sont représentées dans les tableaux suivants.

Profondeur (mm)	Champ carré (mm ²)	6MeV	9MeV	12MeV	16MeV	20MeV
		Pénombre (mm)	Pénombre (mm)	Pénombre (mm)	Pénombre (mm)	Pénombre (mm)
0	60×60	3.9	4.2	4.2	4.2	4.2
	100×100	4.2	4.3	4.6	4.6	4.8
	150×150	5.2	5.0	4.6	4.7	4.8
	200×200	3.1	2.8	2.8	3	3.4
40	60×60	6.5	5.8	4.7	4.5	5.7
	100×100	7.4	6.9	5.7	5.3	5.4
	150×150	8.6	7.0	6.3	5.8	5.8
	200×200	7.5	6.1	5.3	4	3.8
90	60×60	11.4	9.6	7.2	5.9	5.7
	100×100	12.6	10.9	8.0	6.9	6.6
	150×150	13.8	10.6	9.2	7.9	7.7
	200×200	13.8	10.6	9	7.5	7
140	60×60	16.1	13.4	9.6	7.7	6.9
	100×100	17.6	14.8	10.5	8.5	7.7
	150×150	18.8	14.1	11.9	9.8	9.1
	200×200	20	15.1	12.7	10.3	9.4
190	60×60	20.9	17.1	12.3	9.7	8.7
	100×100	23.2	19.4	13.6	10.7	9.6
	150×150	24.5	18.4	15.3	12.6	11.9
	200×200	26.5	20	16.9	13.7	12.7

Tableau IV.9. Largeur de la pénombre pour différentes énergies et tailles de champs à cinq distances à la face d'applicateur pour l'accélérateur linéaire Varian 1800.

Profondeurs (mm)	Champ carré (mm ²)	6MeV	9MeV	12MeV	16MeV	20MeV
		Pénombre (mm)	Pénombre (mm)	Pénombre (mm)	Pénombre (mm)	Pénombre (mm)
0	40×40	5.7	4.3	3.4	3	2.9
	60×60	5.7	4.3	3.3	2.8	2.7
	150×150	6.1	4.2	3.4	2.8	2.7
	250×250	6.4	4.4	3.5	2.8	2.5
50	40×40	10.6	7.9	6	5	4.5
	60×60	10.7	7.8	5.8	4.8	4.3
	150×150	11.4	7.8	6.2	4.9	4.2
	250×250	12.2	8.3	6.4	5	4.3
100	40×40	15.2	11.6	8.6	6.9	6.1
	60×60	15.6	11.5	8.6	6.8	5.9
	150×150	17	11.6	9.2	7.1	6.2
	250×250	17.9	12.2	9.4	7.2	6.1
150	40×40	19.4	15	11.4	9.1	7.8
	60×60	20.4	15.4	11.5	9.2	7.9
	150×150	22.7	15.5	12.2	9.5	8.2
	250×250	23.7	16.1	12	9.1	7.6
200	40×40	23.2	18.3	14	11.4	9.8
	60×60	25.1	19	14.3	11.4	9.7
	150×150	28.3	19.6	15.1	11.7	9.9
	250×250	30.2	20.7	15.4	11.7	9.9

Tableau IV.10. Largeur de la pénombre pour différentes énergies et tailles de champs à cinq distances à la face d'applicateur pour l'accélérateur linéaire Varian 2100C.

Les tableaux IV.11 et IV.12 montrent la variation du paramètre de diffusion angulaire $\sigma_{\theta x}$, calculé par la relation (IV.1), en fonction de l'énergie et les tailles de champs pour différentes profondeurs (distances au bord inférieur d'applicateur) pour les deux types d'accélérateurs.

Profondeur (mm)	Champ carré (mm ²)	6MeV	9MeV	12MeV	16MeV	20MeV
		$\sigma_{\theta x}$				
0	60×60	0.2320	0.2499	0.2499	0.2499	0.2499
	100×100	0.2499	0.2558	0.2737	0.2737	0.2856
	150×150	0.3094	0.2975	0.2737	0.2796	0.2856
	200×200	0.1844	0.1666	0.1666	0.1785	0.2023
40	60×60	0.0773	0.0690	0.0559	0.0535	0.0678
	100×100	0.0880	0.0821	0.0678	0.0630	0.0642
	150×150	0.1023	0.0833	0.0749	0.0690	0.0690
	200×200	0.0892	0.0725	0.0630	0.0476	0.0452
90	60×60	0.0678	0.0571	0.0428	0.0351	0.0339
	100×100	0.0749	0.0648	0.0477	0.0410	0.0392
	150×150	0.0821	0.0630	0.0547	0.0470	0.0458
	200×200	0.0821	0.0630	0.0535	0.0446	0.0416
140	60×60	0.0638	0.0531	0.0380	0.0305	0.0273
	100×100	0.0698	0.0587	0.0416	0.0337	0.0305
	150×150	0.0745	0.0559	0.0472	0.0388	0.0360
	200×200	0.0793	0.0598	0.0503	0.0408	0.0372
190	60×60	0.0621	0.0508	0.0365	0.0288	0.0258
	100×100	0.0690	0.0577	0.0404	0.0318	0.0285
	150×150	0.0728	0.0547	0.0455	0.0374	0.0354
	200×200	0.0788	0.0595	0.0502	0.0407	0.0377

Tableau IV.11. Variation de paramètre de dispersion angulaire $\sigma_{\theta x}$ en fonction de l'énergie et les tailles de champs, pour différentes profondeurs, pour le Varian 1800.

Profondeurs (mm)	Champ carré (mm ²)	6MeV	9MeV	12MeV	16MeV	20MeV
		$\sigma_{\theta x}$				
0	40×40	0.0678	0.0511	0.0404	0.0357	0.0345
	60×60	0.0678	0.0511	0.0392	0.0333	0.0321
	150×150	0.0725	0.0499	0.0404	0.0333	0.0321
	250×250	0.0761	0.0523	0.0416	0.0333	0.0297
50	40×40	0.0630	0.0470	0.0357	0.0297	0.0267
	60×60	0.0636	0.0464	0.0345	0.0285	0.0255
	150×150	0.0678	0.0464	0.0368	0.0291	0.0249
	250×250	0.0725	0.0493	0.0380	0.0297	0.0255
100	40×40	0.0602	0.0460	0.0341	0.0273	0.0241
	60×60	0.0618	0.0456	0.0341	0.0269	0.0234
	150×150	0.0674	0.0460	0.0364	0.0281	0.0245
	250×250	0.0710	0.0483	0.0372	0.0285	0.0241
150	40×40	0.0577	0.0446	0.0339	0.0270	0.0232
	60×60	0.0606	0.0458	0.0342	0.0273	0.0235
	150×150	0.0675	0.0461	0.0362	0.0282	0.0243
	250×250	0.0705	0.0478	0.0357	0.0270	0.0226
200	40×40	0.0552	0.0435	0.0333	0.0271	0.0233
	60×60	0.0597	0.0452	0.0340	0.0271	0.0230
	150×150	0.0673	0.0466	0.0359	0.0278	0.0235
	250×250	0.0718	0.0492	0.0366	0.0278	0.0235

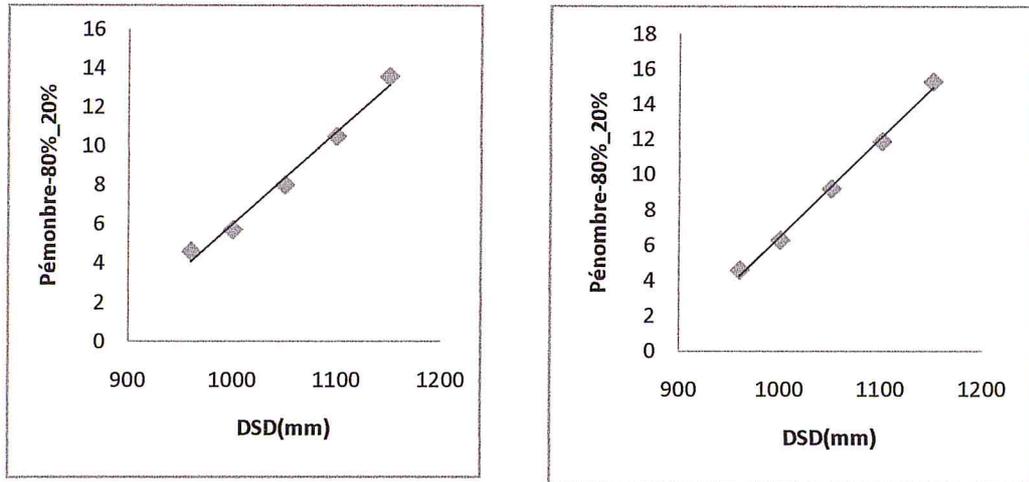
Tableau IV.12. Variation de paramètre de dispersion angulaire $\sigma_{\theta x}$ en fonction de l'énergie et les tailles de champs pour différentes profondeurs pour le Varian 2100C.

Le paramètre de la dispersion angulaire dans l'air est plus important pour les faibles énergies lorsque le faisceau d'électrons traverse les différents matériaux situés entre la fenêtre de sortie de l'accélérateur et la surface du fantôme, les pertes d'énergie déplacent le spectre vers les énergies plus faibles, tandis que les fluctuations de ces pertes d'énergie tendent à élargir le spectre. Ceci se produit également lorsque les électrons pénètrent dans le fantôme.

Les pertes d'énergie dans l'air sont moins importantes pour les hautes énergies. C'est ce qui explique la diminution de la dispersion dans l'air avec l'augmentation de l'énergie.

Détermination de la dispersion angulaire initiale σ_{θ_0}

Nous avons déterminé la dispersion angulaire σ_{θ_x} à partir des pénombres mesurées dans l'air à différentes distances source-diode. La valeur de σ_{θ_0} est déterminée par extrapolation de ces lectures au niveau de la valeur de $DSD = 95\text{cm}$ correspondant à la distance source-bas d'applicateur, c-à-dire juste au niveau de sa sortie.



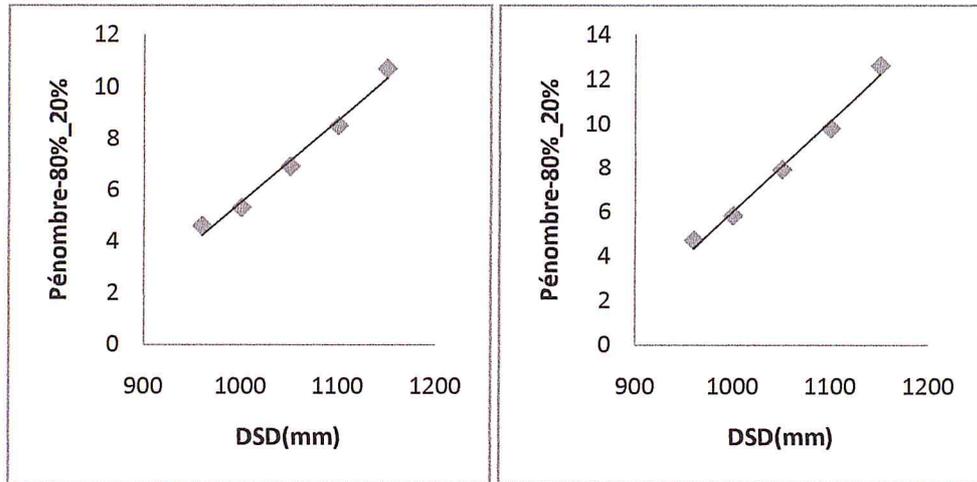
Champ carré 100mm de côté

Champ carré 150mm de côté

Figures IV.26. Variation de la dispersion angulaire σ_{θ_x} en fonction de la distance source-diode pour les énergies 12 MeV, pour les tailles de champs $100 \times 100 \text{ mm}^2$ et $150 \times 150 \text{ mm}^2$ de l'accélérateur Varian 1800.

Le paramètre de dispersion angulaire à la face d'applicateur σ_{θ_0} est utilisé pour prédire la propagation spatiale de l'électron à la surface de patient.

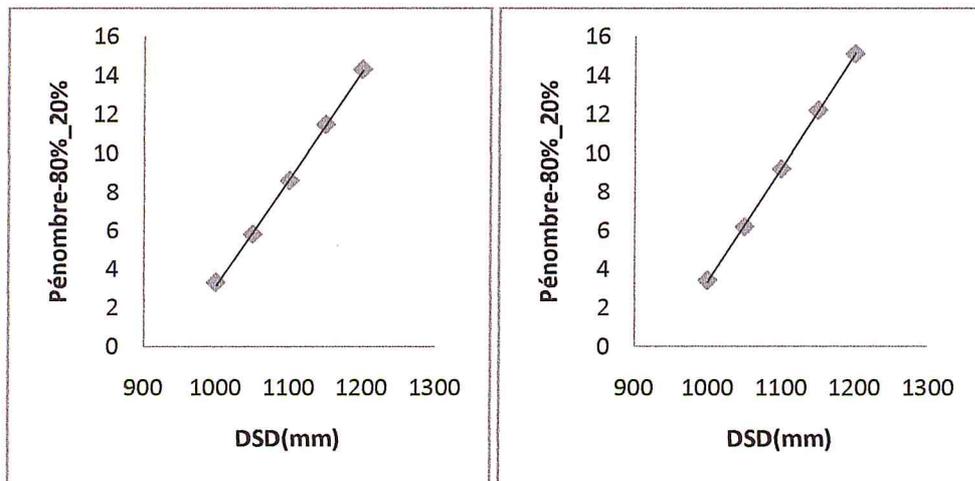
A partir des pénombres mesurées dans l'air à différentes distances source-diode, la valeur de σ_{θ_0} est déterminée par l'extrapolation de ces lectures. Les figures IV.26, IV.27, IV.28 et IV.29 montrent la détermination de σ_{θ_0} par extrapolation de la partie linéaire de la courbe de variation de la pénombre en fonction de la distance source-diode pour les énergies 12 et 16 MeV, pour différents tailles de champs et pour les deux types d'accélérateurs.



Champ carré 100mm de côté

Champ carré 150mm de côté

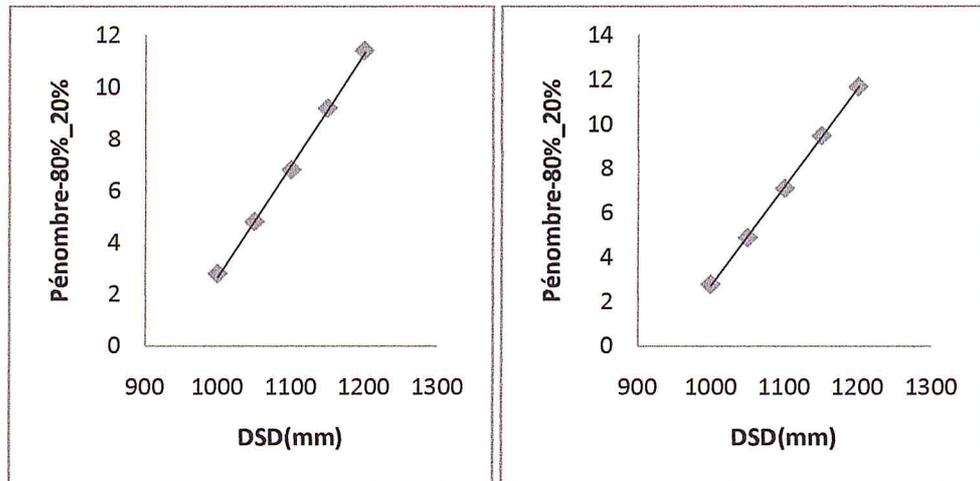
Figures IV.27. Variation de la dispersion angulaire σ_{θ_x} en fonction de la distance source-diode pour les énergies 16 MeV, pour les tailles de champs $100 \times 100 \text{ mm}^2$ et $150 \times 150 \text{ mm}^2$ de l'accélérateur Varian 1800.



Champ carré 60mm de côté

Champ carré 150mm de côté

Figures IV.28. Variation de la dispersion angulaire σ_{θ_x} en fonction de la distance source-diode pour les énergies 12 MeV, pour les tailles de champs $60 \times 60 \text{ mm}^2$ et $150 \times 150 \text{ mm}^2$ de l'accélérateur Varian 2100C.



Champ carré 60mm de côté

Champ carré 150mm de côté

Figures IV.29. Variation de la dispersion angulaire σ_{θ_x} en fonction de la distance source-diode pour les énergies 16 MeV, pour les tailles de champs $60 \times 60 \text{ mm}^2$ et $150 \times 150 \text{ mm}^2$ de l'accélérateur Varian 2100C.

Les tableaux IV.13 et IV.14 montrent les valeurs de σ_{θ_0} déduits par extrapolation.

Champ carré (mm ²)	6MeV	9MeV	12MeV	16MeV	20MeV
	σ_{θ_0}	σ_{θ_0}	σ_{θ_0}	σ_{θ_0}	σ_{θ_0}
60×60	0.1692	0.1755	0.1705	0.1696	0.1766
100×100	0.1836	0.1849	0.1899	0.1878	0.1963
150×150	0.2256	0.2106	0.1931	0.1938	0.1977
200×200	0.1457	0.1290	0.1245	0.1251	0.1376

Tableau IV.13. Représentation de la valeur de la dispersion angulaire initiale pour différentes énergies et différentes tailles de champs de l'accélérateur VARIAN 1800.

Champ carré (mm ²)	6MeV	9MeV	12MeV	16MeV	20MeV
	σ_{θ_0}	σ_{θ_0}	σ_{θ_0}	σ_{θ_0}	σ_{θ_0}
40×40	0.0716	0.0520	0.0416	0.0366	0.0354
60×60	0.0691	0.0506	0.0382	0.0335	0.0325
150×150	0.0722	0.0485	0.0400	0.0328	0.0322
250×250	0.0761	0.0514	0.0421	0.0343	0.0308

Tableau IV.14. Représentation de la valeur de la dispersion angulaire initiale pour différentes énergies et différentes tailles de champs, de l'accélérateur VARIAN 2100C.

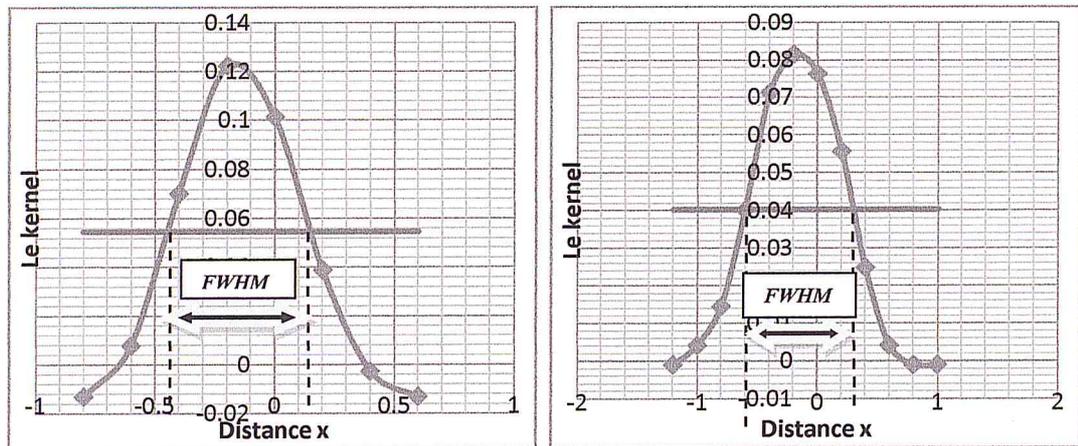
Nous remarquons que pour une énergie donnée, le paramètre σ_{θ_0} augmente avec la taille du champ puis diminue à partir de la taille $15 \times 15 \text{ cm}^2$. Cette augmentation est due à l'accroissement de la diffusion et à l'augmentation des angles de déflexion des électrons dans la tête d'irradiation. Au-delà d'une certaine taille de champ, la perte

en électron n'est plus compensée par les électrons diffusés. Ce qui conduit à la diminution du paramètre σ_{θ_0} .

IV.1.2.2.1.b. Méthode de déconvolution

Nous avons déterminé la fonction kernel par la déconvolution des fonctions de distributions de profils d'intensités mesurés dans l'air à une DSP=100cm et 110cm. Nous avons utilisé comme outil de calcul la programmation MATLAB.

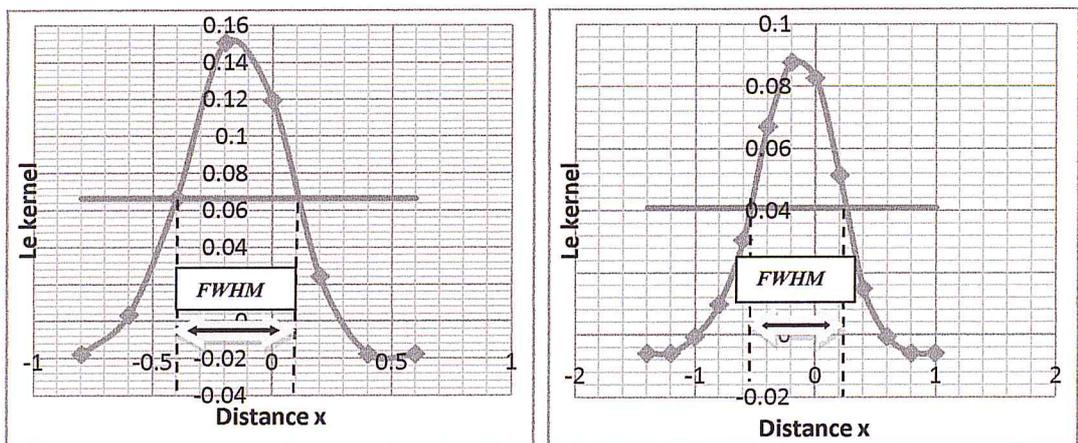
Le kernel est considéré comme étant représenté par une forme gaussienne, et le paramètre de la dispersion angulaire peut être déterminé empiriquement à partir de la dispersion spatiale.



Champ carré de 60mm de côté

Champ carré de 100mm de côté

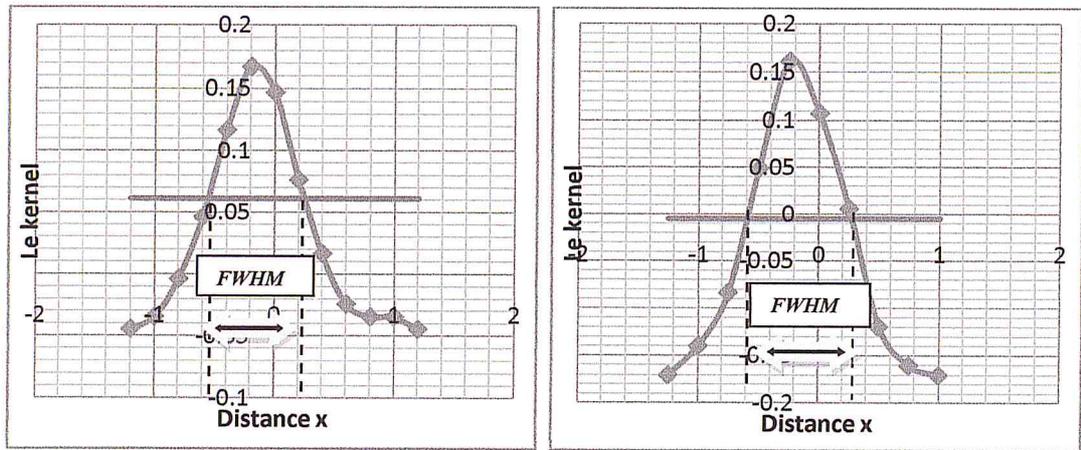
Figure IV.30. Représente la fonction kernel pour une énergie 12MeV, un champ carré de 60 et 100mm de côté à une DSP=100 cm de l'accélérateur Varian 1800.



Champ carré de 60mm de côté

Champ carré de 100mm de côté

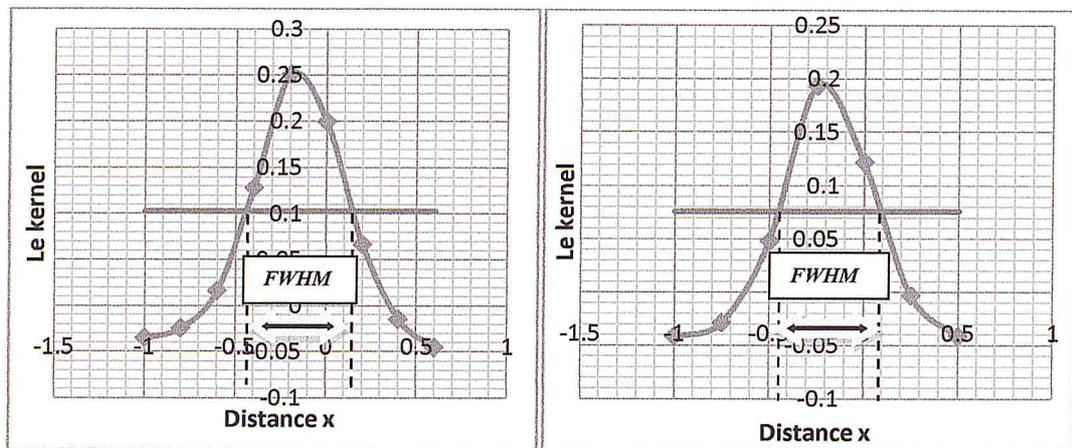
Figure IV.31. Représente la fonction kernel pour une énergie 16 MeV, un champ carré de 60 et 100 mm de côté à une DSP=100 cm de l'accélérateur Varian 1800.



Champ carré de 40mm de côté

Champ carré de 150mm de côté

Figure IV.32. Représente la fonction kernel pour une énergie 6MeV, un champ carré de 40 et 150mm de côté à une DSP=100 cm de l'accélérateur VARIAN 2100C.



Champ carré de 40mm de côté

Champ carré de 150mm de côté

Figure IV.33. Représente la fonction kernel pour une énergie 9MeV, pour un champ carré de 40 et 150 mm de côté à une DSP=100 cm, de l'accélérateur VARIAN 2100C.

Les résultats trouvés pour différentes énergies et différents tailles de champs pour DSP=100cm et DSP=110cm, pour les deux type d'accélérateurs sont représentées dans les tableaux suivants.

Champ carré (mm ²)	6MeV	9MeV	12MeV	16MeV	20MeV
	FWHM	FWHM	FWHM	FWHM	FWHM
60×60	0.80	0.68	0.60	0.51	0.52
100×100	0.74	0.875	0.90	0.80	0.80
150×150	0.83	0.74	0.70	0.63	0.58
200×200	0.76	0.56	0.52	0.43	0.44

Tableau IV.15. Représentation de la valeur de largeur à mi-hauteur pour différentes énergies et différents tailles de champs pour une DSP=100cm, de l'accélérateur VARIAN 1800.

Champ carré (mm ²)	6MeV	9MeV	12MeV	16MeV	20MeV
	FWHM	FWHM	FWHM	FWHM	FWHM
40×40	0.80	0.58	0.47	0.41	0.4
60×60	0.58	0.54	0.34	0.38	0.36
150×150	0.87	0.54	0.50	0.44	0.44
250×250	0,90	0.32	0.31	0.55	0.35

Tableau IV.16. Représentation de la valeur de largeur à mi-hauteur pour différentes énergies et différents tailles de champs à une DSP=100cm de l'accélérateur VARIAN2100C.

Champ carré (mm ²)	6MeV	9MeV	12MeV	16MeV	20MeV
	σ	σ	σ	σ	σ
60×60	0.3397	0.2887	0.2547	0.2165	0.2208
100×100	0.3142	0.3715	0.3821	0.3397	0.3397
150×150	0.3524	0.3142	0.2972	0.2675	0.2463
200×200	0.3227	0.2378	0.2208	0.1826	0.1868

Tableau IV.17. Représentation de la valeur de la dispersion spatiale pour différentes énergies et différents tailles de champs à une DSP=100cm de l'accélérateur VARIAN 1800.

Champ carré (mm ²)	6MeV	9MeV	12MeV	16MeV	20MeV
	σ	σ	σ	σ	σ
40×40	0.3397	0.2463	0.1995	0.1741	0.1698
60×60	0.2463	0.2293	0.1443	0.1613	0.1528
150×150	0.3694	0.2293	0.2123	0.1868	0.1868
250×250	0.3825	0.1358	0.1316	0.2335	0.1486

Tableau IV.18. Représentation de la valeur de la dispersion spatiale pour différentes énergies et différents tailles de champs à une DSP=100cm de l'accélérateur VARIAN 2100C.

Champ carré (mm ²)	6MeV	9MeV	12MeV	16MeV	20MeV
	$\sigma_{\theta x}$				
60×60	0.0679	0.0577	0.0509	0.0433	0.0441
100×100	0.0628	0.0743	0.0764	0.0679	0.0679
150×150	0.0704	0.0628	0.0594	0.0535	0.0492
200×200	0.0645	0.0475	0.0441	0.0365	0.0373

Tableau IV.19. Représentation de la valeur de la dispersion angulaire pour différentes énergies et différents tailles de champs à une DSP=100cm de l'accélérateur VARIAN 1800.

Champ carré (mm ²)	6MeV	9MeV	12MeV	16MeV	20MeV
	$\sigma_{\theta x}$				
40×40	0.0679	0.0492	0.0399	0.0348	0.0339
60×60	0.0492	0.0458	0.0288	0.0322	0.0305
150×150	0.0738	0.0458	0.0424	0.0373	0.0373
250×250	0.0765	0.02716	0.0263	0.0467	0.0297

Tableau IV.20. Représentation des valeurs de la dispersion angulaire pour différentes énergies et différents tailles de champs à une DSP=100cm de l'accélérateur VARIAN 2100C.

Champ carré (mm ²)	6MeV	9MeV	12MeV	16MeV	20MeV
	FWHM	FWHM	FWHM	FWHM	FWHM
60×60	2.325	1.522	1.130	0.936	0.787
100×100	2.395	1.826	1.434	1.119	1.253
150×150	2.631	1.974	1.667	1.335	1.271
200×200	2.801	2.112	1.847	1.476	1.313

Tableau IV.21. Représentation de la valeur de largeur à mi-hauteur pour différentes énergies et différents tailles de champs à une DSP=110cm de l'accélérateur VARIAN 1800.

Champ carré (mm ²)	6MeV	9MeV	12MeV	16MeV	20MeV
	FWHM	FWHM	FWHM	FWHM	FWHM
40×40	2.373	1.448	1.275	1.034	0.886
60×60	2.465	1.621	1.306	0.985	0.861
150×150	2.380	1.624	1.321	0.992	0.883
250×250	2.507	1.706	1.331	0.989	0.960

Tableau IV.22. Représentation de la valeur de largeur à mi-hauteur pour différentes énergies et différentes tailles de champs à une DSP=110cm de l'accélérateur VARIAN 2100C.

Champ carré (mm ²)	6MeV	9MeV	12MeV	16MeV	20MeV
	σ	σ	σ	σ	σ
60×60	0.9870	0.6465	0.4800	0.3975	0.3345
100×100	1.0170	0.7755	0.6090	0.4755	0.5325
150×150	1.1175	0.8385	0.7080	0.5670	0.5400
200×200	1.1895	0.8970	0.7845	0.6270	0.5580

Tableau IV.23. Représentation de la valeur de la dispersion spatiale pour différentes énergies et différents tailles de champs à une DSP=110cm de l'accélérateur VARIAN 1800.

Champ carré (mm ²)	6MeV	9MeV	12MeV	16MeV	20MeV
	σ	σ	σ	σ	σ
40×40	1.0080	0.6150	0.5415	0.4395	0.3765
60×60	1.0470	0.6885	0.5550	0.4185	0.3660
150×150	1.0110	0.6900	0.5610	0.4215	0.3750
250×250	1.0650	0.7245	0.5655	0.4200	0.4078

Tableau IV.24. Représentation de la valeur de la dispersion spatiale pour différentes énergies et différents tailles de champs à une DSP=110cm de l'accélérateur VARIAN 2100C.

Champ carré (mm ²)	6MeV	9MeV	12MeV	16MeV	20MeV
	$\sigma_{\theta x}$				
60×60	0.0658	0.0431	0.0320	0.0265	0.0223
100×100	0.0678	0.0517	0.0406	0.0317	0.0355
150×150	0.0745	0.0559	0.0472	0.0378	0.0360
200×200	0.0793	0.0598	0.0523	0.0418	0.0372

Tableau IV.25. Représentation de la valeur de la dispersion angulaire pour différentes énergies et différents tailles de champs à une DSP=110cm de l'accélérateur VARIAN 1800.

Champ carré (mm ²)	6MeV	9MeV	12MeV	16MeV	20MeV
	$\sigma_{\theta x}$				
40×40	0.0672	0.0410	0.0361	0.0293	0.0251
60×60	0.0698	0.0459	0.0370	0.0279	0.0244
150×150	0.0674	0.0460	0.0374	0.0281	0.0250
250×250	0.0710	0.0483	0.0377	0.0280	0.02719

Tableau IV.26. Représentation de la valeur de la dispersion angulaire pour différentes énergies et différentes tailles de champs à une DSP=110cm de l'accélérateur VARIAN 2100C.

Nous constatons que les résultats obtenus par la méthode de déconvolution ont les mêmes allures que ceux obtenus avec la méthode de la largeur de la pénombre si on compare les résultats obtenus par les deux méthodes pour la DSP=100cm.

Taille de champ (mm ²)	Energie(MeV)	Pénombre	Déconvolution	Rapport
60×60	6	0.0773	0.0679	1.1384
	9	0.0690	0.0577	1.1958
	12	0.0559	0.0509	1.0982
	16	0.0535	0.0433	1.2355
	20	0.0678	0.0441	1.5374
100×100	6	0.0880	0.0628	1.4012
	9	0.0821	0.0743	1.1049
	12	0.0678	0.0764	0.8874
	16	0.0630	0.0679	0.9278
	20	0.0642	0.0679	0.9455
150×150	6	0.1023	0.0704	1.4531
	9	0.0833	0.0628	1.3264
	12	0.0749	0.0594	1.2609
	16	0.0690	0.0535	1.2897
	20	0.0690	0.0492	1.4024
200×200	6	0.0892	0.0645	1.3829
	9	0.0725	0.0475	1.5263
	12	0.0630	0.0441	1.4285
	16	0.0476	0.0365	1.3041
	20	0.0452	0.0373	1.2117

Tableau IV.27. Tableau comparatif des résultats de deux méthodes utilisées pour le calcul de la dispersion angulaire, pour différentes énergies et différentes tailles de champs pour le VARIAN 1800.

Taille de champ (mm ²)	Energie(MeV)	Pénombre	Déconvolution	Rapport
40×40	6	0.0678	0.0679	0.9985
	9	0.0511	0.0492	1.0386
	12	0.0404	0.0399	1.0125
	16	0.0357	0.0348	1.0258
	20	0.0345	0.0339	1.0176
60×60	6	0.0678	0.0492	1.3780
	9	0.0511	0.0458	1.1157
	12	0.0392	0.0288	1.3611
	16	0.0333	0.0322	1.0341
	20	0.0321	0.0305	1.0524
150×150	6	0.0725	0.0738	0.9823
	9	0.0499	0.0458	1.0895
	12	0.0404	0.0424	0.9528
	16	0.0333	0.0373	0.8927
	20	0.0321	0.0373	0.8605
250×250	6	0.0761	0.0765	0.9947
	9	0.0523	0.0271	1.9298
	12	0.0416	0.0263	1.5817
	16	0.0333	0.0467	0.7130
	20	0.0297	0.0297	1

Tableau IV.28. Tableau comparatif des résultats de deux méthodes utilisées pour le calcul de la dispersion angulaire, pour différentes énergies et différentes tailles de champs, pour le VARIAN 2100C.

Nous remarquons que les valeurs de la dispersion angulaire déterminées par les deux méthodes sont sensiblement proches.

Conclusion

Les différentes mesures réalisées pour les faisceaux d'électrons 6, 9, 12, 16 et 20 MeV de l'accélérateur utilisé, ont permis de décrire leurs différents aspects physiques et dosimétriques y affèrent.

En effet, l'élaboration de la base de donnée des rendements en profondeur et des profils de doses de ces faisceaux d'électrons de haute énergie a permis d'analyser leurs distributions spatiales dans un milieu équivalent-tissu. Pour ce faire, cinq taille de champs carrés d'irradiation ont été choisies de 6cm à 25cm de côté pour cinq profondeurs de mesure.

Ces mesures nous ont permis de déterminer les paramètres dosimétriques, énergétiques et de parcours pour les différentes énergies de faisceau et différentes tailles de champs.

Ces paramètres permettent une caractérisation dosimétrique complète des faisceaux d'électrons en fonction de l'énergie et de la taille du champ.

L'étude de la variation de la dose dans l'air en fonction de sa distance à la source d'irradiation a permis de déterminer les différentes valeurs de la SSD virtuelle par la loi de l'inverse carrée des distances et ce pour toutes les énergies considérées et différentes tailles de champs d'irradiation.

Les mesures des différents profils d'intensités dans l'air à cinq distances source-détecteur, pour toutes les énergies considérées, ont également servi à la détermination du paramètre *sigma-theta-x* ($\sigma_{\theta x}$), de la dispersion angulaire des électrons à la surface d'entrée. Pour cela nous avons utilisé deux méthodes de calcul : la méthode de la largeur de la pénombre et la méthode de déconvolution. Les résultats obtenus par ces deux méthodes sont proches.

Le travail effectué a permis de réaliser une base de données dosimétrique complète du faisceau d'électrons 6, 9, 12, 16 et 20 MeV de l'accélérateur utilisé. Son acquisition par le système de planning de traitement permettra une exploitation

directe en dosimétrie clinique c'est-à-dire l'élaboration de plans de traitements pour des pathologies cliniques déterminées.

Ainsi les objectifs tracés de ce projet ont été atteints et les résultats peuvent être exploités.

Ce travail représente une contribution à la mise en place de procédures systématiques standardisées dans le processus de la dosimétrie des faisceaux d'électrons de hautes énergies utilisées en radiothérapie.

Liste des abréviations

- **DSP** : Distance Source Peau.
- **SSD** : Distance source surface.
- **DSA** : Distance Source Axe.
- **PDD** : Percentage depth dose.
- **FOC** : Facteur d'Ouverture du Collimateur.
- **TPS** : Treatment Planning Software.
- **DSC** : Distance Source chambre.
- **DSD** : Distance Source diode.
- **MCS** : Multiple Coulomb scattering.

Références bibliographiques

- [1] Physics of Radiation Therapy, The, 3rd Edition by Faiz M. Khan Lippincott Williams & Wilkins 2003-1-Abasic physics_2- Clinical Radiation Generators. 2003.
- [2] ‘‘Radiation Oncology Physics; a handbook for teachers and students’’, E.B. Podgorsak.
- [3] KHAN, F.M. the physics of radiation therapy, 2nd. Baltimore, MD: Williams and Wilkins; 1994.
- [4] S C.KLEEVENHAGEN. Physics and dosimetry on therapy electrons Beams, Medical Physics Publishing, Madison, WI (1993).
- [5] THESE présentée par FRELIN Anne-Marie soutenue le 5 octobre 2006 en vue de l’obtention du DOCTORAT Spécialité : Constituants Élémentaires et Physique Théorique .Université de CAEN.
- [6] International Commission of Radiation Units and measurements ICRU35, 1984.
- [7] International Commission of Radiological Units and measurement ICRU 50.
- [8] Electron Beams: Physical and Clinical Aspects -IAEA publication (ISBN 92-0-107304-6): Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students- Chapter 8 authored by W. Strydom, W. Parker, and M. Olivares.
- [9] ANDREOP, Broad beam approaches to dose computation and their limitations, lecture 8, Uppsala 1989.
- [10] Eyges L: Multiple scattering with energy loss, Phys. Rev. 74, 1534-1535, University of Birmingham, England, 1948.
- [11] Electron beam dose calculations-Kenneth R Hogstrom, Michael D Mills and Peter R Almond-Phys_ Med. Biol., 1981, Vol. 26. No. 3 445-459.
- [12] Cygler J, Battista J J, Scrimger J W, Mah E and Antolak J 1987 Electron dose distributions in experimental phantoms: comparison with 2D Pencil Beam calculations phys. Med. Bio. 32 1073-86.

[13] Absorbed Dose Determination in External Beam Radiothérapie, Technical Reports Series No.398, IAEA, Vienna (2000).

[14] Extraction of the pencil beam kernels by the deconvolution method-Chen.Shou chui and Radhe Mohan_Medical physics, vol 15, No-2, Mar/Apr 1988.

[15] The effect of angular spread on the intensity distribution of arbitrarily shaped electron beams-Radhe Mohan, Chen.Shou chui, Doracy Fontenla, Kerry Han, and Douglas Ballon_ vol 15, No-2, Mar/Apr 1988.