

Université Saâd DAHLAB de Blida



Faculté des Sciences

Département de Physique

Mémoire Présenté par

KRIM Selma

En vue d'obtenir le diplôme de Master

Domaine : Sciences de la matière

Filière : Physique

Spécialité : Physique médicale

Option : Radiothérapie

**Sujet : Variation du facteur de diffusion par la tête en
fonction de la taille du champ et de la distance hors-axe pour
les photons de haute énergie**

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

Mr Rachid Khelifi, USDB
Mr Abdelkader Toutaoui, CRNA
Mme Zakia Brahim, CRNA
Mr Brahim Hocini, USDB

Président.
Rapporteur.
Examineur.
Examineur.

DEDICACES

Je dédie ce modeste travail avec beaucoup d'amour à toute personne m'ayant aidé à le réaliser.

A ma très chère et adorable mère et à mon généreux père, que j'aime beaucoup, pour leurs amours et leurs sacrifices que Dieu me les garde

- A mes grands parents maternels
- la mémoire des mes grands parents paternels
- A ma sœur : KHOLOUD
- Mes frères : KAIS et ABD EL ALI
- A toute la famille Krim et Gharbi
- A toute mes tantes et leurs familles
- A tous oncles et leurs familles
- A toute mes amies et en particulier : AMIRA, NADIA, NASSIMA, AMINA, SALIMA, SONIA et Amel.

À tous les étudiants de 2^{ème} année master de physique médicale et à tous ceux qui aiment Selma.

REMERCIEMENTS

Je remercie dieu le tout puissant qui m'a donné le courage et la patience pour accomplir ce modeste travail.

Je tiens à remercier mon promoteur Mr TOUTAWOUI Abdelkader chargé de recherche au centre de recherche nucléaire d'Alger, qui a suivi mon travail avec beaucoup d'attention : son aide, ses conseils et sa compréhension n'ont été un immense soutien

Je remercie sincèrement monsieur le président KHELIFI et les membres de jury Mr HOCINI et Mme BRAHIMI.

Mes gratitudes et reconnaissance à tous mes enseignants au département de physique à l'université de Blida.

Mes grands remerciements iront aussi pour toutes les personnes qui ont m'aidé au CRNA.

En fin je tiens à remercier toute les personnes ayant contribué de près ou de loin à la réalisation de ce modeste travail.

Table des matières

Liste des tableaux	
Liste des figures	
Résumé	
Abstract	
INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE I : Les faisceaux de rayonnement en radiothérapie	3
1.1. La radiothérapie dans le traitement du cancer	3
1.2. Les appareils de traitement en radiothérapie externe	4
1.2.1. L'appareil de cobalt	4
1.2.2. L'accélérateur linéaire	5
1.3. Interactions des photons avec la matière	7
1.3.1. Loi d'atténuation d'un rayonnement de photons (X ou γ)	8
1.3.2. Mécanismes d'interaction	10
1.3.2.1. Effet photoélectrique	10
1.3.2.2. Effet Compton	11
1.3.2.3. Création de paires (matérialisation)	15
CHAPITRE II : Paramètres dosimétrique des faisceaux de photons	18
11.1. Quantités utilisées pour décrire les faisceaux de photons	18
11.2. Le Kerma et la dose	18
11.2.1. Notion de la dose absorbée	19
11.2.2. La notion du Kerma	19
11.2.3. La notion de l'équilibre électronique	20
11.2.4. Relation kerma – dose absorbée	21
11.3. La qualité du faisceau	22
11.4. Fonctions dosimétriques pour les faisceaux de traitement	22
11.5. Le débit relative de la machine (output)	23
11.6. Caractérisation de la pénétration des faisceaux	25
11.6.1. Le rendement de dose en profondeur	25
11.6.2. Le rapport tissu fantôme (TPR)	25
11.6.3. Le rapport tissu maximum (TMR)	26
11.7. Séparation de la contribution du primaire du diffusé	26
11.7.1. Le rapport tissu air (TAR)	27
11.7.2 : Le rapport diffusé air (SAR)	28

II.7.3. Le rapport diffusé-primaire (SPR)	28
II.7.4. Le rapport de diffusion au maximum de dose (SMR)	28
II.7.5. Le facteur de rétrodiffusions (BSF)	29
II.7.6. Le facteur de diffusions au pic (PSF)	29
II.7.7. Le facteur de diffusions au pic normalisé (NPSF)	29
II.8. Courbes de distribution de doses	30
II.8.1. Le rendement en profondeur	30
II.8.2. Le profile de dose	31
II.8.4. La pénombre géométrique	31
CHAPITRE III : Généralité sur l'HSF et son influence dans le calcul des unités moniteur	32
III.1. Définition de l'HSF	32
III.2. Influence de la tête d'irradiation sur l'output	33
III.2.1. Photons diffusés par le filtre égaliseur et le collimateur primaire	33
III.2.2. Photons diffusés par le filtre et le compensateur	34
III.2.3. Diffusé de collimateur et fuites	34
III.2.4. Rétrodiffusion vers la chambre moniteur	34
III.2.5. Effet de la Source obscurcie	34
III.3. Model de diffusé tête	35
III.3.1. La source primaire	35
III.3.2. La source extra-focale	35
III.3.3. La source du collimateur	41
III.4. Formalisme de calcul des unités moniteur	41
III.4.1. Formalisme de la dose par fluence	42
III.4.2. Formalisme de la dose par Kerma incidente	42
III.4.3. Formalisme empirique de dose à la dose (donné par l'ESTRO)	43
CHAPITRE IV : Matériels et méthodes	44
IV.1. Introduction	44
IV. 2. Matériels	44
IV.2.1. Appareil d'irradiation	44
IV.2.1.1. Accélérateur linéaire Varian Clinac 1800	44
IV.2.1.2. L'accélérateur linéaire Siemens Primus	45
IV.2.2. Mini-fantômes et capuchons de buildup	45
IV.2.3. Chambre d'ionisation	47
IV.3. Méthodes	48
IV.3.1 Mesure du HSF	48
IV.3.2. Influence du matériau de mini fantôme et de capuchon de build-up sur le HSF	49
IV.3.2.1. Mesure du HSF en utilisant des mini-fantômes de différents	

<i>matériaux</i>	49
IV.3.2.2. <i>Mesure de l'HSF utilisant des capuchons Buildup</i>	50
IV.3.3. <i>Contribution du filtre en coin à la diffusion par la tête</i>	51
IV.3.4. <i>Variation de l'HSF en fonction de la taille du champ et de la distance hors-axe pour les champs asymétriques</i>	52
CHAPITRE V : Résultats et discussion	53
V. 1. <i>Introduction</i>	53
V.2. <i>Influence du matériau du mini-fantôme et du capuchon build-up sur la mesure du HSF</i>	53
V.2.1. <i>Mesure du HSF utilisant différents matériau de mini fantôme</i>	53
V.2.2 <i>Mesure de l'HSF utilisant différents matériaux de capuchon buildup</i>	56
V.3. <i>Contribution des filtres en coin à la diffusion par la tête</i>	58
V.4. <i>Variation de l'HSF en fonction de la taille du champ et de la distance hors-axe</i>	60
V.5. <i>Paramétrisation de l'HSF</i>	63
CONCLUSION GENERALE	70
<i>Référence</i>	72
<i>Annexe</i>	

Liste des tableaux

- Fig. IV.1 :** Différents matériaux de mini fantôme et de capuchon build-up avec ses densités utilisées dans ce projet. Page : 54
- Fig. V.1 :** Les différents coefficients des différents polynômes du HSF_2 pour les différentes positions hors-axe, pour les photons de 6 MV. Page : 74
- Fig. V.2 :** Les différents coefficients des différents polynômes du HSF_2 pour les différentes positions hors-axe, pour les photons de 18 MV. Page : 76

Liste des figures

- Fig. I.1 :** Illustration de la géométrie de la tête de l'appareil du cobalthérapie Page : 10
- Fig. I.2 :** Illustration de la géométrie de l'accélérateur linéaire des électrons Page : 11
- Fig. I.3 :** Illustration de la courbe exponentielle d'atténuation, et la manière dont on détermine l'épaisseur de la couche de demi-atténuation. Page : 14
- Fig. I.4 :** Les différents mécanismes d'interaction des photons avec la matière. Page : 15
- Fig. I.5 :** Illustration du mécanisme de l'effet photo électrique Page : 15
- Fig. I.6 :** Illustration du mécanisme de la diffusion Compton Page : 16
- Fig. I.7 :** Illustration du choc tangentiel Page : 17
- Fig. I.8 :** Illustration du choc frontal Page : 17
- Fig. I.9 :** Direction des photons et des électrons après interaction pour (a) photons incidents de faible énergie, (b) photons incidents d'énergie moyenne, (c) photons incidents d'énergie élevée. Page : 18
- Fig. I.10 :** Effets de matérialisation, interaction entre le photon et le noyau. Page : 19
- Fig. I.11 :** Coefficient de l'effet de paire pour différents milieux en fonction de l'énergie du photon incident Page : 20

- Fig. I.12 :** Délimitation des domaines d'énergie de prédominance des trois interactions principales des photons utilisés en radiothérapie selon Z et E_0 : effet photoélectrique, effet Compton et création de paire en fonction du numéro atomique du milieu traversé. L'interaction Compton est prédominante dans le tissu mou (plus de 70% d'eau). Page : 21
- Fig. I.13 :** Coefficient massique global d'atténuation dans l'eau et le plomb. Page : 22
- Fig. II.1 :** La dose absorbé se calcule comme le rapport de $(\sum \text{énergies des particules qui entrent dans } dv \text{ (dm)} - \sum \text{énergies des particules qui sortent de } dv) / dm$. Page : 25
- Fig. II.2 :** Le Kerma est le rapport de \sum énergies cinétiques des particules chargé (E_{tr}) dans dv par dm . Page : 26
- Fig. II.3 :** Représentation schématique de l'établissement de l'équilibre électronique entre les couches A et B. Page : 27
- Fig. II.4 :** Géométrie de définition des différentes fonctions dosimétriques. DSP, DSA, DSD, correspondent à la distance source peau, distance source axe (isocentre) et distance source détecteur (point d'intérêt) respectivement. A est la taille du champ. Pour les irradiations isocentriques : $DSD=DSA$ Pour les irradiations non isocentriques : $DSP=DSA$. Page : 29
- Fig. II.5 :** Géométrie de mesure du S_c (HSF) et du S_{cp} (RDF). Page : 30
- Fig. II.6 :** Illustration de la manière dont on mesure le rendement en profondeur Page : 31

Fig. II.7 :	Les conditions de mesure du TPR.	Page : 32
Fig. II.8 :	Les conditions de mesure du TMR.	Page : 32
Fig. II.9 :	Les conditions de mesure du TMR.	Page : 33
Fig. II.10 :	Géométrie de mesure du PSF.	Page : 35
Fig. II.11 :	Exemple de courbe de rendement en profondeur.	Page : 36
Fig. II.12 :	Courbe de profile de dose	Page : 37
Fig. III.1 :	Illustration schématique de la tête d'un accélérateur.	Page : 34
Fig. III.2 :	Illustration de la transformation des champs Virtuels (mâchoire X_1) pour un point de calcul arbitraire.	Page : 45
Fig. III.3 :	Illustration de la source de la diffusion extra-focale et le système de coordonnées	Page : 46
Fig. III.4 :	Illustration de l'angle de diffusion extra-focale $\hat{\phi}$, elle est définie comme l'angle entre (v_{cent}) et passant par le point central de la zone visible de la source extra-focal et (v_{calc}).	Page : 47
Fig. IV.1 :	Illustration des deux accélérateurs linéaires (de CPMC) utilisés dans l'étude : Varian Clinac1800 et le Primus	Page : 53
Fig. IV.2 :	Quelques mini-fantômes recommandés pour la mesure du HSF (PMMA, plomb, aluminium, cuivre)	Page : 54
Fig. IV.3 :	Capuchons de buildup en cuivre	Page : 55
Fig. IV.4 :	La chambre Farmer dans un mini fantôme en PMMA	Page : 55
Fig. IV.5 :	Dispositif expérimental pour la mesure des facteurs HSF.	Page : 56
Fig. IV.6 :	Géométrie d'irradiation : la chambre d'ionisation dans un mini fantôme cylindrique coaxiale à la profondeur de 10 cm.	Page : 58

- Fig. IV.7 :** Illustration du dispositif de mesure de l'HSF utilisant un capuchon buildup Page : 59
- Fig. IV.8 :** Illustration de la géométrie d'irradiation avec un filtre en coin Page : 59
- Fig. V.1 :** Courbes du HSF obtenus dans les cinq matériaux de mini fantôme, pour les photons de 6 MV. Page : 63
- Fig. V.2 :** Courbes du HSF obtenus dans les cinq matériaux pour les photons de 18 MV. Page : 63
- Fig. V.3** Facteur HSF mesuré pour trois matériaux de capuchon. Energie 6 MV Page : 65
- Fig. V.4 :** Facteur HSF mesuré pour trois matériaux de capuchon. Energie 18 MV Page : 66
- Fig. V.5 :** Comparaison entre le HSF mesuré avec un capuchon de build-up et le HSF mesuré dans un mini fantôme (même matériau) .18 MV Page : 66
- Fig. V.6 :** Variation du HSF en fonction du filtre en coin pour les photons de 18 MV Page : 67
- Fig. V.7 :** Variation du HSF en fonction du filtre en coin, pour les photons de 6 MV Page : 68
- Fig. V.8 :** courbe d'HSF pour les photons de 18 MV avec et sans filtre. Page : 68
- Fig. V.9 :** Variation des rapports HSF1 et HSF2 pour des champs carrés asymétriques pour des faisceaux de photons de 18 MV: (a) : à 2.5 cm, (b) : à 5 cm, (c) : à 7.5 cm, (d) : à 10 cm, et (e) : à 12.5 cm. Page : 70
- Fig. V.10 :** Variation des rapports HSF1 et HSF2 pour des champs Page : 71

carrés asymétriques pour des faisceaux de photons de 6 MV: (a) : à 2.5 cm, (b) : à 5 cm, (c) : à 7.5 cm, (d) : à 10 cm, et (e) : à 12.5 cm.

Fig. V.11 : Paramétrisation de l'HSF1 et l'HSF2 pour les photons de 6 MV avec des champs carrés aux distances : 2.5, 5, 7.5, 10, et 12.5 cm hors l'axe central du faisceau. Page : 74

Fig. V.12 : Paramétrisation de l'HSF1 et l'HSF2 pour les photons de 18 MV avec des champs carrés aux distances : 2.5, 5, 7.5, 10, et 12.5 cm hors l'axe central du faisceau. Page : 76

Fig. V.13 : rapport $1/\alpha$ paramétrisé en fonction de l'offset de 2.5 à 12.5 cm, pour les photons de 6 MV et les champs carrés Page : 77

Fig. V.14 : Représentation graphique du rapport $1/\alpha$ paramétrisé en fonction de l'offset, pour les photons de 18 MV et les champs carrés. Page : 77

Résumé

La radiothérapie est un traitement locorégional des cancers. Elle consiste à utiliser des rayonnements ionisants délivrés par des machines de haute tension tels que l'accélérateur des électrons à usage médicale, pour détruire les cellules cancéreuses en bloquant leur capacité à se multiplier. L'irradiation a pour but de détruire les cellules cancéreuses tout en préservant le mieux possible les tissus sains et les organes avoisinants.

En routine clinique Le calcul du temps de traitement revient au calcul du débit de dose, et pour tous les formalismes de calcul de dose par unité moniteur, le facteur de diffusé tête est indispensable car il décrit une fraction importante du faisceau d'output.

Dans ce mémoire, nous avons entrepris une étude détaillé et complète de la variation du facteur de diffusé tête en fonction de la taille du champ et de la distance hors-axe pour les photons de haute énergie, à travers différentes mesures réalisées avec les photons d'énergie 6 et 18 MV.

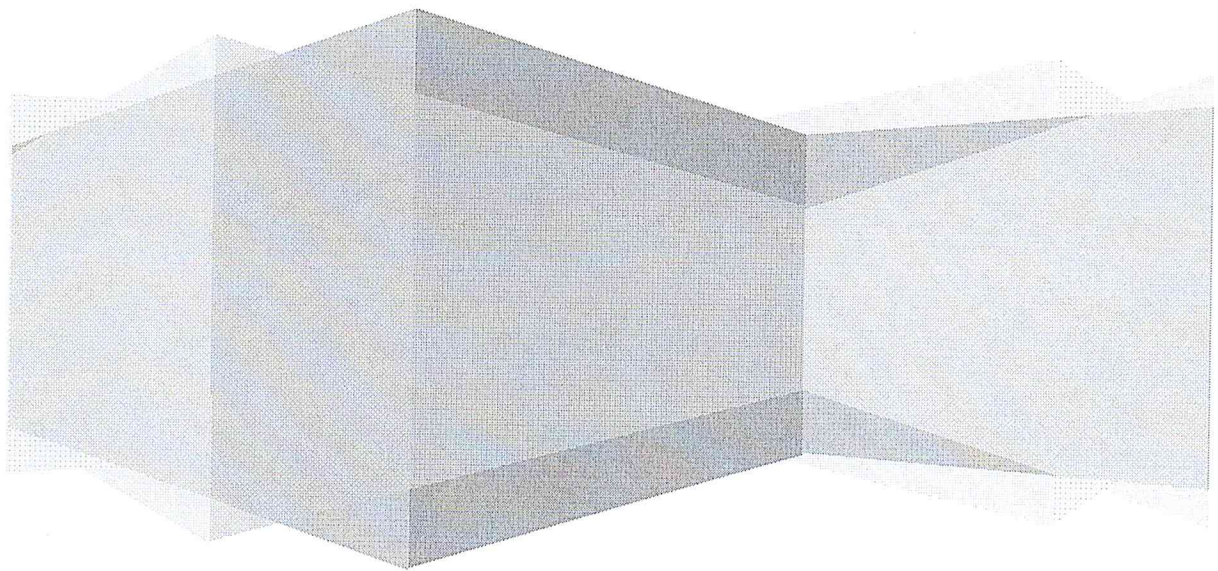
Abstract

Radiotherapy is a local treatment of cancer. It consists on the use of high energy ionizing radiation beam delivered by medical linear accelerators, to destroy cancer cells by blocking their ability to multiply. Irradiation is designed to destroy cancer cells while preserving the best possible healthy tissue and surrounding organs.

In clinical routine, the calculation of monitor units comes to calculate the dose rate, and for all formalisms for calculating the dose per monitor unit, the head scatter factor is very important because it describes a large fraction of the output beam.

In this work, we undertook a detailed and comprehensive study of the variation of the head scatter factor according to the field size and the off-axis position for high-energy photons through the different measurements for both x ray beam energies (6 and 18 MV) which is the primary aim of this work.

Introduction générale



Introduction générale

La radiothérapie est l'une des modalités de traitement des cancers, son objectif est de délivrer la dose la plus élevée à la tumeur, afin d'augmenter le contrôle local, tout en épargnant les tissus sains avoisinants pour limiter le risque de complications. L'irradiation par les photons X de haute énergie est l'une des techniques utilisées en radiothérapie pour le traitement des lésions les plus profondes.

La production des faisceaux de photons X de hautes énergies à usage médical, consiste à absorber dans une cible de tungstène un faisceau d'électrons de haute énergie, produit par un accélérateur linéaire. Il s'en suit la création par rayonnement de freinage d'un faisceau de photons X d'énergie maximale égale à l'énergie des électrons utilisés.

Les interactions prépondérantes des photons de hautes énergies utilisés en radiothérapie avec le tissu sont : la diffusion Compton et l'effet de création de paires qui conduisent à la production d'électrons de hautes énergies. Donc, même si les photons sont utilisés en radiothérapie, ce sont les électrons créés dans le tissu qui sont responsables des dommages au niveau de la cellule vivante. L'effet biologique sur le tissu est proportionnel aux électrons créés dans le tissu.

L'utilisation des faisceaux de rayonnements ionisants en routine clinique pour le traitement des cancers requiert l'utilisation des modèles dosimétriques pour la prédiction des distributions de doses dans le patient et la détermination du temps de traitement. Ces modèles sont basés sur les principes physiques des interactions et de pertes d'énergies des rayonnements avec la matière, depuis leurs créations jusqu'à leurs pénétration dans le patient. La diffusion par la tête de la machine de traitement joue un rôle très important dans les formalismes et les modèles de calcul de dose et du temps de traitement utilisés en routine clinique. En pratique, les composants de la tête d'accélérateur tels que le filtre égalisateur, le collimateur primaire, les filtres en coin, ... contribuent à cette diffusion ainsi qu'au débit relatif de la machine connu

par le $S_{c,p}$, ou le RDF, qui est composé à son tour de la diffusion dans la tête d'irradiation (S_c) et de la diffusion dans le fantôme (S_p). Et la valeur du S_p peut être obtenue par le rapport entre le $S_{c,p}$ et le S_c qui sont des valeurs empiriques.

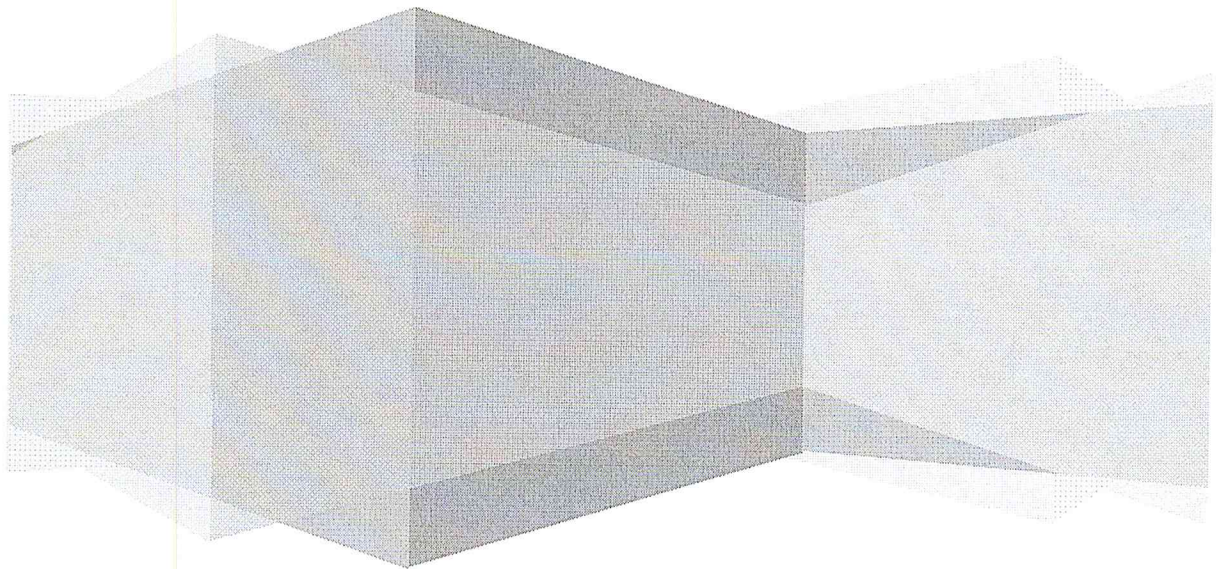
Notre travail a pour but de quantifier les variations du facteur de diffusion par la tête ou le rapport d'output dans l'air qui est connu par le HSF ou le S_c pour les faisceaux de photons de haute énergie dans différentes situations. L'objectif de ces mesures est d'étudier la modification de la fluence des photons incidents par unité de moniteur avec la disposition des mâchoires de collimateur, particulièrement pour les champs asymétrique et les champs symétriques avec filtre en coin. Le problème majeur dans la mesure est de garantir l'équilibre électronique et d'éliminer la contamination par les électrons qui perturbent la lecture. Le matériau et l'épaisseur du capuchon build-up, ou du mini-fantôme à utiliser avec le détecteur approprié doivent donc être bien choisis et suffisamment petits pour être entièrement couverts par le faisceau de rayonnement. Pour cela nous avons étudié l'influence du matériau (densité) sur la mesure de l'HSF (S_c).

Le mémoire comprend cinq chapitres, dont le premier est consacré à définir les différents mécanismes d'interaction des photons avec la matière. Le deuxième met en évidence les paramètres dosimétriques caractérisant les faisceaux de photons. Dans le troisième chapitre, nous présenterons le facteur de diffusion par la tête et les différents composants de la tête d'irradiation contribuant à la dispersion par cette dernière. Dans le quatrième chapitre, nous avons détaillé les méthodes suivies dans la mesure de l'HSF. Le cinquième chapitre est consacré à la présentation de tous les résultats obtenus par les mesures suivis des discussions et d'interprétation précise. Le travail s'achèvera par une conclusion générale.

Chapitre I:

Les faisceaux de rayonnement

en radiothérapie



Chapitre I : Les faisceaux de rayonnement en radiothérapie

I.1. La radiothérapie dans le traitement du cancer

La radiothérapie est un traitement locorégional des cancers. Elle consiste à utiliser des rayonnements ionisants pour détruire les cellules cancéreuses en bloquant leur capacité à se multiplier, tout en préservant le mieux possible les tissus sains et les organes avoisinants. Ces rayonnements sont délivrés, soit par des sources radioactives soit par des générateurs de rayonnement tels que les tubes à rayons X et les accélérateurs linéaires.

Elle peut être prescrite comme traitement curatif pour détruire la tumeur, comme traitement palliatif pour atténuer la douleur, comme traitement adjuvant pour préparer ou pour compléter une intervention chirurgicale ou une chimiothérapie néo adjuvante, ou préopératoire pour diminuer la taille de la tumeur.

La radiothérapie nécessite une planification automatique des traitements, la distribution de dose, déterminé, doit être la plus optimale et la plus sûre pour traiter le patient. Différentes méthodes ont été développées pour effectuer ce calcul de dose, telles que: la méthode du pencil Beam, la séparation de diffusé primaire, la superposition/convolution, et les code de Monte-Carlo.

En radiothérapie externe et avec l'évolution des appareils de traitement et des systèmes informatiques, des techniques de traitement sophistiquées se sont développées, dans le but de permettre une irradiation plus précise et plus sélective des divers volumes cibles. En 50 ans, la technique de radiothérapie externe est passée du 200 KV au télécobalt, puis aux accélérateurs linéaires et enfin à la radiothérapie conformationnelle considérée actuellement comme un traitement de référence dans de nombreuses situations cliniques. La radiothérapie de conformation a pour objectif d'améliorer le contrôle du dépôt de dose local en augmentant la dose délivrée à la

tumeur tout en préservant les tissus sains avoisinants. Ces dernières années, la radiothérapie avec modulation d'intensité a fait des progrès considérables dans le domaine clinique et a amélioré de façon significative l'efficacité des traitements en radiothérapie. Dans cette configuration de traitement, non seulement la forme, mais aussi l'intensité du champ se conforment à la forme du volume tumoral point par point à l'intérieur du champ d'irradiation. Elle permet notamment d'incurver les isodoses autour du volume ou structures concaves ou convexes (cancers ORL ou prostate par exemple).

I. 2. Les appareils de traitement en radiothérapie externe

Les photons de haute énergie utilisés en radiothérapie peuvent être les rayons X produits à partir du rayonnement du freinage des électrons accélérés par un accélérateur linéaire médical (4-25 MeV). Le rayonnement émis par cet appareil est un spectre de photons de différentes énergies dont l'énergie moyenne est égale au tiers de l'énergie d'accélération des électrons. Les photons (rayons gamma) de haute énergie peuvent aussi provenir de la désintégration de l'isotope radioactif, cobalt-60.

I.2.1. L'appareil de cobalt

La tête d'un appareil de télécobalthérapie (Fig. I.1) est une enceinte dans laquelle se trouve la source radioactive, elle est constituée d'un métal lourd, plomb ou tungstène et son épaisseur doit être calculée pour arrêter le rayonnement qui est émis dans toutes les directions; un orifice permet le passage du faisceau utile. L'émission du rayonnement est continue. L'interruption du faisceau est obtenue en déplaçant la source par un dispositif (système à commande pneumatique), qui en position de repos est située au centre de l'enceinte de plomb. La source est montée dans un cylindre de plomb; à l'autre extrémité de ce cylindre est placée une lampe projetant un faisceau lumineux simulant le faisceau d'irradiation la translation de ce cylindre permet d'amener en face à l'orifice soit la source de Cobalt, soit la source lumineuse.

La source de Cobalt 60 est constituée par un empilement de grains de Cobalt 60. Le cylindre (la source), est ainsi constitué d'une base dont le diamètre mesure 2

cm et dont la hauteur est également voisine de 2 cm. Le Cobalt 60 émet deux photons en cascade d'énergies respectives de 1,33 et 1,17 MeV (énergie moyenne de 1,25 MeV). La particule bêta est absorbée par la source et par la capsule, dans laquelle la source radioactive est confinée (source scellée).

La période de désintégration du Co-60 est de 5,7 ans. Elle correspond à une décroissance d'activité de l'ordre de 1% par mois ce qui impose le remplacement de la source, dans les appareils d'irradiation, tous les trois à cinq ans, suivant son activité initiale et le débit minimal acceptable pour le traitement. Généralement, un télécobalt typique à d'un débit de 10 KCi (370.000GBq), avec un tel débit, on peut effectuer des séances d'irradiation en un temps relativement court (1 à 2minutes).

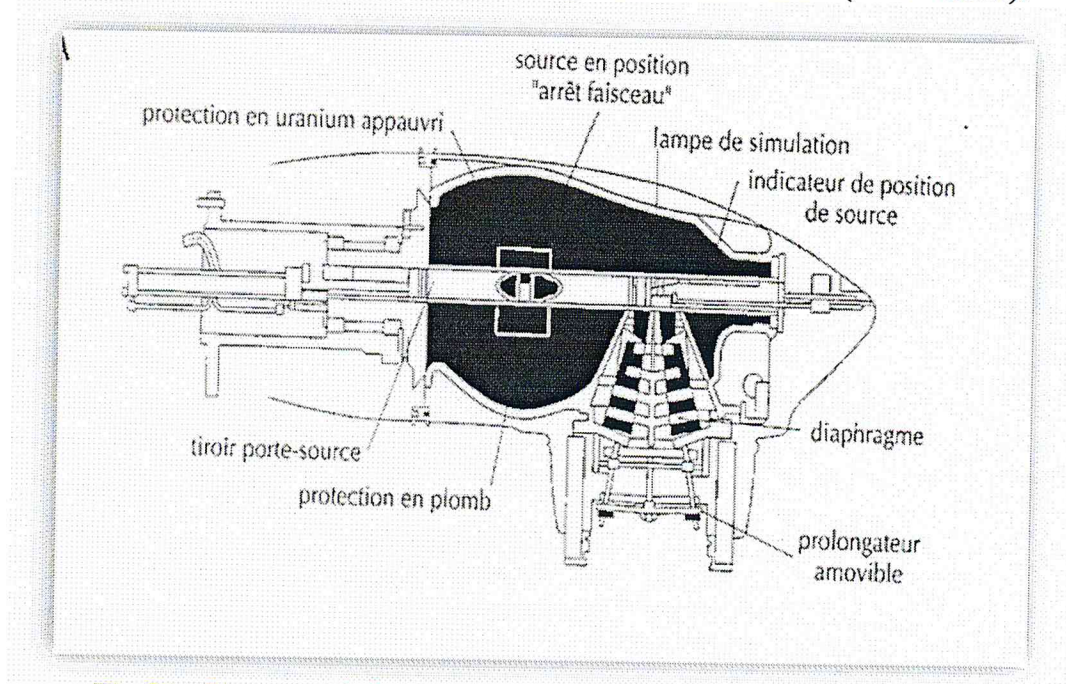


Fig. I.1 : Illustration de la géométrie de la tête de l'appareil du cobalthérapie.

I.2.2. L'accélérateur linéaire

Depuis son utilisation clinique dans les années 70, l'accélérateur linéaire de particules a permis d'atteindre les tumeurs les plus profondes avec des photons plus pénétrants et des électrons plus énergétiques. D'autres techniques de radiothérapie se sont développées, telles que la modulation d'intensité et la stéréotaxie, grâce à l'amélioration des équipements et le développement de l'informatique.

Dans les accélérateurs linéaires les électrons sont accélérés sous une onde électromagnétique hyperfréquence de période T . Les principales composantes d'un accélérateur linéaire à usage médicale sont (Fig. I.2) :

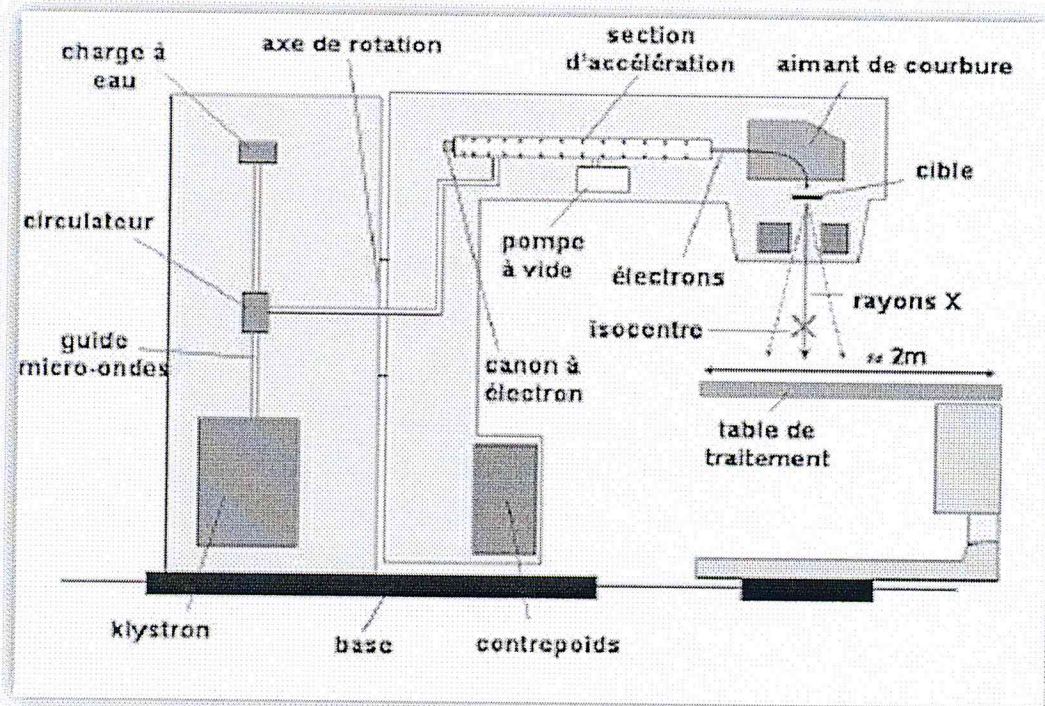


Fig. I.2 : Illustration de la géométrie de l'accélérateur linéaire des électrons

- Le modulateur fournit de l'énergie électrique : il génère des impulsions hautes tensions à intervalle régulier (50 à 200 Hz). On a ainsi des pulses d'énergie de quelques microsecondes qui sont envoyés vers la source hyperfréquence, et vers un canon à électrons pour les injecter dans la section accélératrice.
- Le générateur d'onde électromagnétique klystron ou magnétron : ce sont deux technologies différentes de production d'onde mais le principe reste le même, le klystron est un tube amplificateur supérieur à 15 MeV et nécessite un pilote, le magnétron est tube auto-oscillateur haute tension.
- Le canon à électrons : sorte de tube à rayons X dont l'anode est creuse, ainsi les électrons accélérés sous une tension de quelques dizaines de kilovolts sont focalisés par une électrode et passent à travers l'anode pour pénétrer la section accélératrice.

- Le contrôle automatique de fréquence (CAF) permet de maintenir la fréquence de résonance de la structure.
- Le système de guide d'onde, transporte l'onde hyperfréquence depuis la source vers la section accélératrice.
- La section accélératrice : dans la quelle règne un vide poussé, est constitué d'un assemblage de cylindre creux à paroi en cuivre appelé cavité résonante.
- L'élément porte cible : généralement en tungstène et d'épaisseur variable en fonction de l'énergie. Pour le traitement en électron, l'élément porte cible contient des prédiffuseurs permettant la mise en forme du faisceau d'électrons.

I.3. Interactions des photons avec la matière

Les photons sont des rayonnements indirectement ionisants, ils créent des particules chargées (électrons et positrons) dans le milieu, ces particules chargées, à leur tour, vont ioniser le milieu.

Contrairement aux particules chargées qui épuisent toute leur énergie sur une faible distance par des interactions coulombiennes, les photons peuvent traverser de grandes quantités de matière sans interagir. Or tant qu'il n'y a pas d'interaction, il n'y aura aucun transfert d'énergie à la matière et par conséquent aucun phénomène ni d'ionisation ni d'excitation. Un photon qui traverse une épaisseur de tissu sans interagir n'a donc aucun effet biologique. Donc L'effet biologique sur le tissu est proportionnel aux ionisations créées. Donc, même si les photons sont utilisés en radiothérapie, ce sont les électrons créés dans le tissu qui sont responsables des dommages au niveau de la cellule vivante.

En revanche après une interaction, une partie de l'énergie du photon est communiquée (pour les interactions qui se produisent dans les milieux biologiques) à un électron du milieu. Cet électron, mis en mouvement, va alors épuiser son énergie, c'est pourquoi les photons sont classés comme rayonnements indirectement ionisants. Ce n'est qu'après une interaction que des ionisations vont survenir, sur la trajectoire de l'électron mis en mouvement. Ceci a plusieurs conséquences importantes :

- Un faisceau de photons n'est jamais totalement arrêté dans la matière, il est seulement atténué, selon une loi sur laquelle nous allons revenir.
- Seule une partie de l'énergie du faisceau est transférée à la matière, et nous le verrons seule une partie est finalement absorbée dans celle-ci ; or les effets biologiques dépendent uniquement de l'énergie absorbée.
- Les problèmes de dosimétrie et de radioprotection sont donc radicalement différents avec les rayons photoniques qu'avec les émissions de particules chargées.

Les interactions entre les photons et la matière sont au nombre de cinq, dont seules trois ont un intérêt pour la gamme d'énergie rencontrés en radiothérapie (Fig. I.4), (Fig. I.12).

- Effet photoélectrique.
- Effet Compton.
- Effet de création de paires.
- Diffusion de Thomson-Rayleigh.
- Réactions photonucléaires.

Avant d'exposer les mécanismes de ces interactions, nous allons parler de la loi d'atténuation d'un faisceau de photons dans un milieu.

I.3.1. Loi d'atténuation d'un rayonnement de photons (X ou γ)

Un photon dans un milieu donné a une probabilité μ de subir une interaction le long d'une distance dx ; par conséquent la variation du nombre de photons d'un faisceau dans le milieu considéré est donnée par $dN = -\mu dx$

On en déduit par intégration :

$$N(x) = N_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (\text{I.1})$$

Où N_0 est le nombre initial de photons ; cette équation donne le nombre de photons qui n'ont pas interagi en fonction de l'épaisseur du milieu traversé, elle exprime donc bien l'atténuation du faisceau.

Le coefficient de probabilité d'interaction μ est appelé *coefficient linéique d'atténuation* et sa dimension est l'inverse d'une distance (cm^{-1}), μ est proportionnel à la masse volumique ρ ($\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$) du milieu traversé.

On définit le *coefficient massique d'atténuation* μ/ρ ($\text{cm}^2\cdot\text{g}^{-1}$), qui est indépendant de ρ , c'est à dire du degré de compression de la matière.

La couche de *demi-atténuation* (CDA) est l'épaisseur de milieu nécessaire pour atténuer le faisceau de 50 % (Fig. I.3). On a donc:

$$N(\text{CDA}) = N_0/2 = N_0 \cdot e^{-\mu \text{CDA}} \quad (\text{I.2})$$

$$\text{CDA} = \ln 2 / \mu \quad (\text{I.3})$$

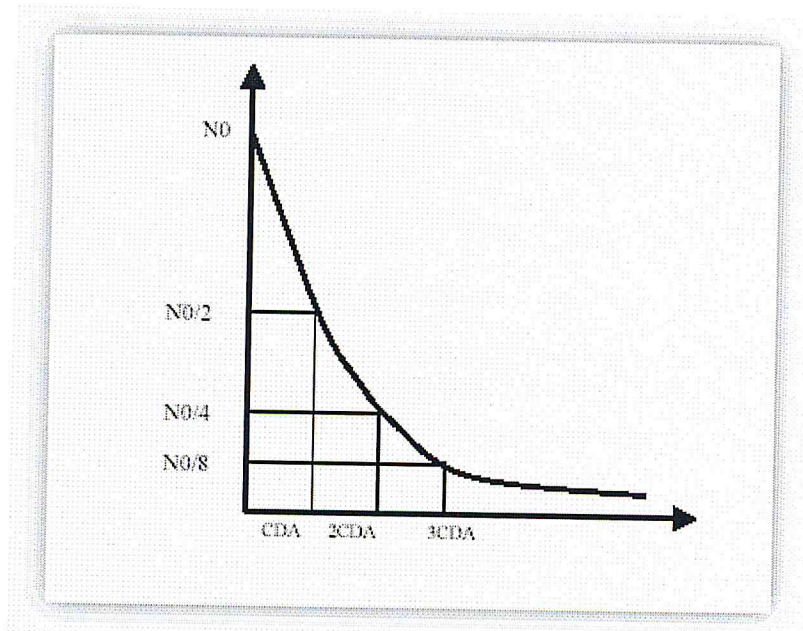


Fig. I.3 : Illustration de la courbe exponentielle d'atténuation, et la manière dont on détermine l'épaisseur de la couche de demi-atténuation.

Il est par ailleurs, important de distinguer entre:

- l'énergie *transférée* et l'énergie *absorbée*.
- l'*atténuation* du faisceau et l'*absorption d'énergie* par le milieu.

Pour préciser ces notions il est nécessaire de détailler les mécanismes des interactions possibles.

I.3.2. Mécanismes d'interaction

Les interactions des photons avec la matière se font selon les modalités décrites sur la figure (I.4).

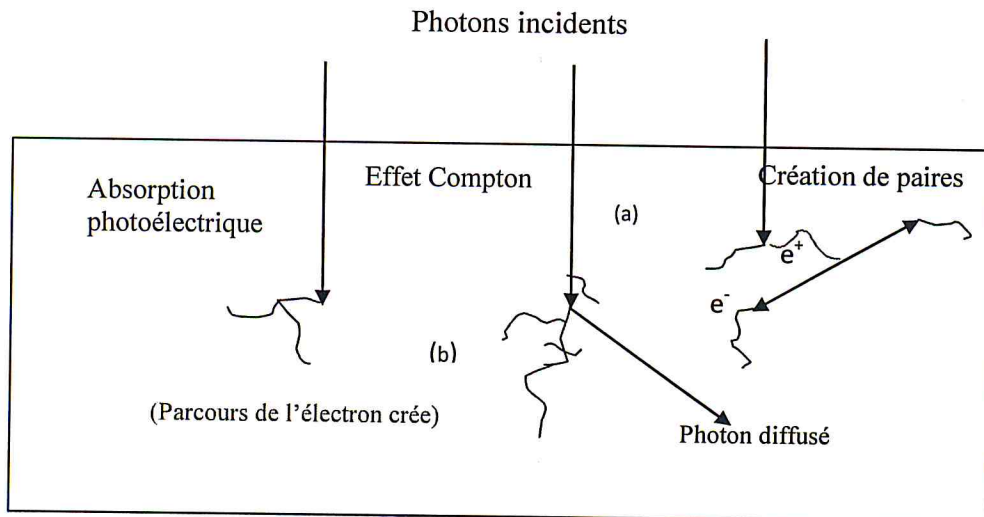


Fig. I.4 : Les différents mécanismes d'interaction des photons avec la matière.

I.3.2.1. Effet photoélectrique :

Il s'agit de l'absorption totale de l'énergie du photon par l'ensemble de l'atome lorsque le photon rencontre un électron très lié. Cet effet ne peut se produire que si l'énergie E du photon est supérieure à l'énergie de liaison de l'électron qui se trouve alors éjecté (le photoélectron)(Fig. I5) avec une énergie cinétique W_c :

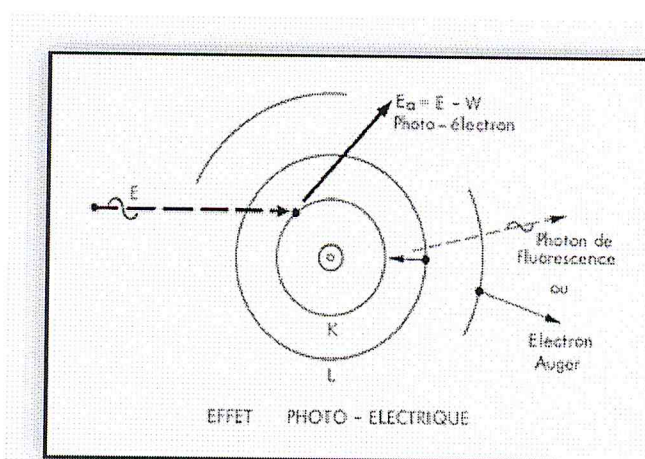


Fig. I.5 : Illustration du mécanisme de l'effet photo électrique.

avec ; $W_c = E - WL$ où WL est l'énergie de liaison de l'électron éjecté. Le coefficient massique d'atténuation par effet photoélectrique est donné approximativement par l'expression :

$$\frac{\tau}{\rho} \approx k \frac{Z^3}{E^3} \quad (I.4)$$

Ceci signifie que l'effet photoélectrique a une probabilité qui augmente très rapidement lorsque le matériau traversé a une densité élevée (Z élevée) et lorsque les photons incidents ont une énergie faible.

I.3.2.2. Effet Compton

Au cours des événements d'interaction, il peut arriver que le photon incident interagisse avec un e^- faiblement lié (libre ou couche superficielle). Ceci se produit notamment lorsque l'énergie du photon est grande par rapport à celle de l' e^- . Dans ce cas, le photon est dévié (il est diffusé) de sa trajectoire (Fig. I.6) avec une perte d'énergie qui est conférée à l'électron :

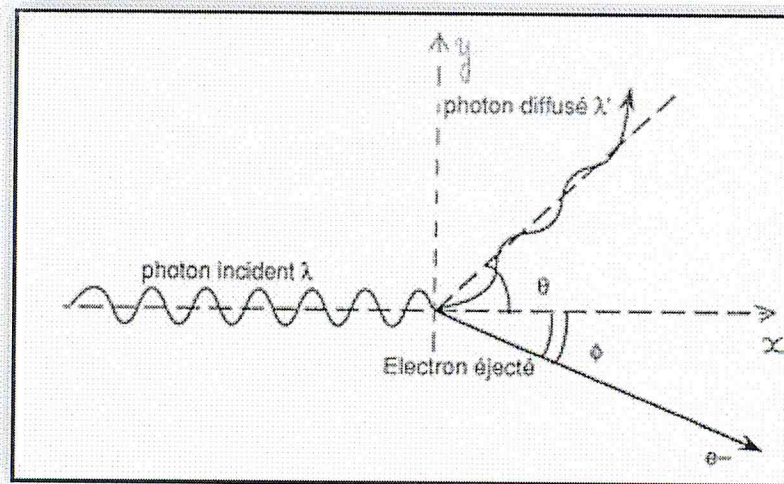


Fig. I.6 : Illustration du mécanisme de la diffusion Compton

$$E = W_e + E_d \quad (I.5)$$

$$mc^2 = 511 \text{ keV}$$

Les valeurs des énergies W_e et E_d sont liées à θ par les formules de Compton:

$$w_e = E \left(1 - \left(1 + \frac{E}{mc^2} (1 - \cos \theta) \right)^{-1} \right) \quad (\text{I.6})$$

$$Ed = E - w_e = E \left(1 + \frac{E}{mc^2} (1 - \cos \theta) \right)^{-1} \quad (\text{I.7})$$

Tous les intermédiaires sont possibles entre :

- Le choc dit "tangentiel" (Fig.7) : $\theta = 0^\circ$, $Ed = E$, $We = 0$

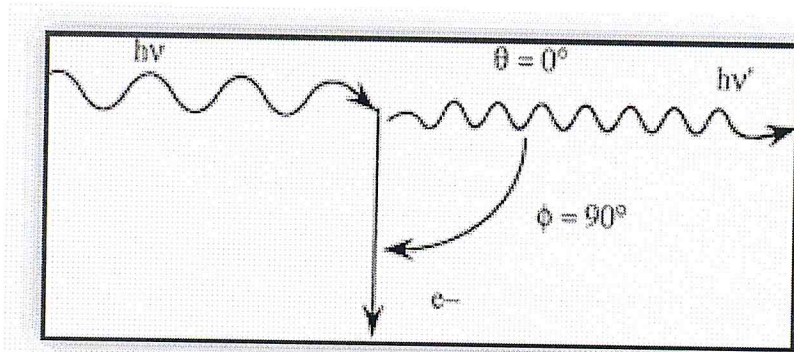


Fig. I.7 : Illustration du choc tangentiel.

- Et le choc "frontal" (Fig. I.8) : $\theta = 180^\circ$,

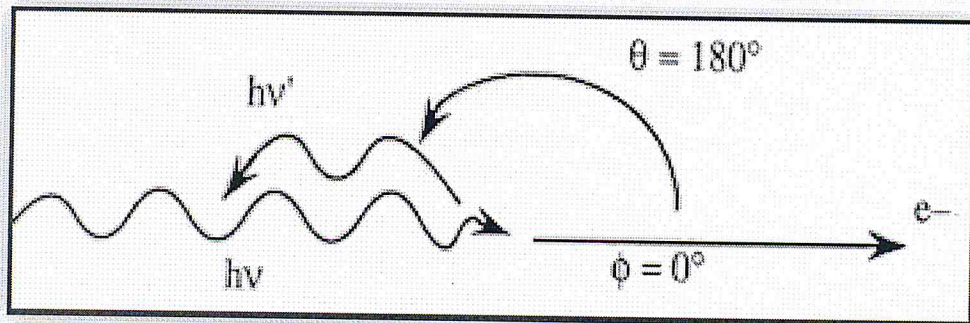


Fig. I.8 : Illustration du choc frontal.

$$Ed = E_{\text{rétrodif}} = E \left(\frac{mc^2}{mc^2 + 2E} \right) \quad (\text{I.8})$$

$$w_e = E \left(\frac{2E}{mc^2 + 2E} \right) \quad (\text{I.9})$$

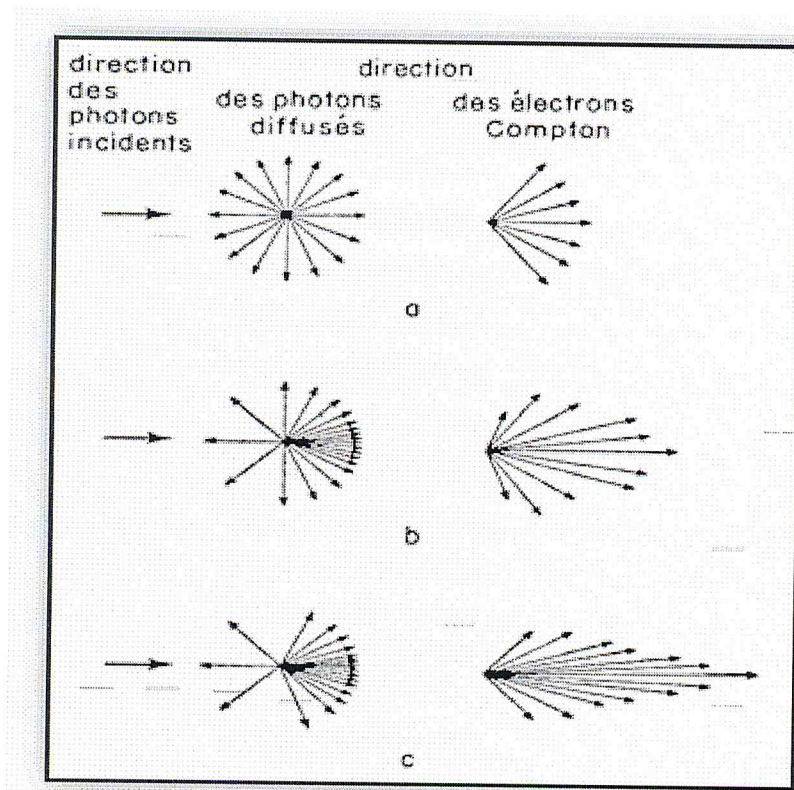


Fig. I.9 : Direction des photons et des électrons après interaction pour (a) photons incidents de faible énergie, (b) photons incidents d'énergie moyenne, (c) photons incidents d'énergie élevée.

Ceci a une conséquence importante : même en cas de choc frontal, l'électron ne peut pas emporter, par effet Compton, la totalité de l'énergie du photon incident. Il existe toujours un photon diffusé, qui dans le cas du choc frontal a l'énergie minimale $E_{\text{rétrodiff}}$, donnée ci-dessus, appelé photon rétrodiffusé puisqu'il est réémis avec un angle de 180° par rapport au photon incident. Ceci a des conséquences importantes en spectrométrie gamma.

Le coefficient massique d'atténuation par effet Compton σ/ρ :

- est à peu près indépendant du milieu (donc de Z)
- décroît lentement quand l'énergie E du photon incident augmente (varie à peu près comme $1/E$)

$$\frac{\sigma}{\rho} \approx k \frac{1}{E} \quad (\text{I.10})$$

I.3.2.3. Création de paires (matérialisation) :

Lorsque l'énergie du photon est supérieure à $2m_0c^2$, la production d'une paire e^+ , e^- est possible (Fig. I.10). L'expression du seuil énergétique théorique est :

$$E_s = 2m_0c^2 \cdot \left(1 + \frac{m_0}{M_0}\right) \quad (\text{I.11})$$

Avec : m_0 = la masse d' e^- et M_0 = la masse au repos du noyau.

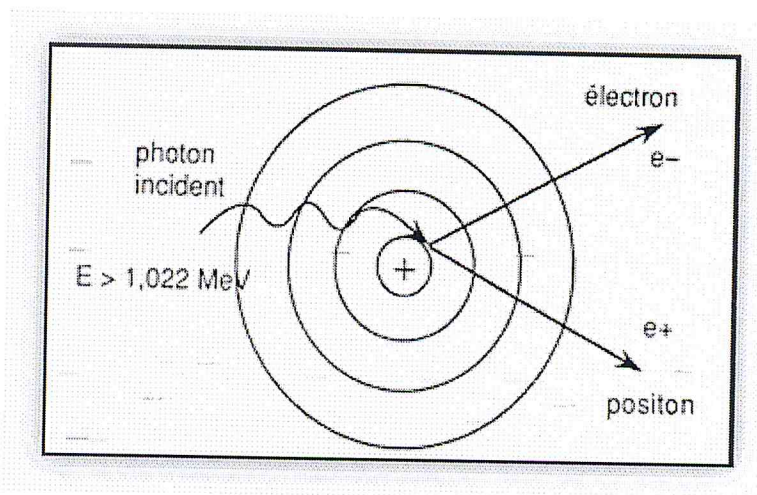


Fig. I.10 : Effets de matérialisation, interaction entre le photon et le noyau.

Cette interaction nécessite la présence d'un champ électrique intense. Elle se produit donc au voisinage du noyau.

L'excédent d'énergie ($h\nu \geq 2m_0c^2$) est partagée entre l' e^- et l' e^+ .

Cette énergie cinétique de l' e^- va être absorbée dans le milieu et celle de l' e^+ va également être épuisée jusqu'à une interaction d'annihilation donnant 2 photons γ de 511 keV, émis à 180° l'un de l'autre et diffusés hors du milieu.

- L'énergie absorbée est donc : $E_0 - 1,022 \text{ MeV}$
- L'énergie diffusée est : $2 \times 0,511 \text{ MeV}$

La probabilité de création de paires, donc le coefficient d'atténuation qui lui lié est nulle pour des énergies $< 1,022 \text{ MeV}$, (Fig. I.11) et ensuite:

$$\frac{\pi}{\rho} \propto Z \cdot \text{Log}(h\nu) \quad (\text{I.12})$$

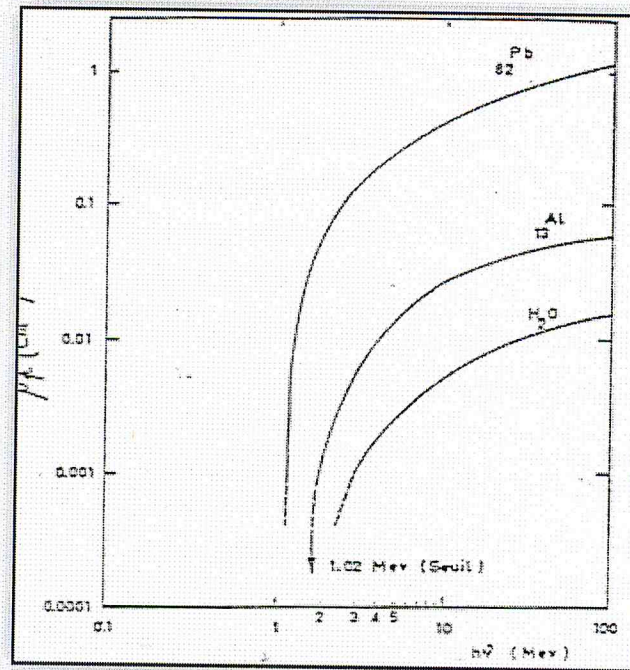


Fig. I.11 : Coefficient de l'effet de paire pour différents milieux en fonction de l'énergie du photon incident

I.3.2.4. Diffusion de Thomson-Rayleigh

Le photon incident est absorbé par l'atome et réémis avec une direction différente et la même énergie (pas de modification de la longueur d'onde), ce phénomène est important pour les photons peu énergétiques (IR, visibles, UV) mais négligeable avec les rayons X ou γ .

On constate que :

- L'effet photoélectrique prédomine à basse énergie et Z élevé.
- L'effet Compton prédomine à Z bas.
- La création de paires prédomine à haute énergie et Z élevé.

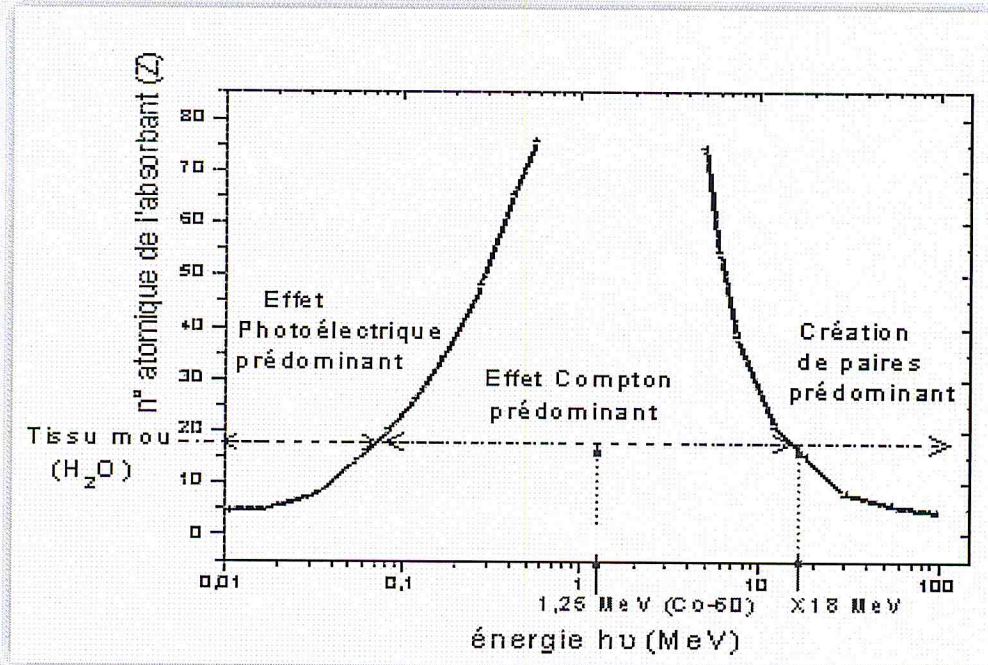


Fig. I.12 : Délimitation des domaines d'énergie de prédominance des trois interactions principales des photons utilisés en radiothérapie selon Z et E_0 : effet photoélectrique, effet Compton et création de paire en fonction du numéro atomique du milieu traversé. L'interaction Compton est prédominante dans le tissu mou (plus de 70% d'eau).

On définit alors le coefficient global d'atténuation linéaire $\mu = \tau + \sigma + \pi$ (Fig. I.12):

- τ = coefficient d'atténuation linéaire par effet photo-électrique.
- σ = coefficient d'atténuation linéaire par effet Compton.
- π = coefficient d'atténuation linéaire par matérialisation.

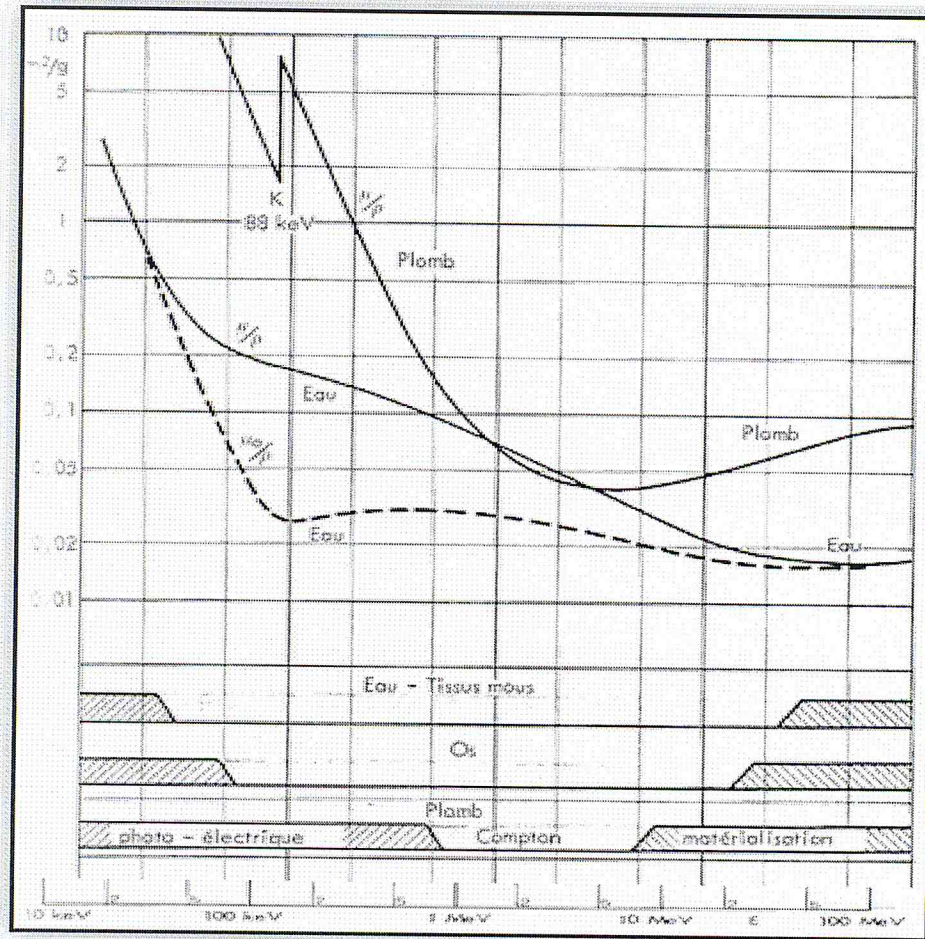
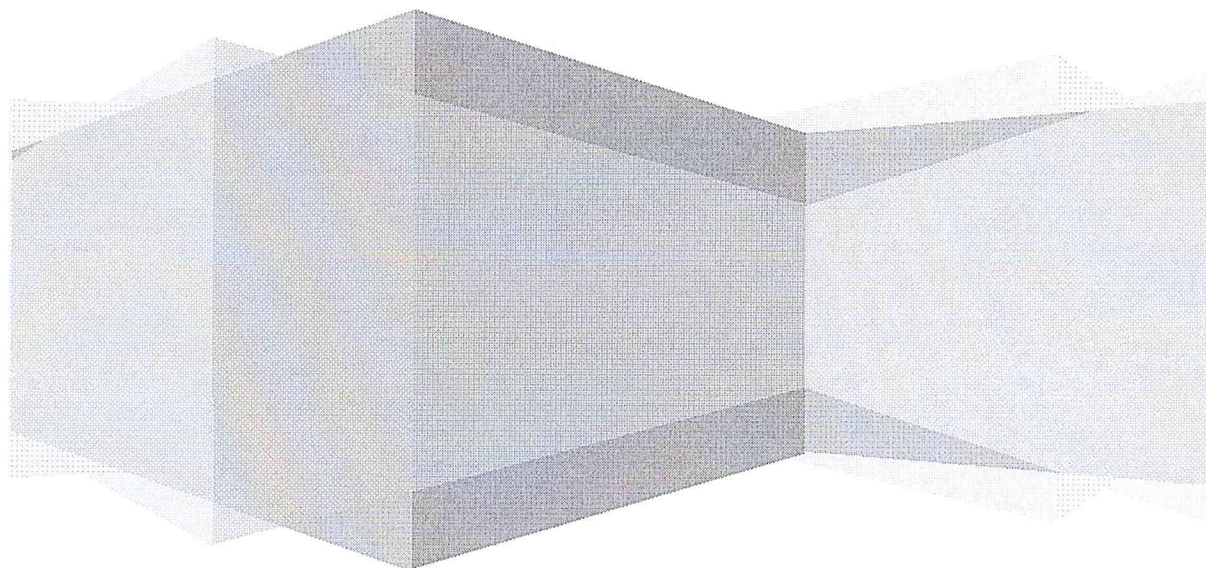


Fig. I.13 : Coefficient massique global d'atténuation dans l'eau et le plomb.

Chapitre II:
Paramètres dosimétriques
des faisceaux de photons



Chapitre II : Paramètres dosimétriques des faisceaux de photons

L'utilisation des faisceaux de rayonnements ionisants en routine clinique pour le traitement des cancers requiert la définition de fonctions dosimétriques qui les caractérise. Une combinaison appropriée de ces fonctions va nous permettre de calculer le débit de dose en n'importe quel point dans le fantôme à partir du débit de dose de référence de l'appareil de traitement

II.1. Quantités utilisées pour décrire les faisceaux de photons

- La fluence : $\Phi = \frac{dN}{da} \text{ (m}^{-2}\text{)}$ (II.1)

- Le débit de fluence : $\varphi = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{d^2N}{da.dt} \text{ (m}^{-2}.s^{-1}\text{)}$ (II.2)

- La fluence d'énergie : $\Psi = E \cdot \frac{dN}{da} = \frac{dR}{da} \text{ (J. m}^{-2}\text{)}$ (II.3)

- Le débit de fluence : $\psi = \frac{d\Psi}{dt} = E \cdot \frac{d^2N}{da.dt} \text{ (w. m}^{-2}\text{)}$ (II.4)

Où : N est le nombre des particules incidentes, et da est l'unité de surface.

- L'exposition X = $\frac{dQ}{dm}$ (II.5)

Où : dQ est la valeur absolue de la charge totale des ions d'un signe donné dans l'air quand tous les électrons (+ ou -) libérés par des photons dans un élément de volume d'air de masse dm sont complètement arrêtés dans l'air.

II.2. Le Kerma et la dose

Les concepts dosimétriques sont directement liés au processus du transfert d'énergie vers la matière. On distingue deux concepts fondamentaux : Le Kerma et la dose absorbée. Ces deux grandeurs présentent une alternative à l'utilisation de la notion de la fluence pour la description du faisceau d'irradiation dans la matière.

II.2.1. Notion de la dose absorbée

Au cours des différentes interactions décrites au chapitre précédent, les photons en pénétrant dans la matière perdent de l'énergie qu'ils cèdent à des électrons secondaires. La dose absorbée est l'énergie déposée dans le milieu, causé par excitations et ionisations ayant lieu le long des parcours de ces électrons (Fig.II.1). Si une certaine quantité d'énergie dE est déposée par ces électrons dans un volume dv dont la masse est dm , la dose absorbée en un point P situé au centre de ce volume est définie par :

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (\text{II.6})$$

Elle est exprimée en Gray, où $1 \text{ Gy} = 1 \text{ joule} / 1 \text{ kg} = 100 \text{ cGy}$.

Le débit de dose absorbée caractérise l'énergie absorbée en un temps donné.

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad (\text{II.7})$$

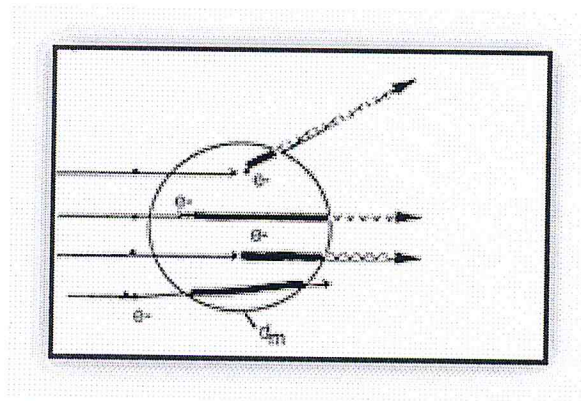


Fig. II.1 : La dose absorbée se calcule comme le rapport de (\sum énergies des particules qui entrent dans dv (dm) - \sum énergies des particules qui sortent de dv) / dm .

II.2.2. La notion du Kerma

La quantité du kerma est défini comme le rapport de la somme des énergies cinétiques initiales de toutes les particules chargées ionisantes (électrons et positrons) libérés par les particules non chargées (photons) dans un matériau de masse dm (Fig.II.2). L'unité de kerma est la même que pour la dose. Pour un faisceau de

photons traversant un milieu, le kerma en un point est directement proportionnelle à la fluence de photons d'énergie.

$$K = \psi \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) \quad (\text{II.8})$$

Une grande partie de l'énergie cinétique initiale des électrons dans les matériaux de numéro atomique faible (par exemple, l'air, l'eau, les tissus mous) est dépensée par les collisions inélastiques (l'ionisation et l'excitation) avec les électrons des atomes. Seule une petite partie est dépensée dans les collisions radiatives avec les noyaux atomiques (rayonnement de freinage). Le kerma peut donc être divisé en deux composantes: le kerma collisionnel (K_{col}) et le kerma radiatif (K_{rad}).

$$K = K^{col} + K^{rad} \quad (\text{II.9})$$

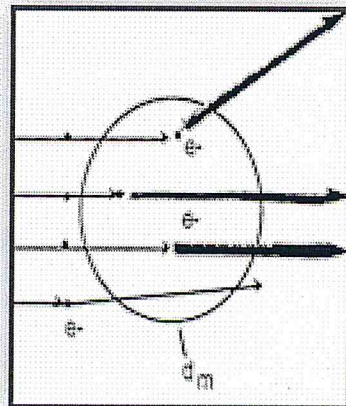


Fig. II.2 : Le Kerma est le rapport de \sum énergies cinétiques des particules chargées (E_p) dans dv par dm .

II.2.3. La notion de l'équilibre électronique

La dose en un point du milieu est directement liée à la fluence des électrons en ce point. Pour un faisceau de photons la dose absorbée en un point dépend donc des conditions de mise en équilibre électronique. Les électrons secondaires projetés par les photons ont une énergie comprise entre 0 et l'énergie des photons incidents, et sont émis dans toutes les directions de l'espace. Lorsque l'énergie augmente. Ils sont projetés préférentiellement dans la direction des photons incidents. Au fur et à mesure que le faisceau de photons pénètre dans le milieu, il met en mouvement des

électrons et la fluence de ces électrons sur des couches successives de milieu augmente progressivement. Le rapport des fluences des électrons et des photons ($\phi_{\text{électrons}} / (\phi \text{ photons})$) reste constant. L'équilibre électronique est atteint. A la profondeur correspondant au parcours maximal des électrons mis en mouvement, il y a d'autant d'électrons créés par couche du milieu que d'électrons arrêtés dans cette couche (Fig. II.3).

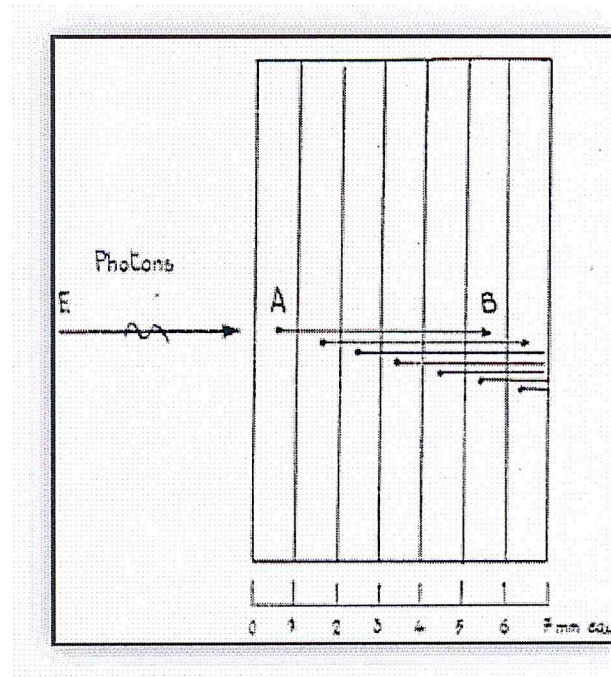


Fig. II.3 : Représentation schématique de l'établissement de l'équilibre électronique entre les couches A et B.

II.2.4. Relation kerma – dose absorbée

Le kerma et la dose absorbée s'expriment avec la même unité. Cependant, ce n'est que lorsque l'équilibre électronique est atteint dans le milieu que les quantités kerma et dose absorbée sont égales.

Cette égalité n'est vérifiée que si les deux conditions sont satisfaites :

- Δm représente un petit élément situé au sein de la masse totale de l'absorbant.
- L'épaisseur de la matière irradiée est inférieure au libre parcours moyen des photons :

$$\langle L \rangle = \frac{1}{\mu}$$

Ce qui correspond à une énergie transmise égale à $1/e = 37\%$ l'énergie initiale.

II.3. La qualité du faisceau

La dose en un point dépend non seulement des paramètres géométriques de la mesure (taille du champ et profondeur de mesure) mais aussi par le spectre d'énergie du faisceau d'irradiation. Ce dernier est déterminé à partir de l'émission du rayonnement de freinage par les électrons accélérés au niveau de la cible dont l'énergie nominale est l'énergie d'accélération des électrons. Le faisceau ainsi produit n'est pas exactement le faisceau d'irradiation, car dans sa modélisation dans la tête de traitement il subit des changements qui dépendent crucialement de la structure propre de la tête. Donc, deux faisceaux de même énergie produits par deux appareils différents, ils n'auront pas les mêmes caractéristiques de pénétration à la sortie de la tête de traitement.

En plus de l'énergie d'accélération, les caractéristiques de pénétration dépendent de l'épaisseur et le numéro atomique de la cible et des dimensions et numéro atomique du collimateur primaire et du filtre égalisateur. L'effet de ces composants est quantifié en une grandeur appelée l'indice de qualité du faisceau, défini comme le rapport de la lecture à une profondeur de 20 et de 10 cm respectivement à la même distance source-point de mesure et pour une taille du champ de référence (Fig. II.4).

II.4. Fonctions dosimétriques pour les faisceaux de traitement

Chaque faisceau de traitement de qualité donnée est caractérisé par certaines fonctions dosimétriques ^[2] mesurables définies par l'ICRU (ICRU 1976). Le but d'utilisation de ces grandeurs est (Fig. II.4) :

- d'évaluer le débit de sortie de la machine de traitement ;
- de décrire quantitativement la pénétration du faisceau ;
- et de séparer la composante du diffusé et celle du primaire.

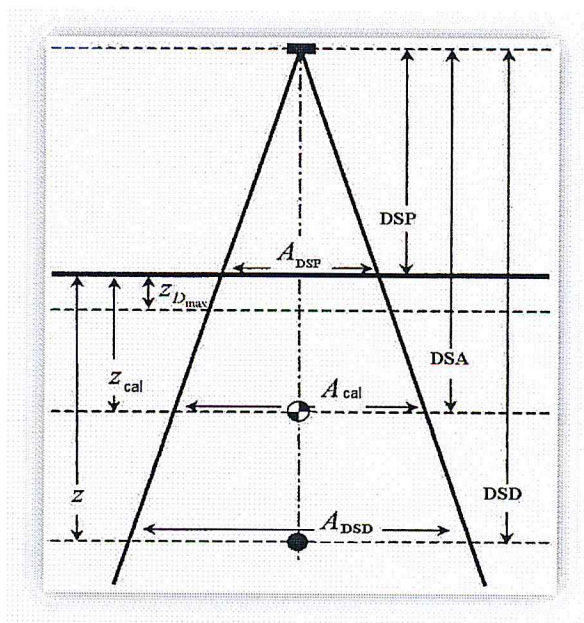


Fig. II.4 Géométrie de définition des différentes fonctions dosimétriques. DSP, DSA, DSD, correspondent à la distance source peau, distance source axe (isocentre) et distance source détecteur (point d'intérêt) respectivement. A est la taille du champ. Pour les irradiations isocentriques : $DSD=DSA$ Pour les irradiations non isocentriques : $DSP=DSA$.

II.5. Le débit relatif de la machine (output)

Le facteur d'output total (output dans l'eau) d'un appareil de traitement est défini dans l'ICRU24 comme le rapport de débit d'exposition ou débit de dose d'un champ donné relative à la même quantité dans les conditions géométriques de références ($A_{réf}, z_{réf}$), noté RDF (facteur de dose relative), S_{cp} ou OF (Fig. II.5).

$$S_{cp}(A) = \frac{D(A, z_{réf})}{D(A_{réf}, z_{réf})} \quad (\text{II.10})$$

La séparation de l'output total en facteur de diffusion dans la tête d'irradiation, S_c , et le facteur de diffusion dans le fantôme, S_p , a été proposée par Holt (1970). Dans ce cas, le facteur d'output, S_{cp} , est égale à:

$$S_{cp} = S_c \times S_p \quad (\text{II.11})$$

S_c : Il est appelé aussi output dans l'air, mesuré dans un mini-fantôme selon les mêmes conditions géométriques que le S_{cp} .

$$S_c(A) = \frac{D_{\text{min i-fantôme}}(A, z_{\text{réf}})}{D(A_{\text{min i-fantôme}}, z_{\text{réf}})} \quad (\text{II.12})$$

S_p : le facteur de diffusion dans le fantôme. Il est souvent estimé par le rapport du facteur d'output (facteur de diffusion total, S_{cp}) et le facteur de diffusion dans la tête de traitement (S_c) car la mesure de S_p fait appel à des techniques souvent difficiles à réaliser expérimentalement.

$$S_p = \frac{S_{cp}}{S_c} \quad (\text{II.13})$$

La variation dans l'output avec la taille du champ au point de référence est fortement liée au rayonnement diffusé dans la tête d'irradiation. Il dépend donc de la structure de la tête qui varie d'une machine à l'autre. Cette variation dépend moins des diffusions dans le patient qui sont directement proportionnelles à la surface irradiée au point de mesure, car pour les photons de haute énergie les diffusions se font plutôt en amont que latéralement. Ainsi, le facteur de diffusion dans la tête (S_c ou HSF) et le facteur de diffusion dans le fantôme peuvent être déterminé séparément et puis leur combinaison donne le facteur de diffusion totale (facteur d'output).

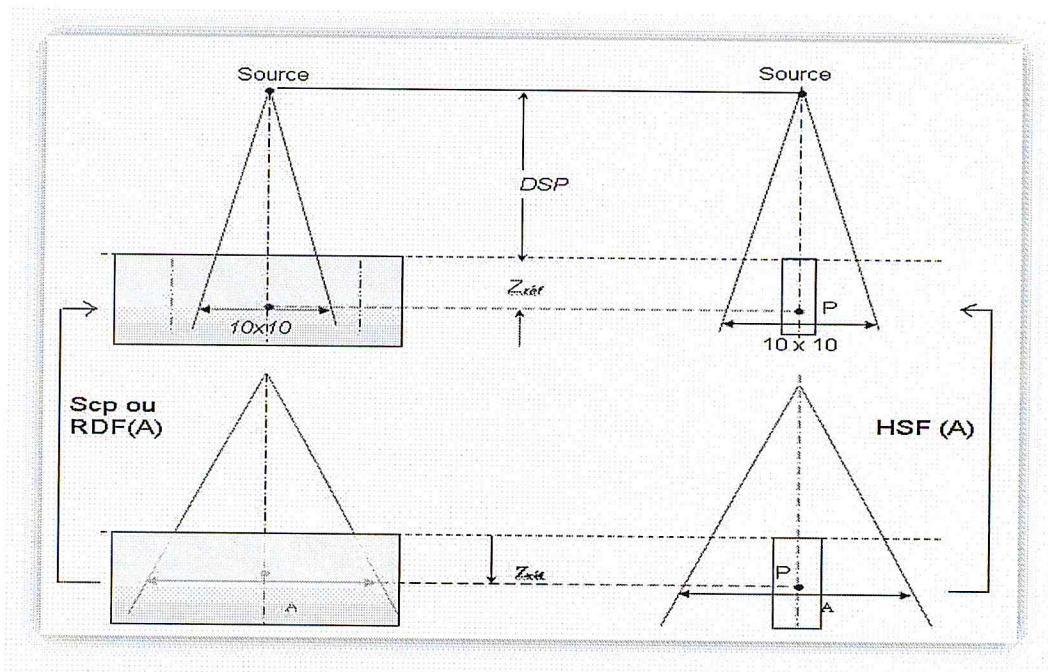


Fig. II.5 : Géométrie de mesure du S_c (HSF) et du S_{cp} (RDF).

S_p est obtenu par la relation $S_p = S_{cp} / S_c$

II.6. Caractérisation de la pénétration des faisceaux

Trois grandeurs sont utilisées pour tenir compte de la pénétration du faisceau dans un fantôme : La dose en profondeur (PDD), le rapport tissu-fantôme (TPR) et le rapport tissu-maximum (TMR).

II.6.1. Le rendement de dose en profondeur

Le PDD (*Percentage Depth Dose*) en un point de milieu est défini comme le rapport de la dose absorbée en ce point et la dose absorbée mesurée à la profondeur de maximum de dose à la même distance source-surface. L'inconvénient de cette grandeur dans la pratique clinique est sa dépendance de 3 paramètres : la distance source-peau (DSP), la profondeur (z) et l'énergie (E) (Fig. II.6) :

$$PDD(A_{DSP}; z) = \frac{D(A_{DSP}, z)}{D(A_{DSP}, z_{D_{max}})} \times 100 \quad (\text{II.14})$$

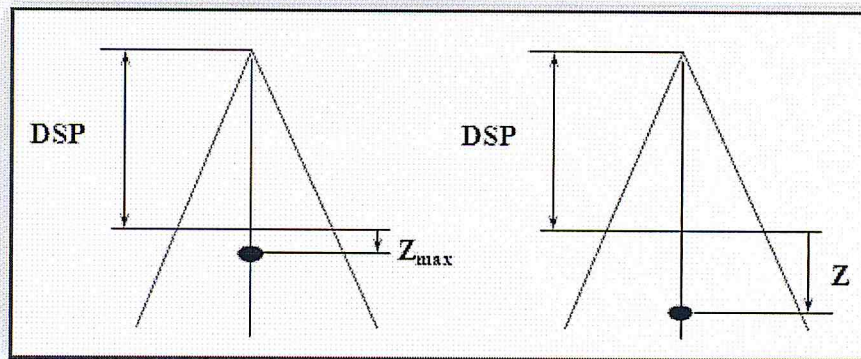


Fig. II.6 : Illustration de la manière dont on mesure le rendement en profondeur.

II.6.2. Le rapport tissu fantôme (TPR)

Le TPR (*Tissue Phantom Ratio*) est Défini comme le rapport de la dose absorbée en un point sur l'axe central et la dose absorbée en ce même point et à la même distance de la source, mais à une profondeur de référence ($z_{réf}$) en déplaçant le fantôme seulement sur l'axe central (Fig. II.7).

$$TPR(A_{DSD}, z, z_{réf}) = \frac{D(A_{DSD}, DSD, z)}{D(A_{DSD}, DSD, z_{réf})} \quad (\text{II.15})$$

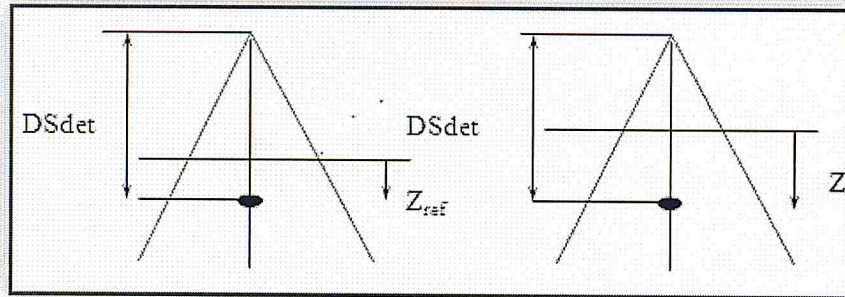


Fig. II.7 : Les conditions de mesure du TPR.

II.6.3. Le rapport tissu maximum (TMR)

Le TMR (*Tissue-Maximum Ratio*) est défini comme le TPR pour un point de référence ($z_{réf}$) égal à la profondeur de maximum de dose (z_{max}), (Fig. II.8). Il est conseillé d'utiliser un point de référence loin de la région de l'équilibre électronique, pour éliminer la contribution des électrons de contamination, dans le cas des rayons X de haute énergie (Le pic de maximum de dose devient plat).

$$TMR(A_{DSD}, z) = \frac{D(A_{DSD}, DSD, z)}{D(A_{DSD}, DSD, z_{Dmax})} \quad (\text{II.16})$$

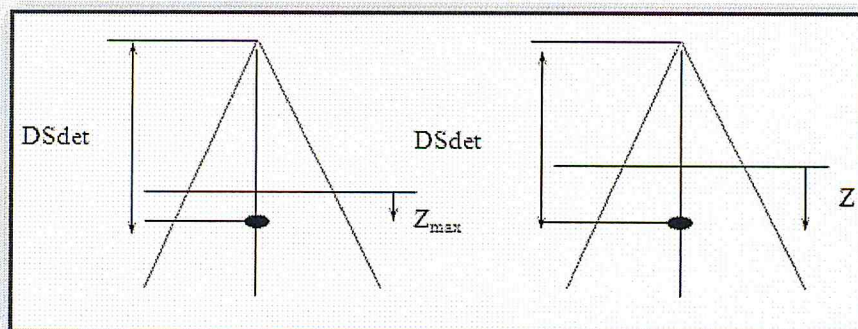


Fig. II.8 : Les conditions de mesure du TMR.

II.7. Séparation de la contribution du primaire et la contribution du diffusé

Les premiers systèmes dosimétriques étaient basés sur la séparation de la diffusé de la dose primaire utilisant les facteurs de diffusions qui expriment le

rapport de la dose totale (dans le fantôme) et la dose primaire (mesurée dans l'air). En général, on utilise : le rapport tissu-air (TAR), le rapport diffusé-primaire (SPR), le rapport diffusé-air (SAR) et le rapport diffusé-maximum (SMR).

II.7.1. Le rapport tissu air (TAR) :

Le TAR (*Tissue-Air Ratio*) a été défini comme le rapport de la dose absorbée en un point donné dans le fantôme et la dose due à la contribution des photons primaires au même point et à la même distance de mesure source-point. La dose des photons primaires est mesurée dans l'air au centre d'un mini-fantôme de masse juste suffisante pour garantir l'équilibre électronique au point de mesure. On peut utiliser un capuchon de build-up de la chambre d'ionisation d'épaisseur suffisante au lieu d'un mini-fantôme pour les énergies $\leq 4\text{MV}$

Cette définition du TAR présente des inconvénients pour les rayons X de haute énergie dus aux difficultés expérimentales pour assurer l'équilibre électronique idéal dans l'air à des profondeurs loin de z_{max} , car pour des épaisseurs supérieures à 0.5 mm des diffusions supplémentaires dans le capuchon ou le mini-fantôme sont inévitables. Pour cette raison, une autre définition du TAR a été proposée (BJR 1983). Dans cette nouvelle définition, la dose primaire, c.-à.-d., la mesure dans l'air s'effectue toujours à la profondeur de maximum (z_{max}).

$$TAR(A_{DSD}, z) = \frac{D(A_{DSD}, DSD, z)}{D_{\text{capuchon}}(A_{DSD}, DSD)} \quad (\text{II.17})$$

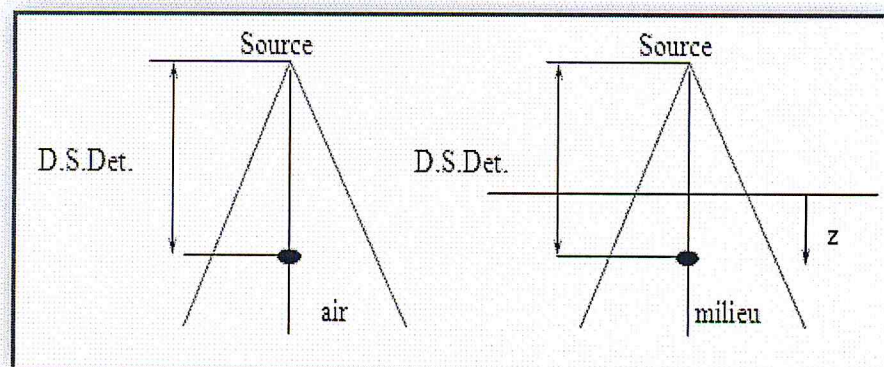


Fig. II.9 : Les conditions de mesure du TMR.

II.7.2 : Le rapport diffusé air (SAR)

Le SAR (*Scatter-Air Ratio*) décrit la dose absorbée déposée par les photons diffusés par le fantôme. Il est calculé par la soustraction de la valeur extrapolée du TAR pour le champ de surface nulle ($A \rightarrow 0$), RTA_0 , de la valeur de TAR. L'utilisation de l'extrapolation pour représenter de la composante de la dose primaire reste un point d'ambiguïté.

$$SAR(A_{DSD}, z) = TAR(A_{DSD}, z) - TAR(A \rightarrow 0, z) \quad (\text{II.18})$$

Une autre forme de SAR qu'on peut trouver dans la littérature est le SAR différentiel (dSAR) par rapport au rayon du champ (distance du point central à la bordure du champ). Cette définition est utilisée dans les techniques d'intégration sur les champs irréguliers.

II.7.3. Le rapport diffusé-primaire (SPR)

Le SPR (*Scatter-Air Ratio*) est une notation générale attribuée aux quantités qui définissent le rapport de la dose diffusée et la dose primaire incidente en un point. Dans une définition récente, Bjärngard et Petti (1988) on utilise la dose due à la contribution des photons primaires au lieu de la dose primaire incidente dans le dénominateur.

$$SPR(A_{DSD}, z) = \frac{SAR(A_{DSD}, z)}{TAR(A \rightarrow 0, z)} \quad (\text{II.19})$$

II.7.4. Le rapport de diffusion au maximum de dose (SMR)

Par analogie au SAR, le rapport de diffusion maximum (*Scatter-Maximum Ratio*) est calculé par la soustraction de TMR au champ de surface nulle ($A \rightarrow 0$) de la valeur du RTM à la même profondeur et rayon du champ.

$$SMR(A_{DSD}, z) = TMR(A_{DSD}, z) - TMR(A \rightarrow 0, z) \quad (\text{II.20})$$

II.7.5. Le facteur de rétrodiffusions (BSF)

Le facteur BSF (*Back-Scatter Factor*) est défini comme le SPR à la surface du fantôme sur l'axe central, utilisé pour les rayons X de faibles et moyennes énergies.

$$BSF(A) = \frac{D(A_{DSP}, surface)}{D_{capuchon}(A_{DSP}, surface)} \quad (II.21)$$

II.7.6. Le facteur de diffusions au pic (PSF)

C'est le facteur BSF défini à la profondeur de maximum de dose (figure II.6). Il représente le rapport entre la dose absorbée totale et la dose des photons primaires à la profondeur de maximum de dose. D'après cette définition, le PSF tend à 1 si la taille du champ tend vers 0.

$$PSF(A) = \frac{D(A_{DSD}, z_{Dmax})}{D_{capuchon}(A_{DSD}, z_{Dmax})} \quad (II.22)$$

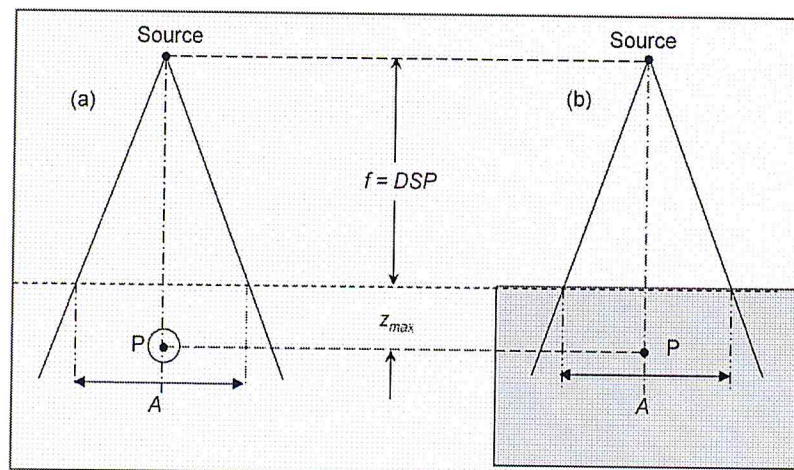


Fig. II.10 : Géométrie de mesure du PSF.

La mesure dans l'air s'effectue avec un capuchon de build-up.

II.7.7. Le facteur de diffusions au pic normalisé (NPSF)

La mesure du PSF à partir de l'équation (II-14) ne donne pas la valeur exacte du PSF. En réalité, utilisé le mini-fantôme ou un capuchon de build-up induit des diffusions supplémentaires. La contribution des photons primaire ne peut être

mesurée exactement. Pour cette raison, on a pensé à normaliser le PSF par rapport à une valeur du PSF de référence, afin que le rapport des deux valeurs puisse compenser l'erreur due aux diffusions.

$$NPSF(A) = \frac{PSF(A)}{PSF(A=10)} \quad (II.23)$$

II.8. Courbes de distribution de doses

II.8.1. Le rendement en profondeur

La courbe donnant la variation de la dose absorbée dans l'eau sur l'axe du faisceau d'irradiation à une distance source-surface du fantôme fixe, est appelée courbe de rendement en profondeur : PDD(z) (figure II.7).

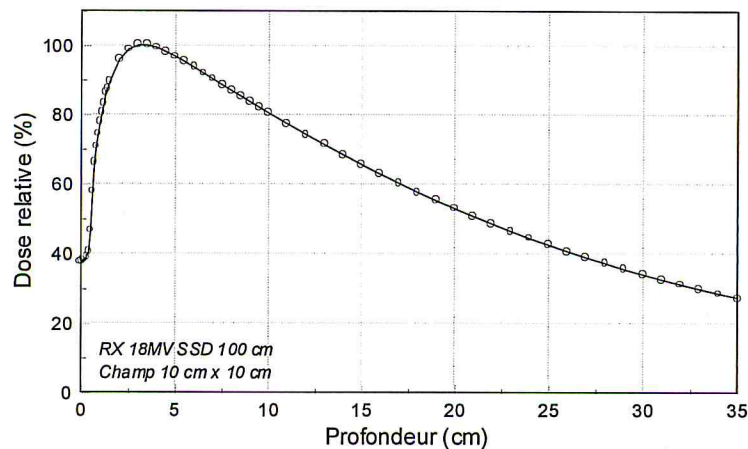


Fig. II.11 : Exemple de courbe de rendement en profondeur.

Le rendement en profondeur correspond à la variation de la dose absorbée le long de l'axe du faisceau en fonction de l'épaisseur des tissus. Il est exprimé en pourcentage de la dose maximum absorbée.

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

II.8.2. Le profil de dose

La variation de la dose absorbée dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau et à une profondeur donnée est appelée **profil latéral de dose**.

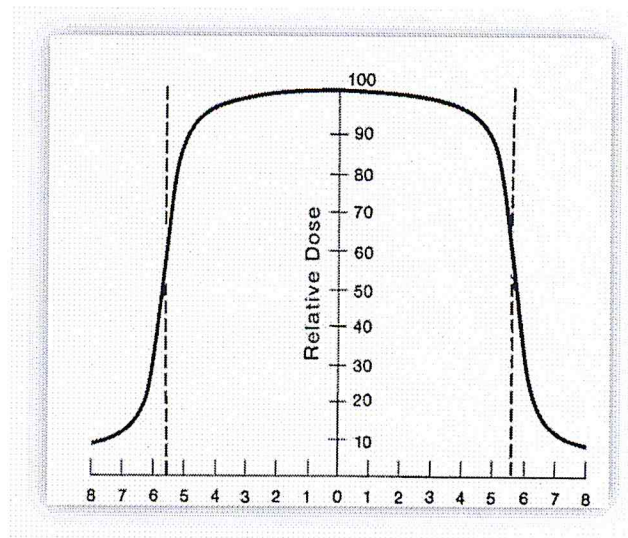


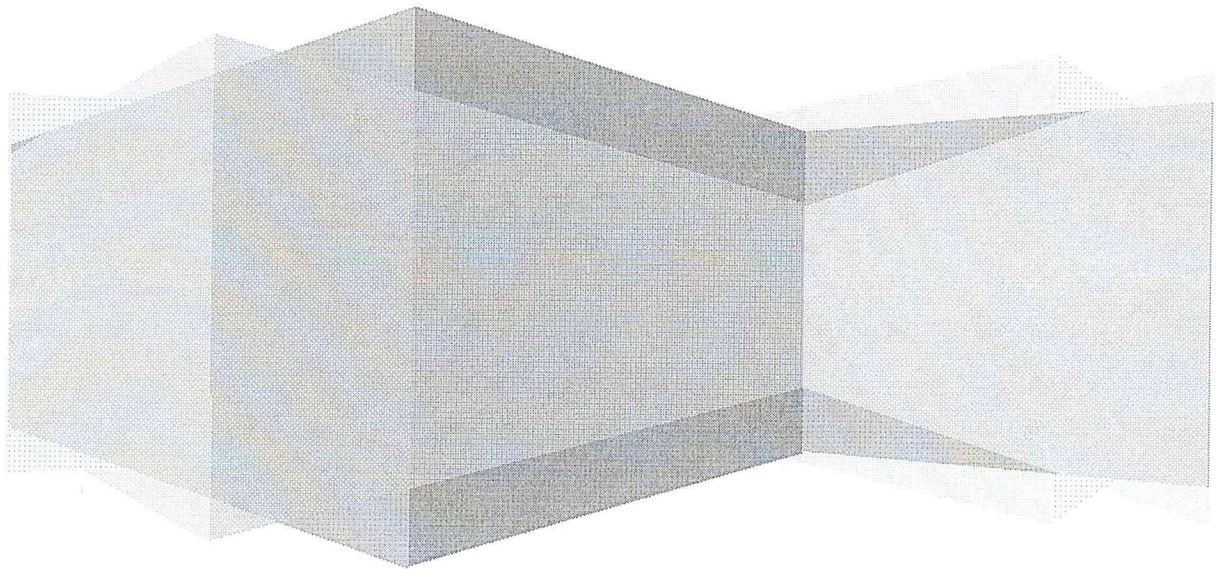
Fig. II.12: Courbe de profile de dose.

On peut définir à partir de la courbe de profile de dose : la pénombre géométrique, la taille du champ, les corrections hors axe central et la profondeur de mesure.

II.8.3. La pénombre géométrique

Physiquement, la pénombre est la région en bordure de champ où la dose change rapidement en fonction de la distance de l'axe centrale. Géométriquement, la pénombre est la différence entre le faisceau tracé à partir du centre de la source et le faisceau tracé à partir des extrémités de la source. La pénombre géométrique est mesurable sur la courbe de profile de dose. La pénombre physique inclut de plus les diffusions dans les collimateurs et leur contribution aux extrémités du champ d'irradiation.

Chapitre III:
Généralités sur l'HSF
et son influence dans le calcul
des unités moniteur



Chapitre III : Généralité sur l'HSF et son influence dans le calcul des unités moniteur

III.1. Définition de l'HSF

Le concept du rapport d'output dans l'air O_0 ou HSF (in-air output ratio, le débit de dose dans l'espace libre, ou le débit de la fluence énergétique) a été introduit pour caractériser la manière dont la fluence du photon incident par unité moniteur (ou unité de temps pour une unité de Co-60) varie avec les arrangements de collimateur. Ce rapport augmente en raison de la diffusion accrue par la tête de traitement, qui est ajoutée au faisceau primaire.

Cette quantité est aussi appelé, le diffusé de collimateur « *collimator scatter* », et la diffusion par la tête S_h « *head scatter* », ces deux appellations ont été un peu trompeuses, car elles ont souligné une seule composante du rapport d'output. Nous avons retenu le symbole S_c , car il a été largement utilisé.

Il y'a trois composantes principale de la diffusion par la tête: une fraction des photons est dispersée par la structure de la tête d'accélérateur « diffusé tête », une partie des photons et des électrons est rétrodiffusée dans la chambre moniteur « rétrodiffusion » et à des tailles de champ très faibles, une portion de la source de rayons X est obscurcie par le collimateur.

Le rapport d'output dans l'air S_c est défini comme le rapport de kerma de collision primaire dans l'eau, K_p , par unité moniteur (M) entre un champ arbitraire défini par le collimateur et le champ de référence à même profondeur (profondeur de référence) dans un mini fantôme ^[3]:

$$S_c = \frac{Kp(A, z_{réf})/M}{Kp(A_{réf}, z_{réf})/M} \quad (III.1)$$

Où A est la taille du champ défini par le collimateur, et A_{ref} est le champ défini sous les conditions de référence, il est habituellement de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, et z_{ref} est la distance source-détecteur de référence (DSA), généralement, elle est égale à 100 cm.

Dans les cas où les mesures sont effectuées en hors axe (x, y), S_c défini dans l'équation précédente peut être complété comme suit ^[3]:

$$S_c = \frac{Kp(A;x,y,z_{ref})/M}{Kp(A_{ref};x,y,z_{ref})/M} \quad (\text{III.2})$$

III.2. Influence de la tête d'irradiation sur l'output

Différentes approches ont été étudiées pour obtenir les données de caractérisation du faisceau pour le calcul de dose. La méthode de Monte Carlo est utile dans l'analyse de différentes composantes du rapport d'output. Une approche pratique qui évite la manipulation de l'ensemble de phase de données spatiales vastes consiste à utiliser le modèle de «multi source», cette approche a été mise en œuvre pour Varian, Siemens, Elekta, et d'autres accélérateurs cliniques et les paramètres du modèle peuvent avoir clairement une interprétation physique. Les modèles de sources multiples supposent que les particules dans un faisceau de radiothérapie sont créés par différentes sources secondaires représentant les contributions majeures des composants d'un accélérateur clinique. Par exemple, Le point de source de photons représente les photons directs de la cible, une source étendue et extra focale des photons représente les photons diffusés par le collimateur primaire, le filtre égaliseur et la chambre d'ionisation, et une source étendue d'électrons représente les électrons de contamination. Le modèle de source peut avoir différentes géométries de source secondaire pour différents modèles des accélérateurs linéaires mais la paramétrisation du modèle est essentiellement générée pour les accélérateurs cliniques couramment utilisés.

III.2.1. Photons diffusés par le filtre égaliseur et le collimateur primaire

Les mesures par simulations Monte Carlo et les modèles analytiques ont tous mis en évidence le rôle du filtre égaliseur et le collimateur primaire, d'agir

comme une source de diffusion qui peut contribuer par 12% aux photons de sortie. Puisque le filtre égaliseur est à la fois situé au dessous de la cible, son rayonnement sera porté à l'extérieur du collimateur du faisceau où il sera dominant puisque la contribution de la fuite par le collimateur est faible. Le modèle du diffusé permet de prédire correctement le S_c à des points hors axe ainsi de prédire avec précision la dose à ces points. Des données expérimentales récentes confirment que la variation dans les valeurs de S_c peut atteindre 2% hors axe. Les mesures suggèrent que la variation des photons diffusés par la tête aux points hors axe est plus complexe qu'une distribution gaussienne simple et nécessite deux sources gaussiennes au lieu d'une seule pour décrire correctement la distribution.

III.2.2. Photons diffusés par le filtre et le compensateur

À des structures plus proches de la cible, les filtres en coin ou les filtres compensateurs représentent une source de diffusion très importante pour les faisceaux cliniques. La présence d'un filtre en coin augmente la fraction de "diffusé tête" des photons et ainsi la valeur de S_c pour les photons X de haute énergie.

III.2.3. Diffusé de collimateur et fuites

Les collimateurs jouent un rôle très important dans la définition de la diffusion par la tête qui inclut la cible, le collimateur primaire et le filtre égaliseur. La fuite des photons à travers les mâchoires est généralement inférieure à 0,5%.

III.2.4. Rétrodiffusion vers la chambre moniteur

La rétrodiffusion dans la chambre moniteur a été étudiée par une variété de méthodes expérimentales. La fraction du signal de rétrodiffusion $b = M_b / M_0$ a été modélisé par Ahnesjö et al.

III.2.5. Effet de la Source obscurcie

Pour les arrangements de collimateur les plus petits (généralement inférieures à $2 \times 2 \text{ cm}^2$), la source réelle des rayons x est partiellement masquée par les mâchoires du collimateur conduisant à une réduction substantielle de l'output. Le S_c est réduit à zéro lorsque les mâchoires du collimateur sont complètement fermées.

L'effet de la source obscurcie domine le rapport d'output en radiochirurgie stéréotaxique utilisant un accélérateur linéaire et un gamma knife. Dans ce cas, il est important de considérer une réduction d'output supplémentaire par la perte de l'équilibre électronique latéral et l'irradiation partielle du détecteur.

III.3. Model de diffusé tête

La fluence énergétique provenant de la tête d'un accélérateur de radiothérapie pour un point dans l'air peut être séparée en quelques sources importantes. En principe, la fluence d'énergie par unité moniteur peut être exprimée comme suit ^[5] :

$$\frac{\psi_{tot}}{UM_{tot}} = \frac{\psi_p + \psi_e + \psi_c + \psi_m}{UM_p + UM_e + UM_c + UM_m} \quad (III.3)$$

Où le numérateur représente la fluence énergétique pour atteindre le point d'intérêt et le dénominateur représente le signal du moniteur. Les indices p, e, c, et m représentent la source primaire, la source extra-focale, la source de collimateur, et la contribution du rétrodiffusion vers le moniteur, respectivement. Ce rapport est généralement normalisé par rapport à une géométrie de référence (champ 10 x 10 cm²), et désigné comme le facteur d'output dans l'air (OF_{air}).

III.3.1. La source primaire

La cible des rayons X a été considérée comme une source ponctuelle, ce qui signifie que la contribution primaire ψ_p n'est pas affectée par les collimateurs secondaires, mais dépend uniquement du point de calcul. Le signal primaire des unités moniteur UM_p n'est pas affectée par les collimateurs secondaires car ils ne sont pas situés entre la cible des rayons X et le moniteur.

III.3.2. La source extra-focale

Les variations de la contribution de la source extra-focale sont généralement considérées comme les principales causes de la dépendance entre la taille du champ et l'OF_{air}. Ici la source extra-focale représente tous les photons diffusés entre la cible des rayons X et les collimateurs secondaires. Cependant, dans la pratique le

collimateur primaire et le filtre égaliseur sont les principaux contributeurs. Afin d'obtenir une distribution qui limite bien la source extra-focale, mais offre également une possibilité d'intégrer facilement les champs rectangulaires sur la source avec une grande précision, on la décrit comme une distribution triangulaire avec une base carrée, c'est à dire une pyramide. La base de la pyramide a été fixée à la même zone que le cercle englobant la taille maximale du champ carré, à la position de la source extra focale d_e . Par conséquent, le côté e de la source extra-focale peut être calculé comme [5]:

$$e = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot FS_{max} \cdot \frac{d_e}{d_{iso}} \quad (III.4)$$

Où FS_{max} est la taille maximale du champ à l'isocentre.

Cette source a la même orientation que le collimateur secondaire indépendamment de l'angle de collimateur.

La raison de la dépendance de l' OF_{air} à la taille de champ est que les collimateurs secondaires à un moment donné commencent à obscurcir la source des photons extra-focaux comme on le voit du point de calcul. La position du collimateur où cet effet se présente est décrite par la relation entre le point de calcul, l'emplacement des collimateurs secondaires, la position et taille de la source extra-focal.

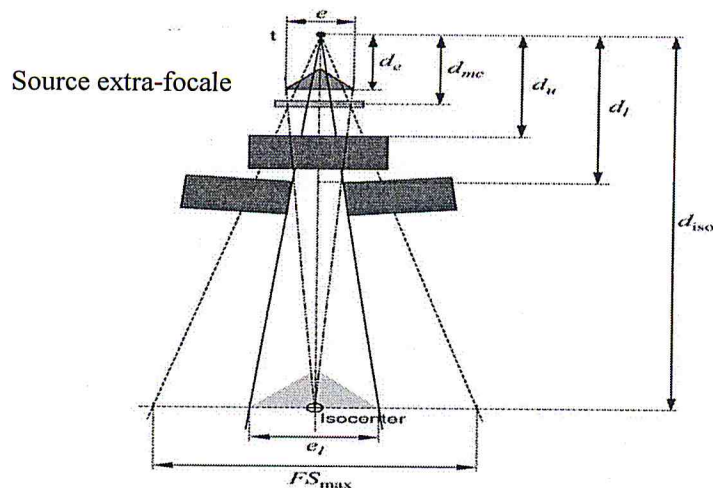


Fig. III.1 : Illustration schématique de la tête d'un accélérateur.

Les distances de la cible aux éléments respectifs sont prises en compte dans le modèle (e = la source extra-focale; mc = chambre moniteur; u = le collimateur supérieure; I = le collimateur inférieure; iso = isocentre). La base e_1 de la pyramide correspondante à la source extra-focale e projetée sur le plan d'isocentre dans le sens du collimateur inférieur. Elle est basée sur la taille maximale du champ FS_{max} .

$$e_1 = e \cdot \frac{d_{iso}-d_1}{d_{iso}-d_e} \cdot \frac{d_{iso}}{d_1} \quad (III.5)$$

Le calcul de e_u correspondant à la mâchoire supérieure, est analogue. L'avantage de cette méthode est que la taille du champ dans le plan d'isocentre, révèle une partie de la source extra-focale qui est visible à partir du point d'isocentre.

Toutefois, lorsque le point de calcul se trouve ailleurs, une transformation doit être effectuée. Cela signifie que le champ réel dans le plan d'isocentre (X_1, X_2, Y_1, Y_2) est converti en un nouveau champ virtuel ($X_{1v}, X_{2v}, Y_{1v}, Y_{2v}$) qui est utilisé pour l'intégration sur la source extra-focale. Dans la pratique ce champ virtuel représente exactement la même partie de la source extra-focale si le point de calcul aurait été situé au point d'isocentre. La première étape pour calculer les points qui ne se trouve pas dans le plan d'isocentre, c.-à-d. $z \neq 0$, est d'utiliser le calcul actuel des coordonnées (x, y, z) pour l'obtention de quatre nouvelles coordonnées virtuelles ($x_{1v}, x_{2v}, y_{1v}, y_{2v}$), chacune associée à l'un des quatre collimateurs secondaires.

La figure (III.1) montre comment la coordonnée virtuelle x_{1v} associé à la mâchoire X_1 peut être définie par ^[5]:

$$x_{1v} = \frac{d_1}{d_{iso}} \cdot X_1 + \left(x - \frac{d_1}{d_{iso}} \cdot X_1 \right) \cdot \frac{d_{iso}-d_1}{d_{iso}-d_1-z} \quad (III.6)$$

Le calcul est analogue pour x_{2v}, y_{1v} , et y_{2v} .

On note que l'équation (III.4) n'est valide que si le collimateur X_1 est l'un des plus bas collimateurs secondaires. En utilisant les quatre coordonnées virtuelles ($x_{1v}, x_{2v}, y_{1v}, y_{2v}$) la prochaine étape est de convertir les quatre positions actuelles du collimateur (X_1, X_2, Y_1, Y_2) dans les quatre positions virtuelles ($X_{1v}, X_{2v}, Y_{1v}, Y_{2v}$)

qui correspondent au champ valable si le point de calcul aurait coïncidé avec le point d'isocentre. Pour la mâchoire X_1 , ça peut être fait selon l'équation [5]:

$$X_{1v} = X_1 - x_{1v} \cdot \frac{d_{iso}}{d_1} \cdot \frac{d_1 - d_e}{d_{iso} - d_e} \quad (III.7)$$

Si $x_{1v} = 0$ donc $X_{1v} = X_1$, le calcul est analogue pour X_{2v} , X_{3v} , X_{4v} .

Utilisant cette méthode il est possible de déterminer la surface visible de la source extra-focale pour tous les champs rectangulaires, symétriques ou asymétriques qui respectent l'isocentre.

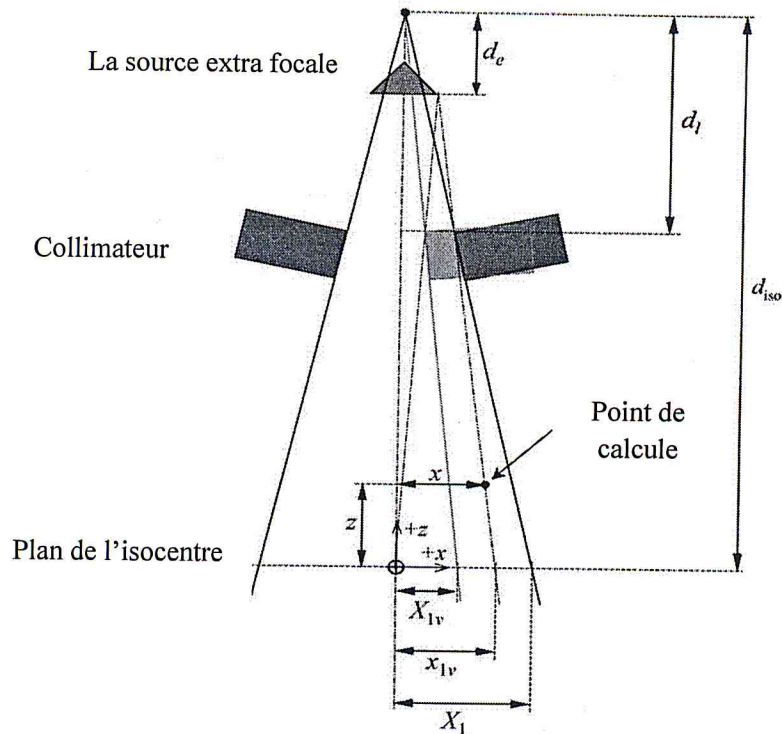


Fig. III.2 : Illustration de la transformation des champs Virtuels (mâchoire X_1) pour un point de calcul arbitraire.

Les premières coordonnées virtuelles dans le plan d'isocentre (X_{1v}) sont déterminées à partir des positions actuelles des collimateurs secondaires (X_1) et le point de calcul (x , z). Les positions actuelles du collimateur (X_1) sont ensuite transformées en des positions virtuelles (X_{1v}), correspondant au champ valide si le point de calcul coïncide avec l'isocentre.

La prochaine étape dans le calcul de ψ_e consiste à intégrer le champ sur la source extra-focale, c.-à.-d. que l'intégration peut être réalisée sur une pyramide avec une base de surface carré égale à l'unité. L'intégration est évaluée séparément pour chaque quadrant du champ.

L'intégration totale de la source extra-focale E est donnée par :

$$E(X_{1v}, X_{2v}, X_{3v}, X_{4v}) = E_{1,1}(X_{1v}, Y_{1v}) + E_{1,2}(X_{1v}, Y_{2v}) + E_{2,1}(X_{2v}, Y_{1v}) + E_{2,2}(X_{2v}, Y_{2v}) \quad (\text{III.8})$$

E comprend l'effet protecteur de la source extra-focal mais ne tient pas compte de la variation de la distance à la source au moment de quitter le point d'isocentre. Dans ces cas, on applique la correction par la loi de l'inverse du carré lorsque la contribution de l'ensemble extra-focale est attribuée à l'axe du collimateur à la distance d_e de la cible.

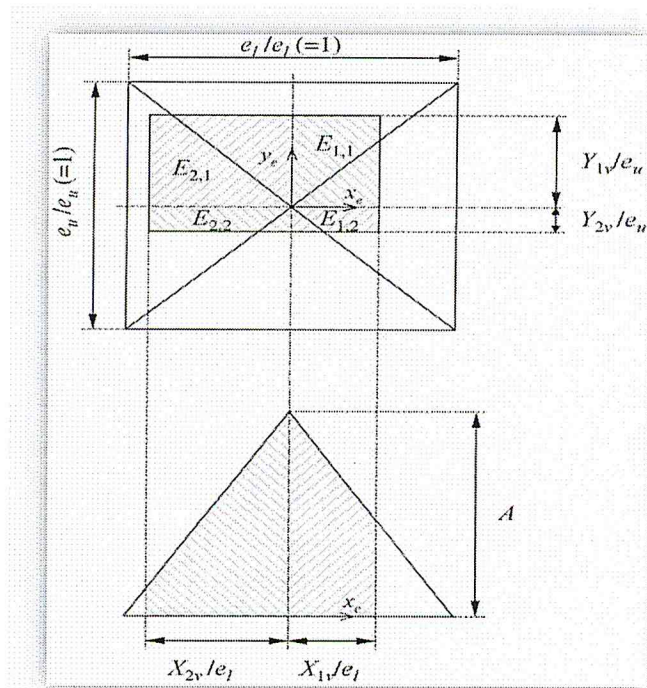


Fig. III.3 : Illustration de la source de la diffusion extra-focale et le système de coordonnées.

La zone visible de la pyramide, est utilisée pour déterminer la contribution de la diffusion extra-focale, elle est indiquée comme hachurée. On note que les positions du collimateur (virtuels) sont normalisées à la base de la pyramide.

La dépendance angulaire de la diffusion extra-focale n'est pas incluse dans l'intégrale. Cet effet peut être très important, en particulier pour les photons de haute énergie. Par conséquent des facteurs de correction multiplicatifs ont été appliqués pour la dépendance angulaire sur la section de diffusion et la perte de l'énergie par la diffusion Compton. Les facteurs de correction angulaire, appelée ici $c_{ang}(\hat{\phi})$ ont été dérivés de l'énergie nominal du faisceau (MeV) et un angle de diffusion moyenne $\hat{\phi}$ qui correspond à l'angle entre une ligne de rayonnement (v_{cent}) délivrée par la cible des rayons X vers le point central de la surface visible de la source extra-focal (x_c, y_c, d_e) et une ligne de rayonnement (v_{calc}) à partir de ce point central au point de calcul (x, y, z) comme il est montré sur la figure (III.4).

Donc la contribution extra-focale ψ_e peut être calculée comme :

$$\psi_e = k_{\psi_e} \cdot E \cdot \frac{(d_{iso} - d_e)^2}{X^2 + Y^2 + (D_{iso} - d_e - z)^2} \cdot C_{ang}(\hat{\phi}) \quad (III.9)$$

Conformément au signal de l'unité moniteur principal MU_p , le signal d'unité moniteur extra-focal MU_e n'est pas affecté par les collimateurs secondaires.

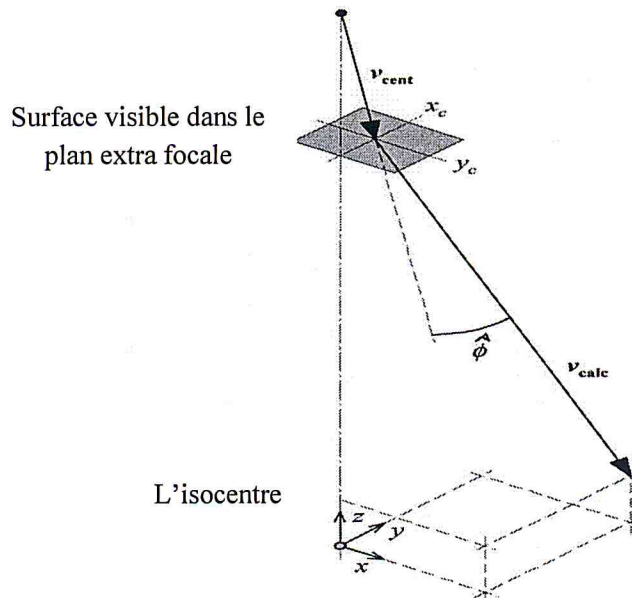


Fig .III.4 : Illustration de l'angle de diffusion extra-focale $\hat{\phi}$, elle est définie comme l'angle entre (v_{cent}) et passant par le point central de la zone visible de la source extra-focal et (v_{calc}).

III.3. La source du collimateur

La contribution de la diffusion provenant des collimateurs secondaires a été modélisée comme étant proportionnelle à la longueur des bords du collimateur irradiés, projetée sur le plan de l'isocentre. Cette source peut être décrite comme une source isotropique linéaire dans le plan du collimateur.

ψ_c se calcule selon l'équation qui est valable pour n'importe quel point dans le champ. k_{ψ_c} est une constante décrivant la fluence énergétique, par rapport à ψ_{tot} dans la géométrie de référence, atteignant le point d'isocentre sur les bords de collimateur par le périmètre du champ au niveau de l'isocentre :

$$\psi_c = k_{\psi_c} \cdot 2(X_1 + X_2 + X_3 + X_4) \cdot \frac{(d_{iso}-d_i)^2}{(d_{iso}-d_i-z)^2} \quad (III.10)$$

La partie du signal qui vient par les collimateurs secondaires, MU_e se calcule par :

$$MU_e = k_{MU_e} \cdot MC(X_1, X_2, Y_1, Y_2) \quad (III.11)$$

Où k_{MU_e} est une constante déterminée dans la mise en œuvre du modèle pour chaque faisceau de photons et $MC(X_1, X_2, Y_1, Y_2)$ décrit la géométrie de la tête de traitement résultante des signaux de moniteur par la rétrodiffusion dans les collimateurs secondaires. $MC(X_1, X_2, Y_1, Y_2)$ est définie comme la zone irradiée des faces supérieures des collimateurs, projetée vers le plan d'isocentre, divisée par la distance entre la surface arrière de collimateur correspondante et la chambre moniteur.

III.4. Formalismes de calcul des unités moniteur

Le calcul de temps de traitement revient au calcul du débit de dose au point d'intérêt. En routine clinique, le débit de dose peut être déterminé de différentes façons : Il y a trois formalismes principaux pour le calcul de la dose par unité moniteur en tout point du fantôme.

III.4.1. Formalisme de la dose par fluence

En principe la dose est proportionnelle à la quantité de rayonnement à laquelle le patient est exposé. La dose peut, alors, être calculée à partir de la fluence énergétique, ψ . Pour un champ de taille A et en un point (x, y, z) dans le fantôme, l'expression de la dose par unité moniteur est ^{[3], [6]}:

$$\frac{D(A, x, y, z)}{UM} = \frac{\psi_{cal}(A_{cal}, x_{cal}, y_{cal}, z_{cal})}{UM} \cdot d(A, x, y, z) \quad (III.12)$$

Où : ψ_{cal} est la fluence énergétique à la géométrie de référence.

$$\frac{\psi_{cal}(A_{cal}, x_{cal}, y_{cal}, z_{cal})}{UM} = \left[\frac{D(A_{cal}, x_{cal}, y_{cal}, z_{cal})}{UM} \right]_{Mesuré} \times \left[\frac{\psi_{cal}(A_{cal}, x_{cal}, y_{cal}, z_{cal})}{D(A_{cal}, x_{cal}, y_{cal}, z_{cal})} \right]_{Calculé} \quad (III.13)$$

Où D (A, x, y, z) est la dose par fluence énergétique incidente.

III.4.2. Formalisme de la dose par Kerma incidente

Il convient aux systèmes dosimétriques basés sur la séparation du primaire-diffusé. L'expression de la dose par Kerma primaire est donnée par ^{[2], [6]}:

$$\frac{D}{K}(A, x, y, z) = I + SPR(A, x, y, z) \quad (III.14)$$

Où SPR est le rapport de la dose diffusée et la dose primaire.

K est le Kerma incident. Il est donné par :

$$K = \frac{\mu_{en}}{\rho} \cdot \Psi \quad (III.15)$$

La dose par unité moniteur est donnée alors par :

$$\frac{D(A, x, y, z)}{UM} = \left[\frac{K(A_{cal}, x_{cal}, y_{cal}, z_{cal})}{UM} \right]_{Mesuré} \times \left[\frac{k(A, x, y, z)}{k(A_{cal}, x_{cal}, y_{cal}, z_{cal})} \right]_{calculé} \cdot S_c(A)(I + SPR(A, x, y, z)) \quad (III.16)$$

III.4.3. Formalisme empirique de dose à la dose (donné par l'ESTRO)

Le groupe de travail de la société européenne de la radiothérapie (ESTRO) a développé un formalisme de calcul d'unité moniteur ou temps de traitement pour les faisceaux de photons de haute énergie. Les équations de calcul d'UM établies tiennent compte de tous les effets physiques possibles qui peuvent avoir une influence sur la dose délivrée en un point donné. Ainsi, ce formalisme englobe toutes les situations de traitement possibles : faisceau isocentrique ou non, champs rectangulaires, champs irréguliers et présence de filtres en coin.

Pour le calcul manuel des unités moniteur, le formalisme utilise les recommandations suivantes :

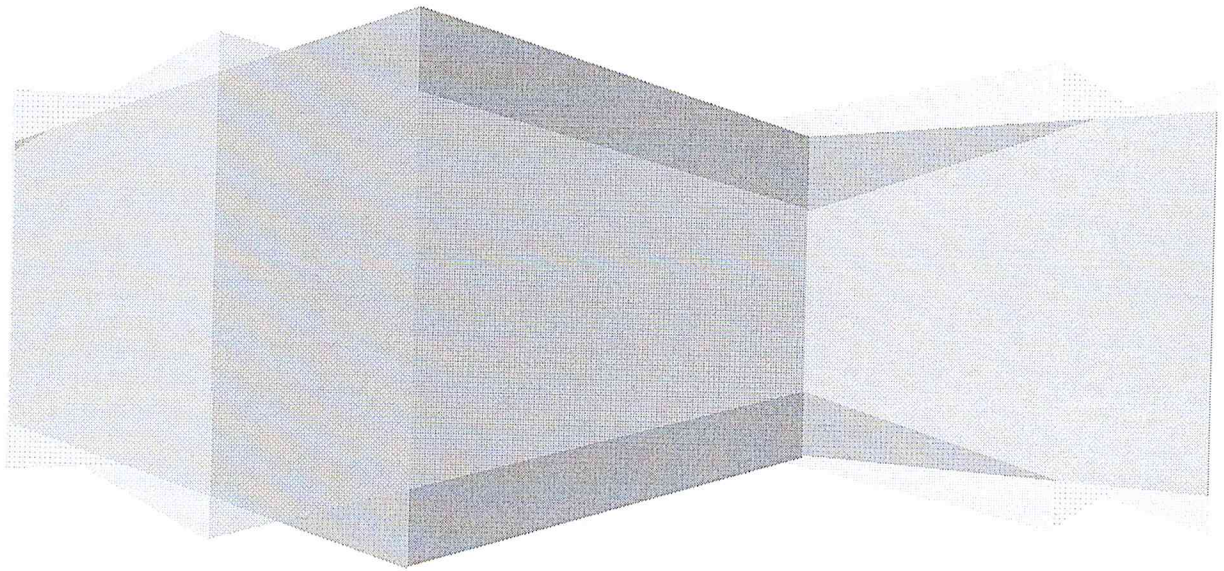
- La mesure du débit de référence de la machine se fait à une profondeur de référence ($z_{réf}$) loin de la profondeur de maximum de dose (z_{max}) pour éviter les incertitudes liées à la contamination en électrons à cette profondeur.
- La séparation de l'output de la machine en : facteur de diffusion dans la tête de traitement (S_c) et le facteur de diffusion dans le fantôme (S_p).
- L'utilisation des mesures en mini-fantôme et des mesures dans un fantôme large pour le calcul des facteurs d'output.

Le principe est de calculer la dose par unité moniteur en utilisant le minimum de fonctions dosimétriques possible. Ceci est obtenu en variant les paramètres de la dose un par un et le résultat sera un produit de facteurs de correction de la variation de chaque paramètre jusqu'à arriver à la situation de référence ^[6] :

$$\frac{D(A, x, y, z)}{UM} = \frac{D(situation 1)}{UM} \times \frac{D(situation 2)}{UM} \times \frac{....}{D(géom.. calibration)} \times \frac{D(géom.. calibration)}{UM} \quad (III.17)$$

Chapitre IV:

Matériels et methodes



Chapitre IV : Matériels et méthodes

IV.I. Introduction

Ce chapitre est consacré à la description de tous les outils de mesures utilisés au cours de la réalisation de ce projet. Ces outils sont les suivants : les appareils d'irradiation qui sont l'accélérateur linéaire Varian 1800 et l'accélérateur linéaire Siemens Primus, la chambre d'ionisation Farmer PTW, les mini fantômes en : PMMA, eau solide, cuivre, aluminium et en cerrobond ; les capuchons de buildup en : cuivre, laiton et en cerrobond et les filtres en coin de : 15°, 30°, 45° et 60°. Aussi, une description des méthodes de mesure de diffusion par la tête, de l'influence du matériau de mini fantôme sur le HSF et la méthode de paramétrisation de l'HSF.

IV. 2. Matériels

IV.2.1. Appareil d'irradiation

Deux accélérateurs sont utilisés pour la réalisation de ce travail : le premier est celui disponible au niveau du service de radiothérapie du Centre Pierre et Marie Curie (CPMC) d'Alger (Varian Clinac). Le deuxième est celui du Centre Anti-Cancer d'Oran (Siemens Primus).

IV.2.1.1. Accélérateur linéaire Varian Clinac 1800

C'est un accélérateur linéaire médical de type VARIAN CLINAC 1800 (Fig. IV.1) (Varian Associates, Palo Alto Californie), à ondes stationnaires. Cet accélérateur fournit deux énergies en mode photons (6 et 18 MV) et cinq énergies en mode électrons (6, 9, 12, 16 et 20 MeV). Cinq applicateurs sont fournis par le fabricant possédant des ouvertures carrées définissant des tailles de champs de 5×5, 10×10, 15×15, 20×20 et 25×25 cm² à une distance source-axe de 100 cm. L'accélérateur fonctionne avec un débit de dose variable allant de 80 à 400 UM/mn (par incrément de 80 UM/mn).

IV.2.1.2. L'accélérateur linéaire Siemens Primus

C'est un accélérateur de type SIEMENS PRIMUS (NJ, USA) à ondes progressives (Fig. IV.1). Il fournit deux énergies en mode photons (6 et 18 MV), et six énergies en mode électrons (6, 9, 12, 15, 18 et 21 MV). Il a cinq applicateurs, un applicateur circulaire de 5 cm de diamètre et quatre applicateurs carrés définissant des tailles de champs de 5×5, 10×10, 15×15, 20×20 et 25×25 cm² à une distance source-axe de 100 cm. De plus, l'accélérateur Primus est équipé d'un collimateur multi-lame de 82 lames. L'accélérateur fonctionne avec un débit de dose variable en mode photon (300 et 500 UM/mn) et un débit constant de 300 UM/mn en mode électron.

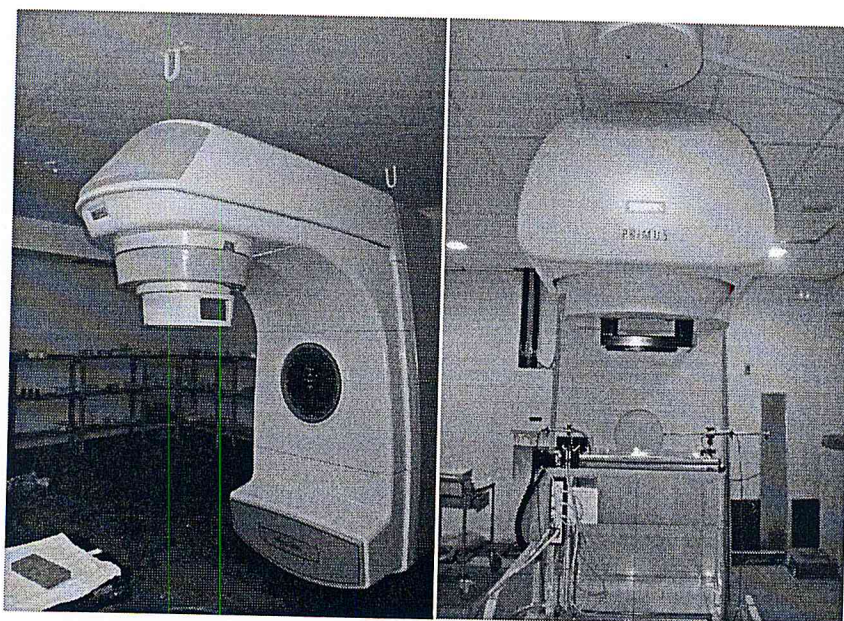


Fig. IV.1. Illustration des deux accélérateurs linéaires (de CPMC) utilisés dans l'étude : Varian Clinac1800 et le Primus.

IV.2.2. Mini-fantômes et capuchons de buildup

La mesure des HSF a été effectuée dans un mini-fantôme à une profondeur de 10 cm et une SSD de 90 cm (figure IV.2) avec un capuchon de buildup à une DSA de 100 cm. Pour cela, nous avons utilisé des capuchons de buildup de et des mini-fantômes de formes et de matériaux différents.

Le mini fantôme doit être constitué de préférence d'un matériau équivalent-eau, comme le PMMA et l'eau solide, mais peut aussi être constitué d'un matériau de numéro atomique Z élevé. Les matériaux des mini-fantômes utilisés dans le présent travail sont reportés dans le tableau (Tab. IV.1) avec leurs densités et leurs diamètres. Les mini-fantômes recommandés pour les mesures de S_c doivent être de forme cylindrique et avoir une épaisseur de la face supérieure ou égale à 3 cm. Le diamètre intérieur du mini-fantôme est égal au diamètre externe du détecteur. La hauteur, doit être suffisamment importante pour couvrir le volume sensible du détecteur. L'épaisseur de la paroi latérale doit être suffisante pour garantir l'équilibre électronique.

Tab. IV.1 : Différents matériaux de mini fantôme et de capuchon buildup avec ses densités utilisées dans ce projet

Matériau	Densité (g cm^{-3})	Diamètre (cm)
Virtual Water	1.040	3
PMMA	1.2	4
Aluminium	2.7	2
Laiton	8.51	2
Cuivre	8.93	2
Cerrobend	9.4	2

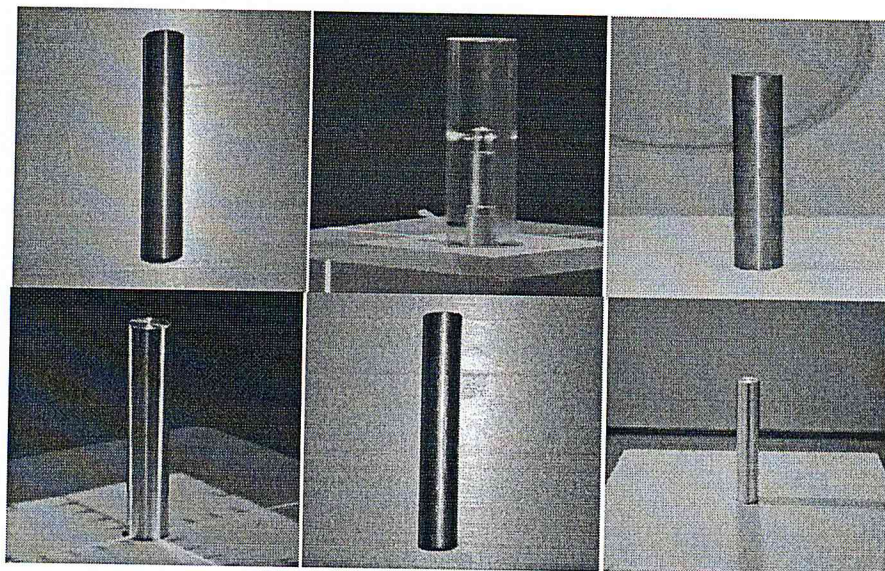


Fig. IV.2 : Quelques mini-fantômes recommandés pour la mesure du HSF (PMMA, plomb, aluminium, cuivre)

L'épaisseur de la paroi du capuchon de buildup a été choisie pour s'adapter à une faible énergie ou une haute énergie (entre 4 et 18 MV). Trois capuchons de différents matériaux sont utilisés dans ce travail (les densités sont portées au tableau IV.1) ont les mêmes épaisseurs radiologiques au sein des deux groupes d'énergie, ainsi que l'égalité des dimensions supérieures et les parois latérales.

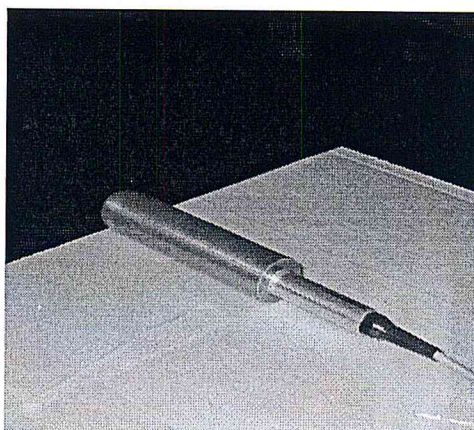


Fig. IV.3: Capuchons de buildup en cuivre

IV.2.3. Chambre d'ionisation

Les mesures ont été effectuées avec une chambre d'ionisation cylindrique étanche de type Farmer (PTW 30013) connectée à son électromètre de type PTW UNIDOS. Le volume sensible de la chambre est de 0.6 cm^3 et la charge est créée dans le volume sensible par les électrodes sous une tension de 400 V.

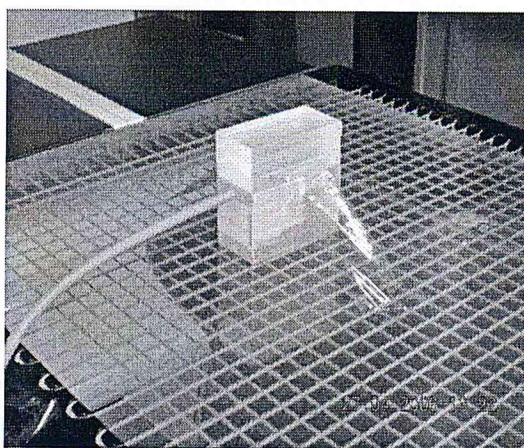


Fig. IV.4 La chambre Farmer dans un mini fantôme en PMMA.

IV.3. Méthodes

IV.3.1 Mesure du HSF

Le facteur de diffusion de la tête d'irradiation (Head Scatter Factor) est mesuré pour différentes tailles de champs carrés et rectangulaires sur l'axe central et à différentes positions hors-axe (champs asymétriques). La source majeure des diffusions dans la tête est le filtre égaliseur. Le HSF est mesuré dans un mini-fantôme à une profondeur de 10 cm et une DSP de 90 cm (Fig. IV.5) pour des champs carrés et rectangulaires en fixant un côté et en faisant varier l'autre et vice versa. Toutes les lectures sont normalisées à la valeur du champ de référence 10x10 cm². Le HSF est aussi mesuré avec un capuchon de buildup. Dans ce cas, le point effectif de mesure de la chambre est placé à l'isocentre de telle sorte que la distance source-chambre soit égale à 100 cm.

Dans la paramétrisation du HSF pour les champs rectangulaires, nous avons utilisé le formalisme du carré équivalent.

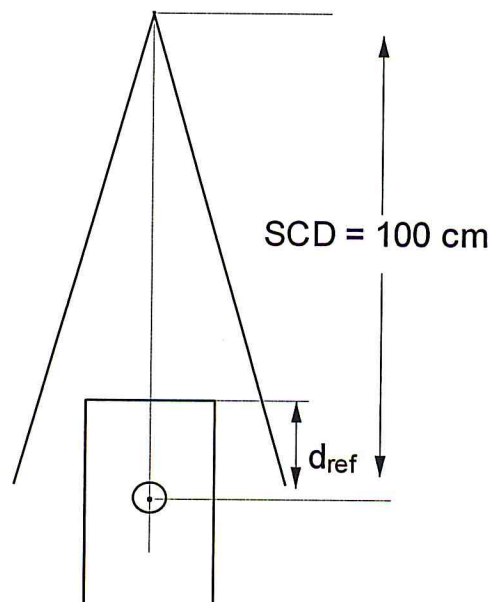


Fig. IV.5 : Dispositif expérimental pour la mesure des facteurs HSF.

IV.3.2. Influence du matériau de mini fantôme et de capuchon de buildup sur le HSF

Deux méthodes principales ont évoluées pour la mesure de la diffusion par la tête. La première utilise un capuchon de buildup de matériau de Z élevé, tel que le laiton ou le cuivre et la deuxième est basée sur l'utilisation d'un mini-fantôme cylindrique ou carré.

IV.3.2.1. Mesure du HSF en utilisant des mini-fantômes de différents matériaux

Pour avoir des valeurs représentatives du facteur S_c , la contamination en électrons doit être éliminée lors de la mesure. A cet effet, une épaisseur suffisante devrait entourer le point effectif de mesure de la chambre. On note ici que les dimensions latérales du milieu de mesure ne doivent pas générer une contribution importante de diffusé qui perturbe la mesure de la dose dans l'air. C'est pour cela que la géométrie du mini-fantôme est importante pour la mesure de la dose dans l'air. Van Gasteren et al (1991) ont proposé une géométrie cylindrique de mini-fantôme orientée coaxialement avec le faisceau pour éliminer les électrons de contamination. Ils ont montré que la mesure du facteur S_c est meilleure avec les mini-fantômes cylindriques fabriqués de matériaux équivalents à l'eau. Dans ce cas, le diamètre du mini-fantôme devrait être compris entre 3 et 4 cm maximum. Cette géométrie rend difficile la mesure du facteur S_c pour des tailles de champs inférieures à $3 \times 3 \text{ cm}^2$. Afin de réduire les dimensions latérales du mini-fantôme sans compromettre l'équilibre électronique latéral, des mini-fantômes fabriqués en matériau de Z élevé sont utilisés pour la mesure du facteur S_c . L'utilisation de ce type de matériau comme milieu de mesure peut induire une augmentation du rayonnement diffusé qui fausse sa mesure. C'est pour cette raison que nous avons entrepris l'étude de la variation du facteur S_c avec des mini-fantômes de différents matériaux (voir tableau IV.1).

Les mini-fantômes, de différents matériaux (densité différente) utilisés dans cette étude sont tous cylindriques (de forme cylindrique coaxiale). La chambre d'ionisation de type Farmer a été placée à l'intérieur du mini-fantôme avec son axe parallèle à l'axe central du faisceau. Le centre de la cavité de la chambre a été placé à l'isocentre, à une profondeur de 10 cm dans le mini-fantôme (Fig. IV.6). Nous avons

effectué la mesure du facteur HSF pour les deux faisceaux de photons 6 et 18 MeV de l'accélérateur Siemens Primus pour des tailles de champs carrés de 3x3 à 40x40 cm² et pour une DSP de 100 cm.

Afin d'éliminer la rétrodiffusion par la table de traitement, le mini-fantôme avec la chambre ont été placés sur un support de Styrofoam (matériau équivalent-air) de 40 cm.

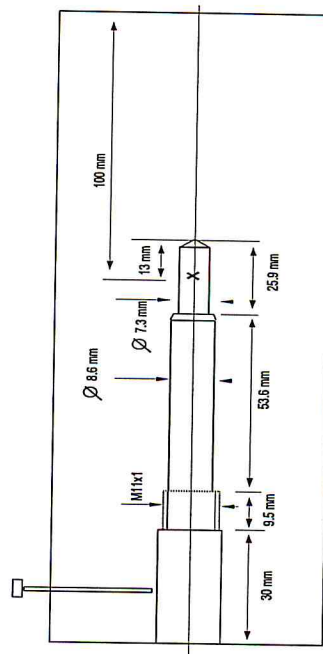


Fig. IV.6 : Géométrie d'irradiation : la chambre d'ionisation dans un mini fantôme cylindrique coaxiale à la profondeur de 10 cm.

IV.3.2.2. Mesure de l'HSF utilisant des capuchons Buildup

Nous avons réalisé des mesures dans l'air pour déterminer le S_c en utilisant trois capuchons de buildup différents pour assurer l'équilibre électronique (Fig. IV.7). Les matériaux utilisés incluent le cuivre, le laiton et le cerrobend. La couverture en matière équivalente eau ne convient pas généralement pour les petites tailles de champ. Plusieurs auteurs ont étudié l'influence du matériau du capuchon buildup sur la mesure de S_c .

Afin d'éliminer la rétrodiffusion par la table de traitement, le mini-fantôme avec la chambre ont été placés sur un support de Styrofoam (matériau équivalent-air) de 40 cm.

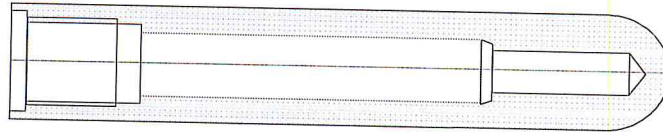


Fig. IV.7: Illustration du dispositif de mesure de l'HSF utilisant un capuchon buildup

IV.3.3. Contribution du filtre en coin à la diffusion par la tête

Les filtres en coin représentent une source de diffusion très importante pour les faisceaux cliniques. La présence d'un filtre en coin augmente la fraction de "diffusé par la tête" des photons et ainsi la valeur de S_c .

Dans ce travail nous avons étudié l'influence du filtre en coin sur le faisceau de sortie et sa contribution à la diffusion par la tête. Pour cela, nous avons irradié la chambre dans le mini-fantôme à la distance DSA de 100 cm par les faisceaux de photons de 6 et de 18 MeV, de l'accélérateur Varian 1800, pour des champs carrés avec des filtres de 15°, 30°, 45°, et 60°. La géométrie d'irradiation est montrée sur la figure (Fig. IV.8).

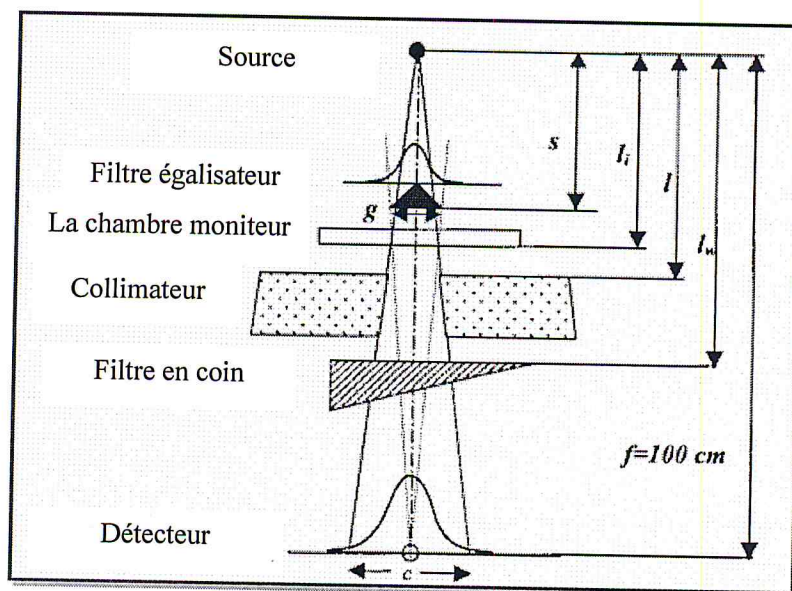


Fig. IV.8 : Illustration de la géométrie d'irradiation avec un filtre en coin

IV.3.4. Variation de l'HSF en fonction de la taille du champ et de la distance hors-axe pour les champs asymétriques

Dans le cas d'un faisceau collimaté de façon dynamique, comme dans l'IMRT, l'importance de la diffusion de la tête hors axe augmente. Le temps d'irradiation globale au cours duquel les photons diffusés par la tête contribuent à la dose est long par rapport au temps d'irradiation directe. Les photons diffusés par la tête (et les fuites) peuvent maintenant ajouter une dose importante hors l'axe centrale du faisceau. Les photons diffusés par la tête contribuent également avec une grande fraction à la dose à l'intérieur de la zone traitée.

Nous avons étudié comment la diffusion par la tête varie avec la position hors l'axe centrale du faisceau de photons de haute énergie pour des champs carrés et rectangulaires. Nous avons pris cinq positions hors-axe : 2.5, 5, 7.5, 10 et 12.5 cm pour lesquelles nous avons mesuré les doses pour différentes tailles de champs carrés et rectangulaires. Dans un premier temps, nous avons normalisé les mesures par rapport à la dose dans l'air correspondant à la taille de champ de 10x10 cm² à la même position hors axe :

$$HSF1 = \frac{Lasym(A)}{Lasym(10)} \quad (IV.1)$$

Par la suite nous avons normalisé ces doses par rapport à la taille de champ de 10x10 cm² symétrique (sur l'axe central).

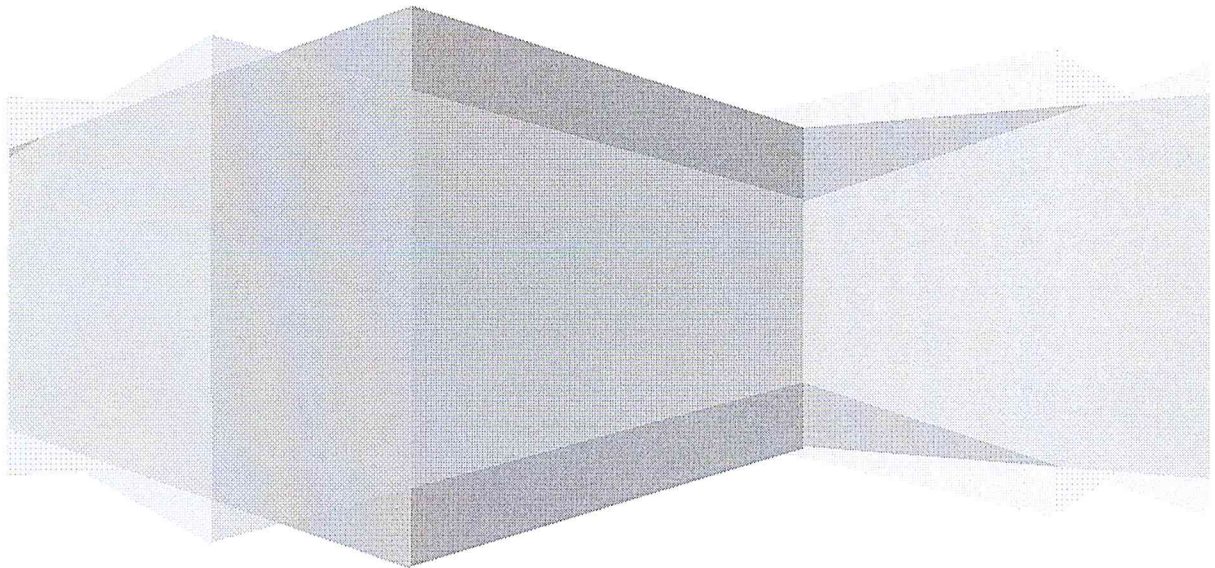
$$HSF2 = \frac{Lsym(A)}{Lsym(10)} \quad (IV.2)$$

Pour la paramétrisation, nous avons calculé α qui est le facteur de proportionnalité, le rapport $1/\alpha$ a été calculé et tracé en fonction de l'offset. Le facteur α est donné par l'équation suivante :

$$\alpha = HSF_1/HSF_2 \quad (IV.3)$$

Chapitre V:

Résultats et discussion



Chapitre V : Résultats et discussion

V. I. Introduction

Ce chapitre est consacré à la présentation et à la discussion des différents résultats expérimentaux obtenus. Nous avons étudié la contribution des filtres en coin au faisceau d'output, ainsi l'influence du matériau de mini fantôme et du capuchon build-up sur l'HSF, puis nous avons essayé de paramétriser le facteur de diffusion par la tête et d'étudier sa variation en fonction de la taille du champ et de la distance hors l'axe centrale du faisceau.

V.2. Influence du matériau du mini-fantôme et du capuchon build-up sur la mesure du HSF

V.2.1. Mesure du HSF utilisant différents matériau de mini fantôme

La mesure du facteur HSF à l'aide d'un mini-fantôme requiert que celui-ci doive remplir certaines conditions géométriques pour que l'HSF soit représentatif de la mesure du rapport de doses dans l'air. La première condition est que la mesure de la dose dans l'air (due aux diffusions par la tête d'irradiation) ne doit pas être affectée par la contamination en particules chargées du faisceau de photons. La seconde en est que le point de mesures doit être entouré d'un minimum de matière pour garantir l'établissement d'un équilibre électronique latéral. Dans le cas de matériaux équivalents-eau, ceci se traduit en un diamètre du mini-fantôme compris entre 3 et 4 cm. Des mini-fantômes fabriqués avec un matériau de Z élevé peuvent être utilisés pour la mesure du facteur HSF. Toutefois, cette utilisation peut induire une augmentation de diffusion qui fausserait la mesure d'HSF.

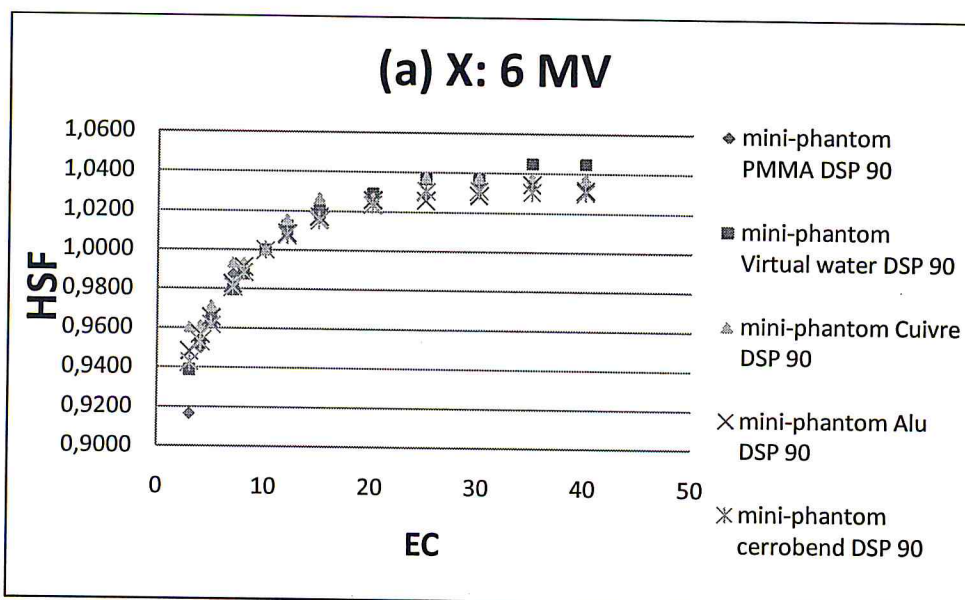


Fig. V.1 : Courbes du HSF obtenus dans les cinq matériaux de mini fantôme, pour les photons de 6 MV.

Les figures VI.1 et VI.2 montrent les variations des facteurs HSF mesurés dans cinq mini-fantômes de matériaux différents (PMMA, Virtual Water, Aluminium, Cuivre et Cerrobend) pour des tailles de champs carrés variant de 3x3 à 40x40 cm² pour les faisceaux de photons de 6 MV et de 18 MV, respectivement, délivrés par l'accélérateur linéaire Siemens Primus.

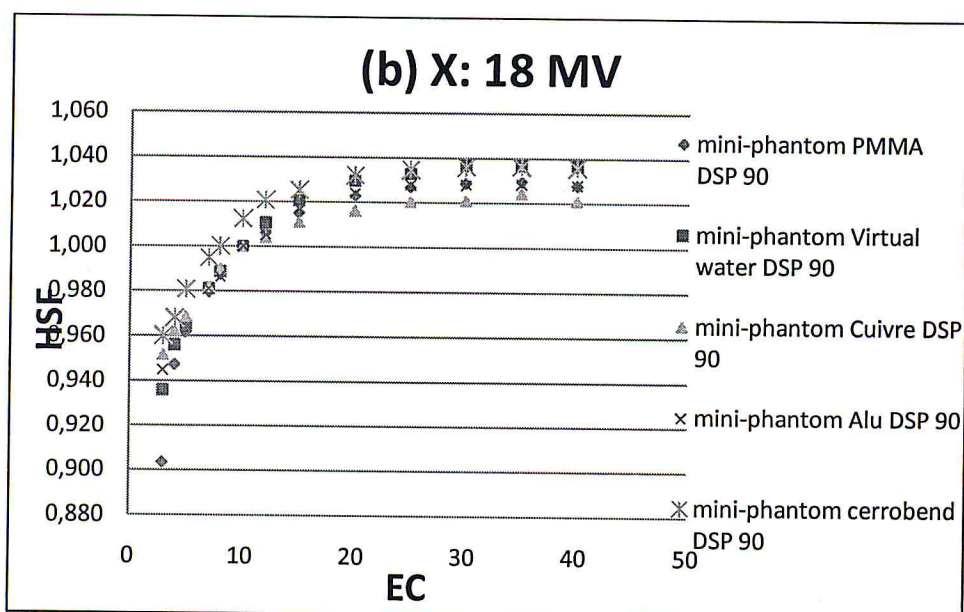


Fig. V.2 : Courbes du HSF obtenus dans les cinq matériaux pour les photons de 18 MV.

Nous remarquons que les valeurs du HSF mesurées dans différents milieux, pour un faisceau de 6 MV, sont pratiquement similaires et que les variations entre ces valeurs restent globalement $< 1.5\%$. La variation maximale a été observée pour une taille de champ de $40 \times 40 \text{ cm}^2$. Par ailleurs, la figure (V.2), montre qu'il y'a des différences entre les HSF mesurés avec les différents matériaux par rapport à l'HSF mesuré en PMMA (1.2 g cm^{-3}) et en eau solide (1.040 g cm^{-3}) qui sont des matériaux de propriétés radiologiques près de l'eau, donc, l'HSF diminue avec l'augmentation de Z (l'aluminium, le cerrobond et le cuivre). A la profondeur de 10 g cm^{-2} et la taille du champ 40 cm , on peut faire la différence entre les HSF mesurée dans les quatre matériaux par rapport à celui mesurée dans le PMMA pour les photons de 6 MV et 18 MV.

Les différences observées pour les grandes tailles de champs, résultent du fait qu'avec l'augmentation de la taille du champ, l'énergie effective du faisceau diminue. Cette diminution est plus importante pour le faisceau de photons de 18 MV que pour le faisceau 6 MV. Par conséquent, l'atténuation du faisceau dans le milieu augmente et du moment que celle-ci est fonction du numéro atomique, nous observons des variations dans les valeurs du HSF pour les grandes tailles de champs.

Les mini-fantômes de faible Z (Aluminium, PMMA, Virtual Water) sont généralement recommandés, parce que la conversion de la fluence d'énergie des photons en kerma dans l'eau dépend du coefficient d'atténuation. Une exigence de cette approche de la mesure de S_c est que les bords du champ d'irradiation doivent dépasser les dimensions latérales du mini fantôme. L'ampleur des différences produites par le mini-fantôme fait d'un matériau de Z élevé (Cu, cerrobond) augmente avec la taille du champ. Ces écarts sont faibles pour les arrangements de collimateur de moins de $3 \times 3 \text{ cm}^2$, mais supérieur à 1% pour un champ de $40 \times 40 \text{ cm}^2$. En comparant les mesures de S_c dans les quatre mini-fantômes aux mesures dans le mini fantôme en PMMA, aucune différence n'est apparue pour les petites tailles du champ. Donc pour les petites tailles du champ ($c < 4 \text{ cm}$), les mini-fantômes en matériau de densité élevée (comme le cuivre et le cerrobond) peut être utilisé. Toutefois, l'introduction du matériau de Z élevé change la réponse puisque le détecteur est exposé à la fluence des particules chargées libéré dans le matériau de Z

élevé. Ainsi la valeur mesurée peut s'écarter de la valeur réelle de S_c . Toutefois, il est souvent souhaitable d'utiliser des mini-fantômes de petites dimensions pour des mesures dans les petits champs, tout en conservant une épaisseur suffisante pour l'équilibre électronique et pour éliminer les électrons de contamination. Avec des soins appropriés, on peut définir une gamme des arrangements de collimateur où le mini-fantôme de Z élevé peut être utilisé pour déterminer le S_c .

V.2.2 Mesure de l'HSF utilisant différents matériaux de capuchon build-up

Les trois matériaux des capuchons utilisés donnent à peu près les mêmes valeurs d'HSF en fonction de la taille de champ pour un faisceau de 6 MV (figure V.3), ce qui implique que les épaisseurs ont été bien choisies en fonction de la densité pour éliminer les électrons de contamination qui perturbent la lecture et la mesure d'HSF

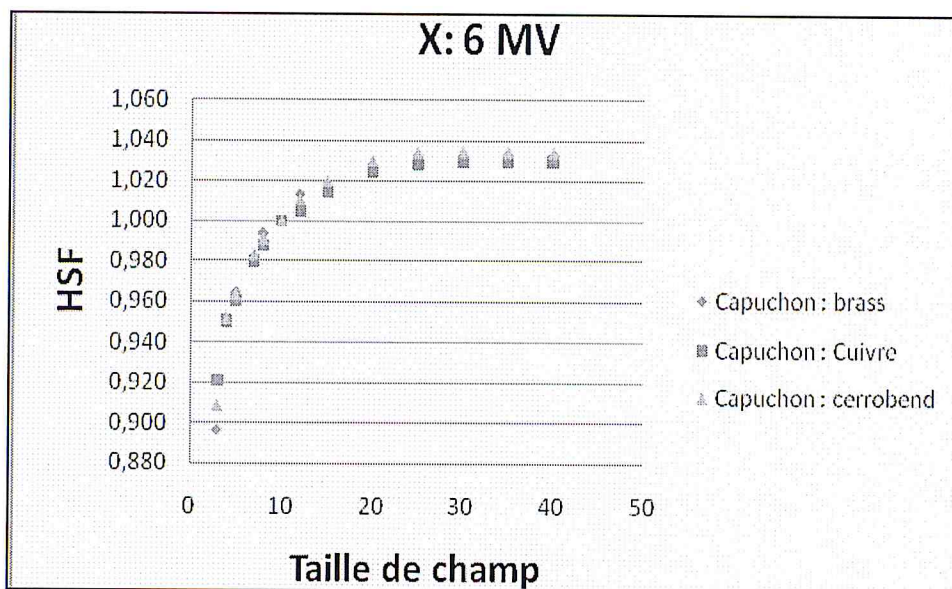


Fig. V.3 : Facteur HSF mesuré pour trois matériaux de capuchon. Energie 6 MV

La même remarque a été faite pour les photons de 18 MV (figure V.4), les capuchons sont faits des matériaux de Z important et avec des épaisseurs suffisantes pour éliminer la contamination par les électrons. Pour les matériaux de faible Z, les épaisseurs requises pour les parois des capuchons peuvent devenir importante. Ce qui

peut conduire à la violation de la théorie de la cavité et rendre difficile la mesure du HSF pour les petites taille de champs.

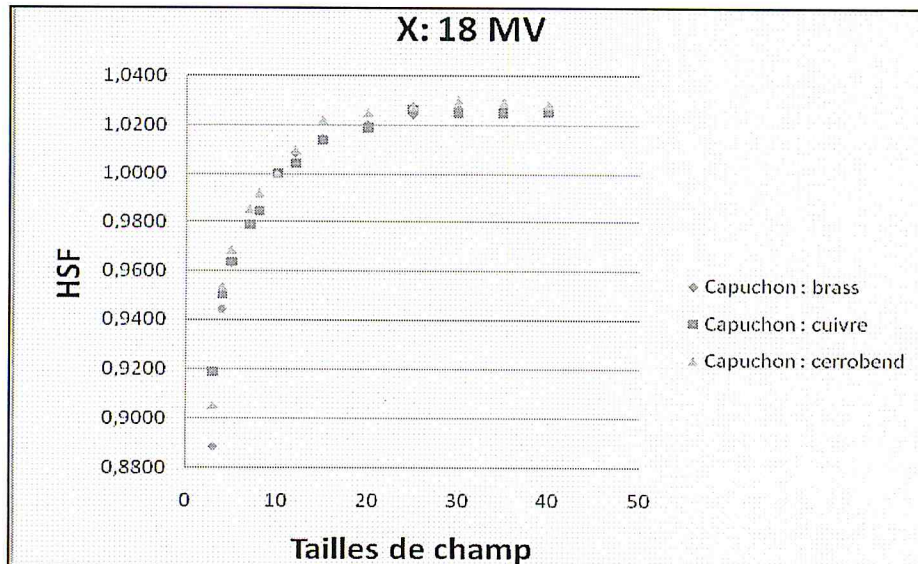


Fig. V.4 : Facteur HSF mesuré pour trois matériaux de capuchon. Energie 18 MV

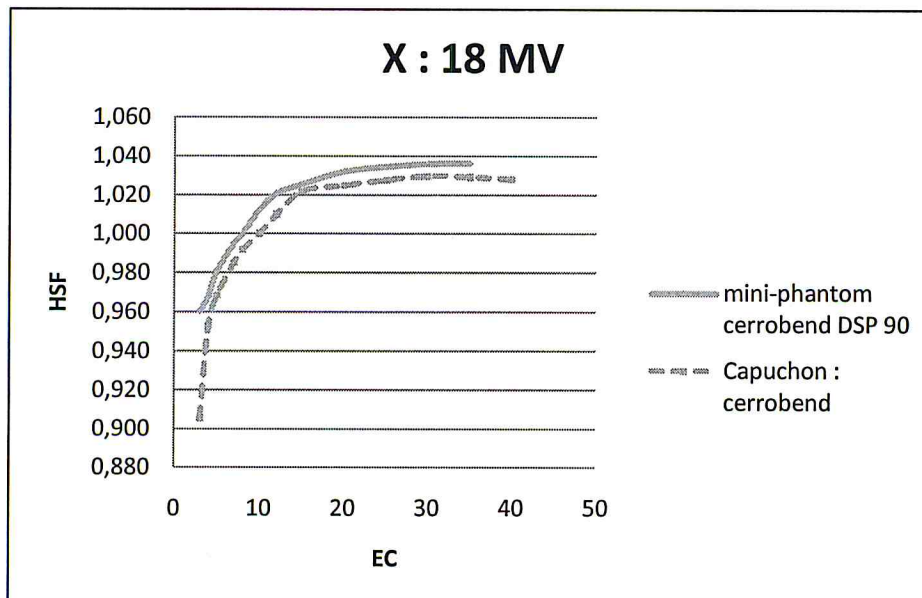


Fig. V.5 : Comparaison entre le HSF mesuré avec un capuchon de build-up et le HSF mesuré dans un mini fantôme (même matériau) pour les photons de 18 MV.

La figure V.5 montre une comparaison entre le HSF mesuré avec un capuchon de build-up et le HSF mesuré dans un mini fantôme (même matériau) pour les photons de 18 MV. Nous remarquons que les valeurs des deux mesures sont très

proche (l'écart est $\leq 1\%$). Cette remarque à été faite aussi pour les autres matériaux pour les deux énergies nominale d'accélération.

V.3. Contribution des filtres en coin à la diffusion par la tête :

Les résultats des mesures du HSF pour les quatre angulations des filtres en coin, pour les deux faisceaux de photons (6 et 18 MV), délivrés par l'accélérateur Varian 1800 , sont représentés dans les figures VI.6 et VI.7. Pour bien mètre en évidence l'influence des filtres en coin sur le rapport de sortie, nous avons tracé les courbes d'HSF pour un champ ouvert (lecture à vide), et avec un filtre de 60°, (Fig.VI.8).

Nous remarquons qu'au-delà de la taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, la valeur du HSF augmente sensiblement avec l'angle du filtre en coin en raison de l'accroissement du diffusé induite par la présence du filtre en coin sur la trajectoire du faisceau. Cet accroissement peut atteindre jusqu'à 3% pour une taille de champ de $20 \times 20 \text{ cm}^2$, pour un angle de filtre en coin $\geq 45^\circ$ pour les deux énergies.

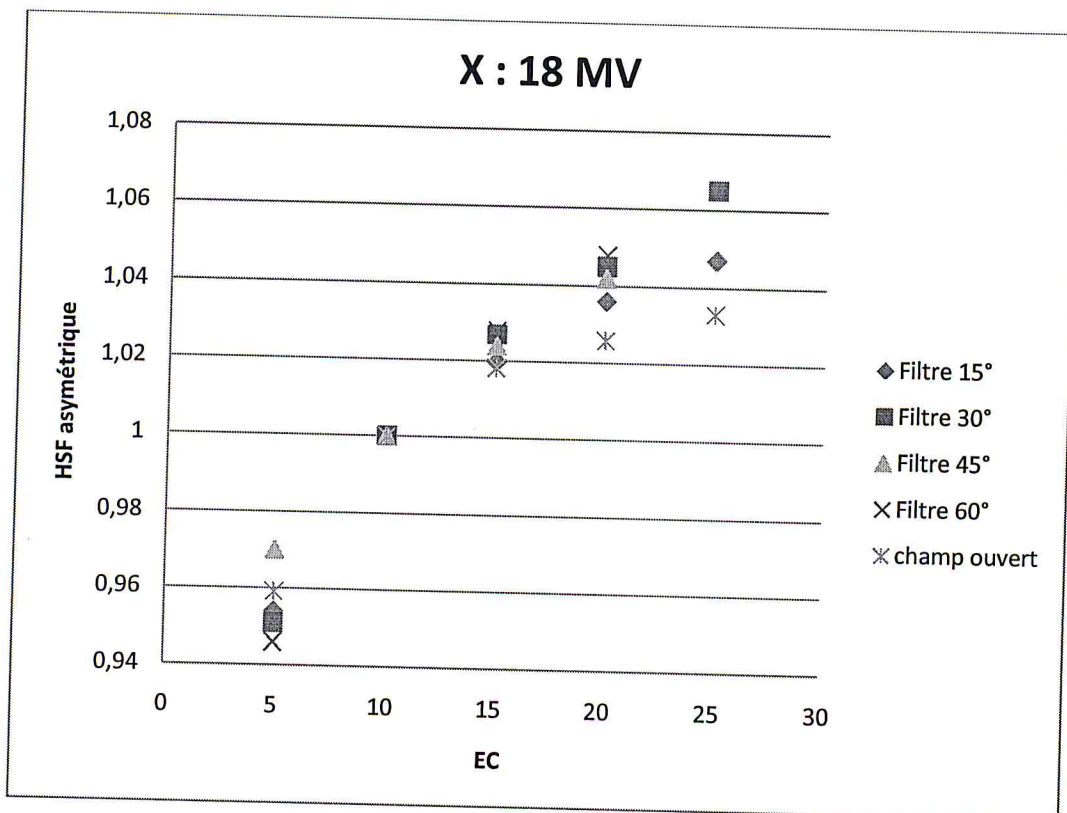


Fig. V.6 : Variation du HSF en fonction du filtre en coin pour les photons de 18 MV.

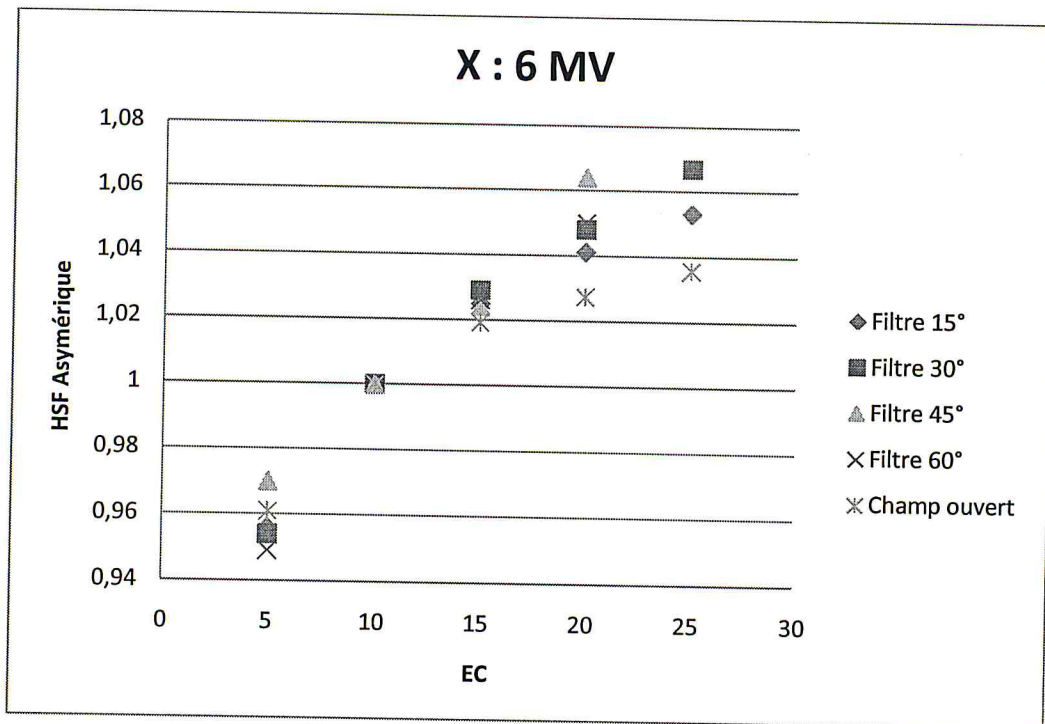


Fig. V.7: Variation du HSF en fonction du filtre en coin, pour les photons de 6 MV.

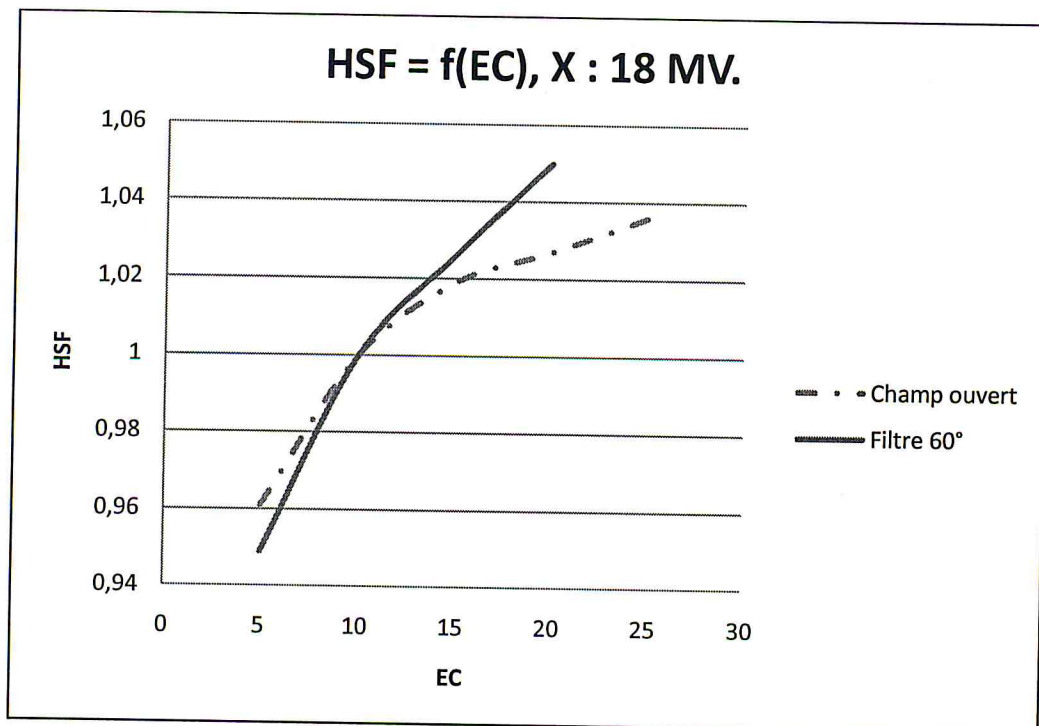


Fig. V.8 : courbe d'HSF pour les photons de 18 MV avec et sans filtre.

La diffusion par les filtres en coin représente 12% de la fraction de la diffusion par la tête, donc ils constituent une composante très importante du rapport de sortie.

V.4. Variation de l'HSF en fonction de la taille du champ et de la distance hors-axe :

Nous avons étudié la variation du HSF pour les champs carrés asymétriques pour cinq positions hors-axe : 2.5, 5, 7.5, 10 et 12.5 cm. Afin de voir l'effet hors-axe nous avons procédé à une normalisation des doses dans l'air par rapport à la dose dans l'air correspondant à la taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à la même position hors-axe (HSF1), et ensuite nous avons normalisé ces doses par rapport à la taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ symétrique sur l'axe central (HSF2).

Les figures V.9 et V.10 illustrent les variations des rapports HSF1 et HSF2 pour des champs carrés asymétriques, à différentes positions hors-axe, pour des faisceaux de photons de 18 et 6 MV respectivement. Nous avons reporté aussi sur ces figures les variations du HSF pour les champs carrés symétriques.

Nous remarquons à partir des figures V.9 et V.10, que les deux formes de normalisation produisent des valeurs de HSF différent mais qui ont la même allure pour les deux énergies de faisceaux et pour toutes les positions hors-axe. Nous remarquons aussi que les valeurs du HSF obtenues en normalisant par rapport à la dose dans l'air correspondant à la taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à la même position hors-axe (HSF1) sont pratiquement similaires aux valeurs du HSF pour les champs symétriques (écart $< 0.5\%$). Pour ce qui est des valeurs du HSF obtenues en normalisant par rapport à la taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ symétrique sur l'axe central (HSF2), nous remarquons qu'elles sont supérieures aux valeurs HSF1 et que les deux courbes sont pratiquement parallèles pour toutes les positions hors-axe pour les deux énergies de faisceaux. Nous déduisons que les facteurs HSF2 et HSF1 sont proportionnels. Par conséquent, nous remarquons que nous pouvons prédire les valeurs des facteurs HSF pour des champs carrés asymétriques à partir des valeurs du

HSF pour les champs carrés symétriques. Ces remarques sont également valables pour les champs rectangulaires asymétriques (voir annexe).

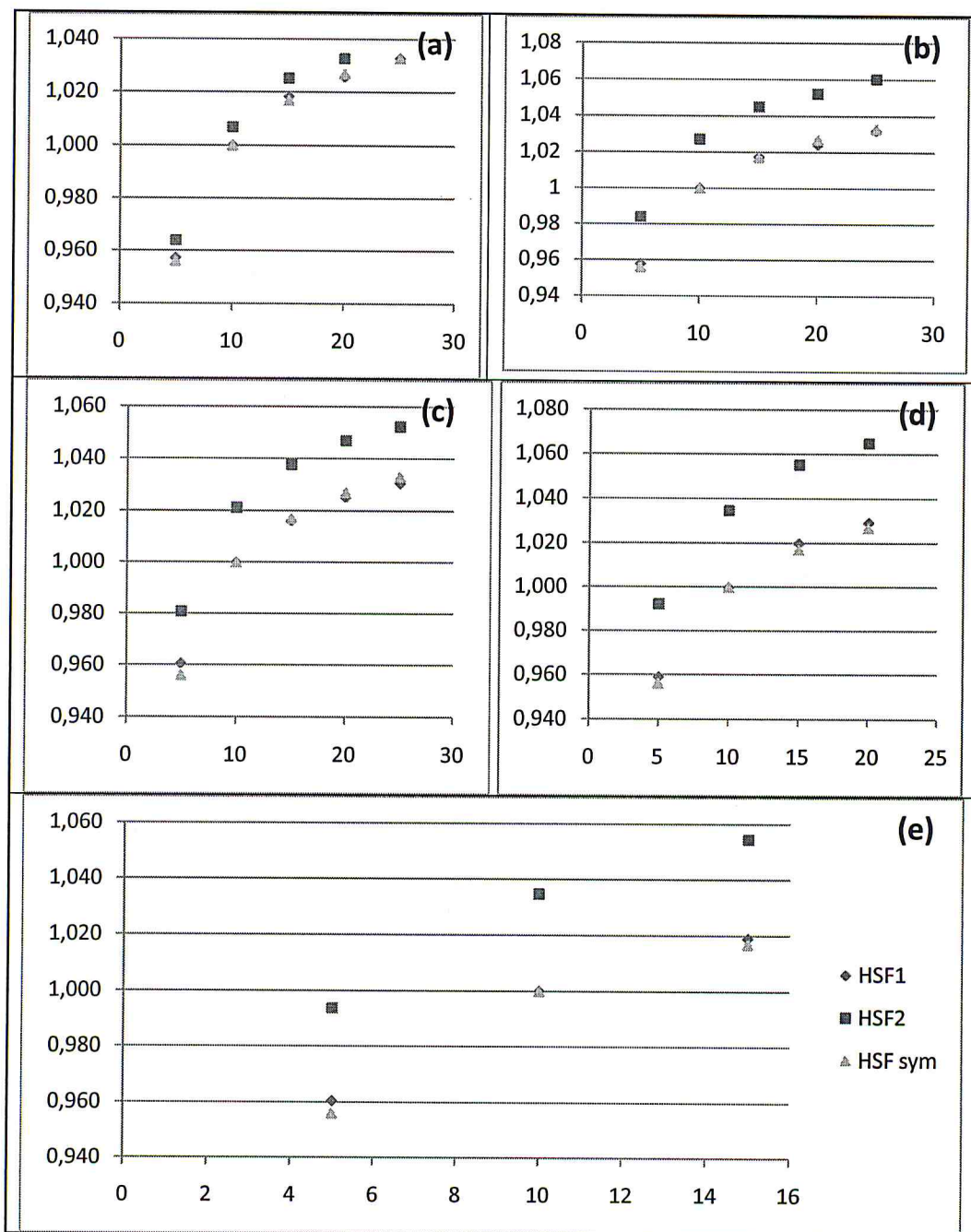


Fig. V.9 : Variation des rapports HSF1 et HSF2 pour des champs carrés asymétriques pour des faisceaux de photons de 18 MV: (a) : à 2.5 cm, (b) : à 5 cm, (c) : à 7.5 cm, (d) : à 10 cm, et (e) : à 12.5 cm.

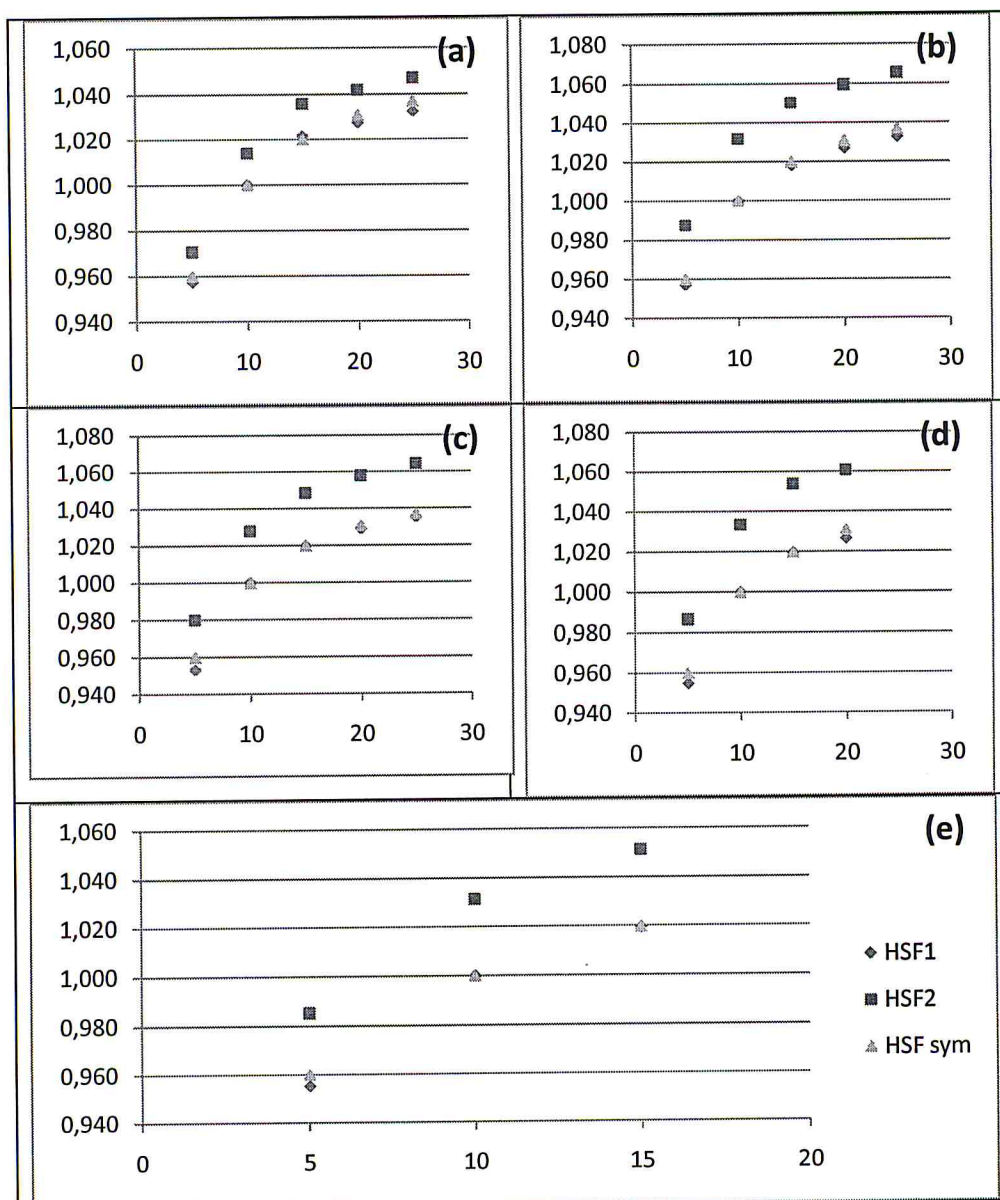


Fig. V.10 : Variation des rapports HSF1 et HSF2 pour des champs carrés asymétriques pour des faisceaux de photons de 6 MV: (a) : à 2.5 cm, (b) : à 5 cm, (c) : à 7.5 cm, (d) : à 10 cm, et (e) : à 12.5 cm.

V.5. Paramétrisation de l'HSF

De ce qui précède, nous constatons que nous pouvons prédire les valeurs des facteurs HSF pour les champs asymétriques, normalisés par rapport à la taille de champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ symétrique sur l'axe central, à partir des valeurs du HSF pour les champs symétriques et ceci moyennant la connaissance de la variation du facteur de proportionnalité en fonction de la distance hors axe et l'obtention d'une fonction de paramétrisation de la variation du facteur HSF pour les champs carrés symétriques. En effet :

$$\alpha = \frac{HSF1}{HSF2} \rightarrow HSF2 = \frac{1}{\alpha} HSF1$$

Comme

$$HSF1 \approx HSF_{sym} \rightarrow HSF_{asy}(A) = \frac{1}{\alpha} HSF_{sym}(A)$$

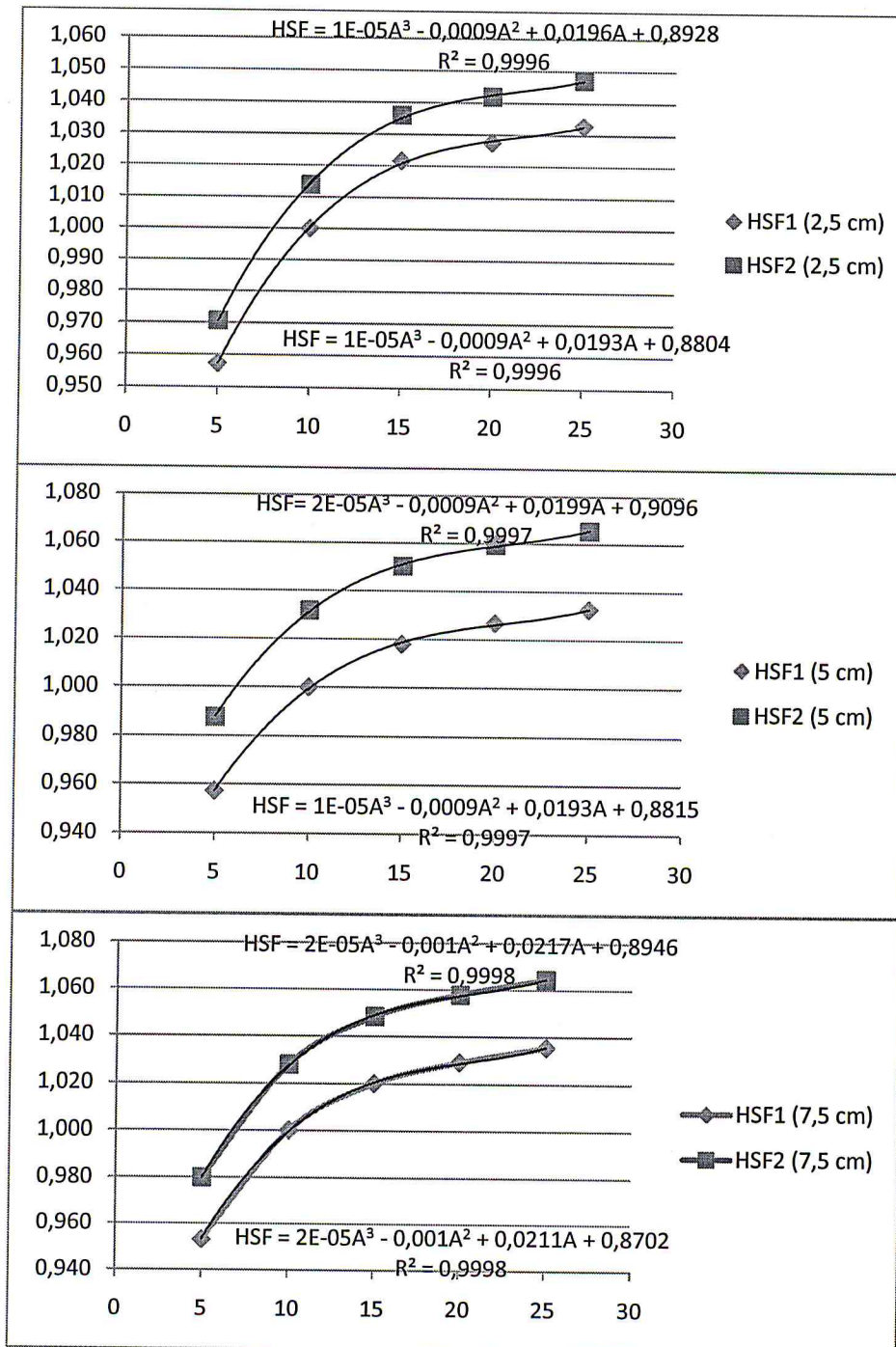
Nous avons approximé les variations du HSF_{sym} et HSF_1 par un polynôme de troisième degré en fonction de la taille du champ A:

$$HSF_{sym} = aA^3 + bA^2 + cA + d$$

Les coefficients de corrélation pour toutes les positions hors-axe a été > 0.998 . Le tableau (V.1, V.2) montre les différents coefficients des différents polynômes pour les différentes positions hors-axe. Les figures (V.11) et (V.12) montrent les approximations pour les deux faisceaux 6 et 18 MV à différentes positions hors-axe.

- Remarque

Les courbes et les résultats suivant concernent l'irradiation par des champs carrés, les champs rectangulaires nous donnaient la même chose, ils sont présentés dans l'annexe.



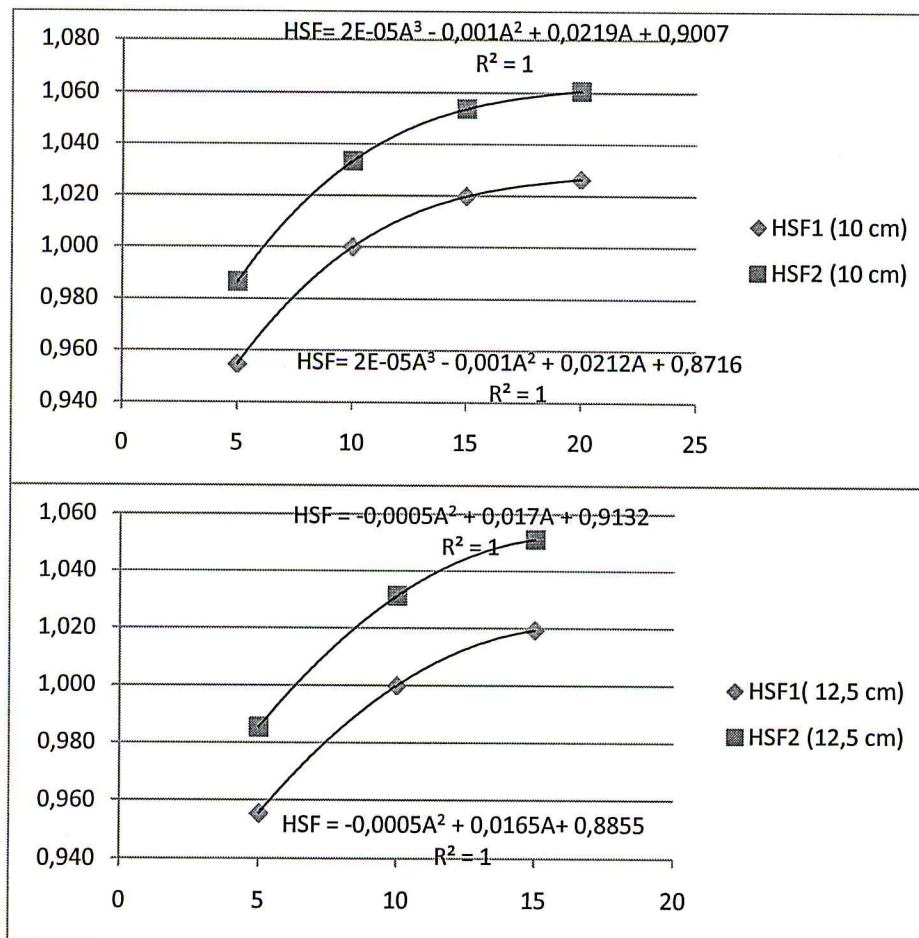
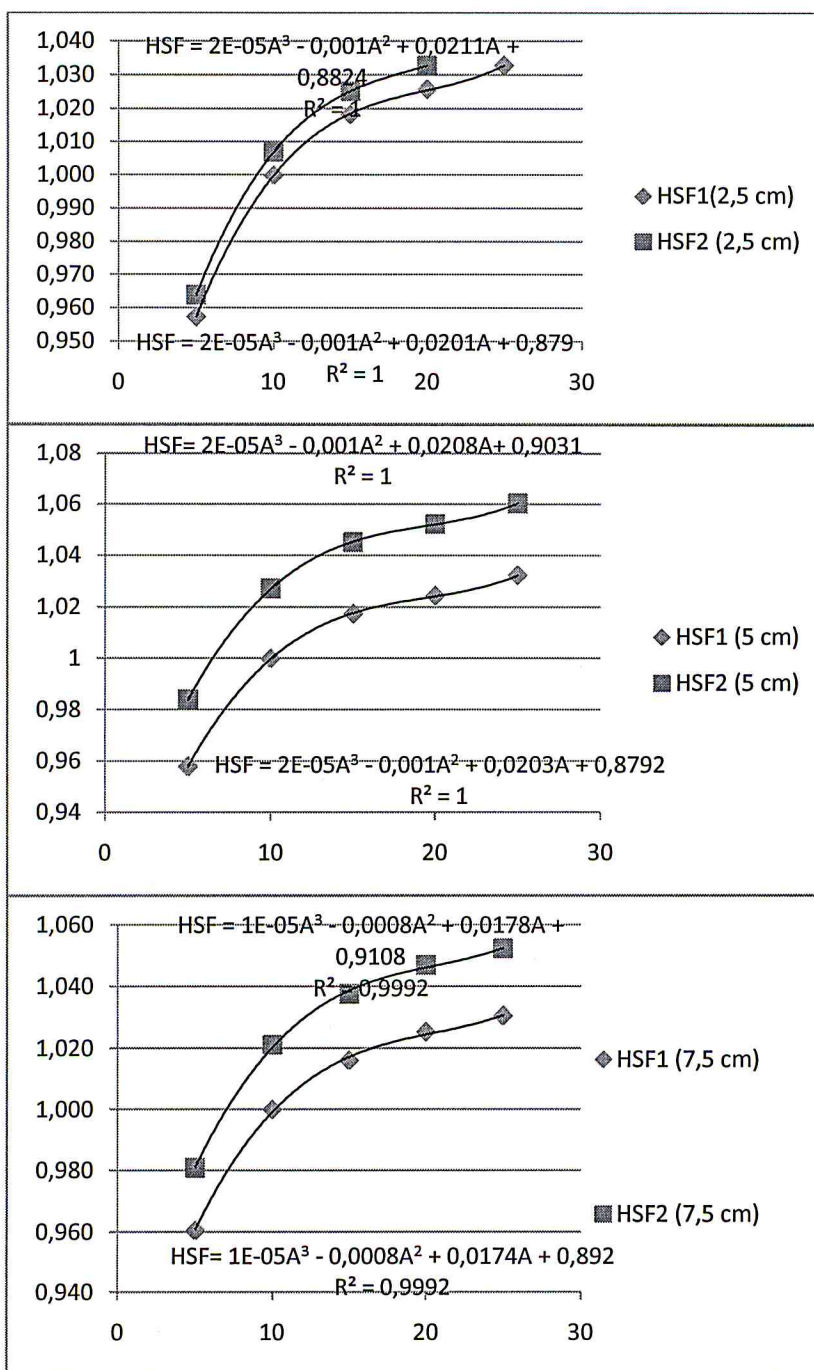


Fig. V.11 : Paramétrisation de l'HSF1 et l'HSF2 pour les photons de 6 MV avec des champs carrés aux distances : 2.5, 5, 7.5, 10, et 12.5 cm hors l'axe central du faisceau.

Tab. V.1 : Les différents coefficients des différents polynômes du HSF₂ pour les différentes positions hors-axe, pour les photons de 6 MV.

Coefficient	HSF2				
	Position hors-axe				
	2.5	5	7.5	10	12.5
<i>a</i>	1E-05	2E-05	2E-05	2E-05	-0,0005
<i>b</i>	0,0009	0,0009	0,001	0,001	0,017
<i>c</i>	0,0196	0,0199	0,0217	0,0219	0,913
<i>d</i>	0,892	0,909	0,849	0,900	



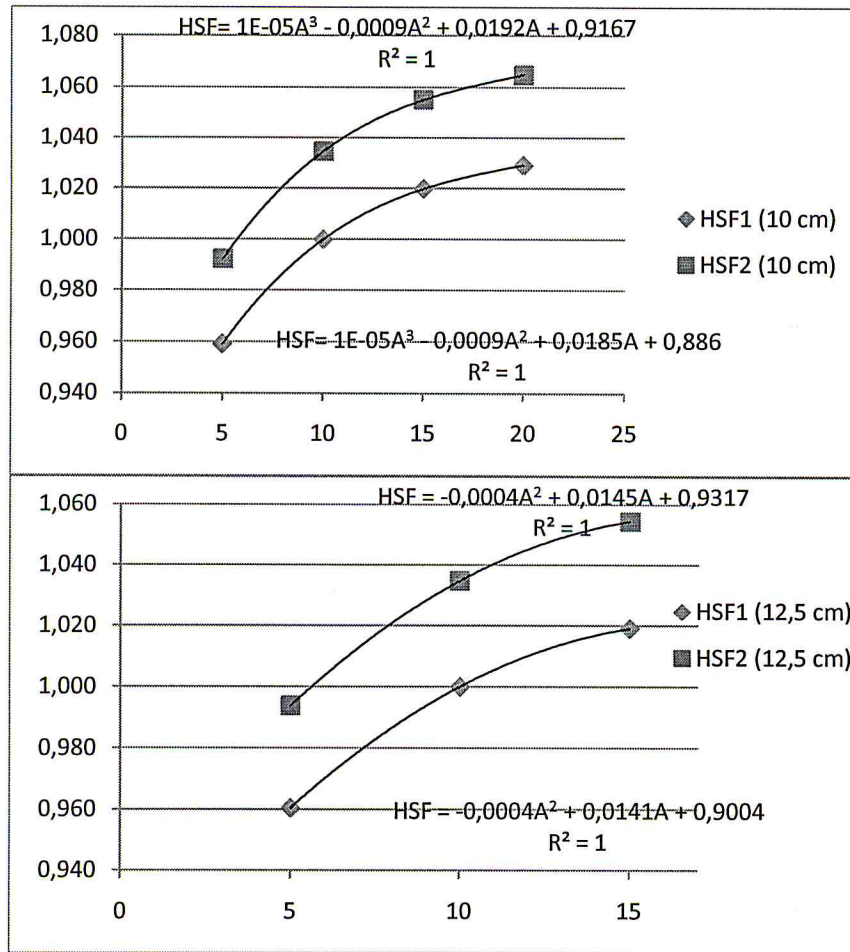


Fig. V.12 : Paramétrisation de l'HSF1 et l'HSF2 pour les photons de 18 MV avec des champs carrés aux distances : 2.5, 5, 7.5, 10, et 12.5 cm hors l'axe central du faisceau.

Tab. V.1 : Les différents coefficients des différents polynômes du HSF₂ pour les différentes positions hors-axe, pour les photons de 18 MV.

Coefficient	HSF ₂				
	Position hors-axe				
	2.5	5	7.5	10	12.5
<i>a</i>	2E-05	2E-05	2E-05	2E-05	0,0004
<i>b</i>	0,001	0,001	0,0008	0,0009	0,0145
<i>c</i>	0,021	0,020	0,0178	0,0921	0,0145
<i>d</i>	0,882	0,903	0,910	0,916	0

Les figures V.13 et V.14 présentent la paramétrisation du facteur de proportionnalité $1/\alpha$ en fonction de la position hors-axe pour les faisceaux de photons de 6 MV et 18 MV respectivement.

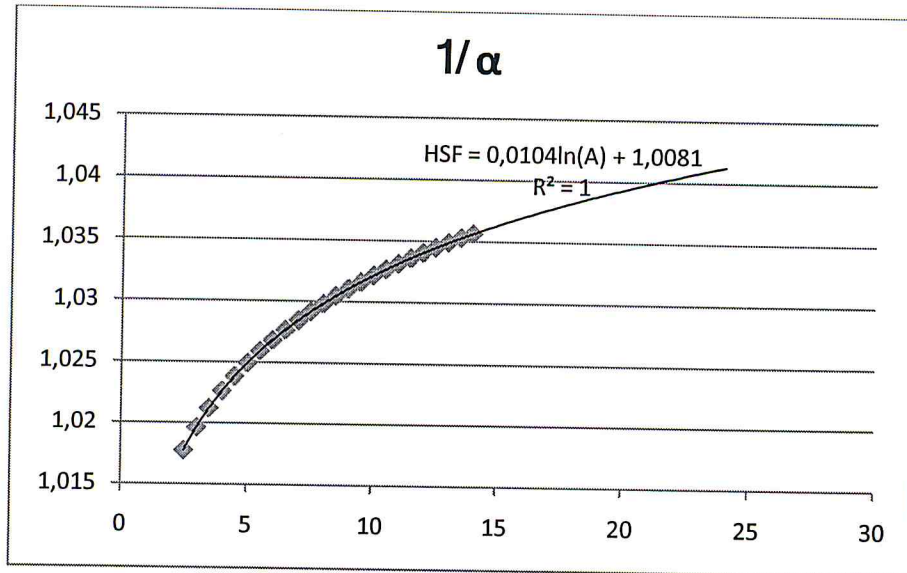


Fig. V.13 : Représentation graphique du rapport $1/\alpha$ paramétrisé en fonction de l'offset de 2.5 à 12.5 cm, pour les photons de 6 MV et les champs carrés.

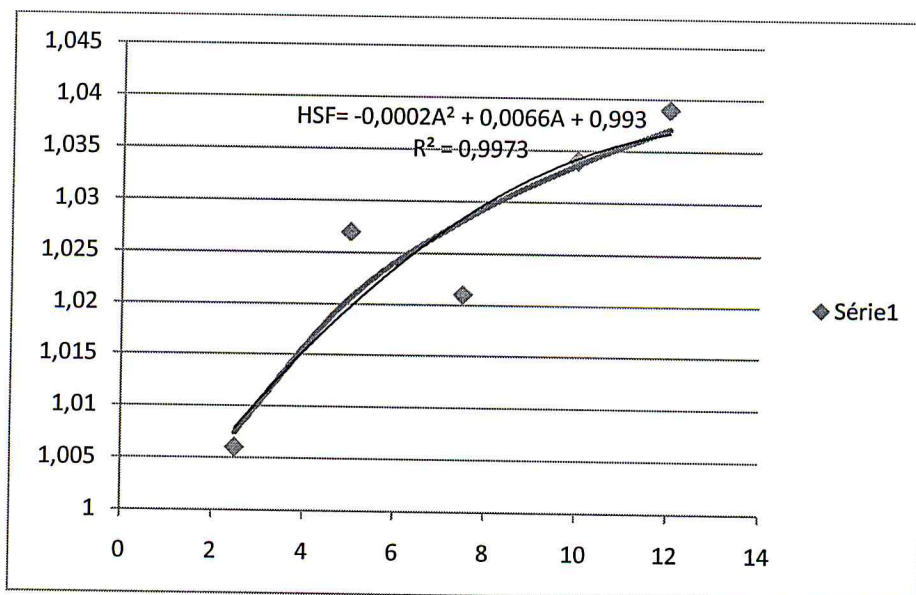


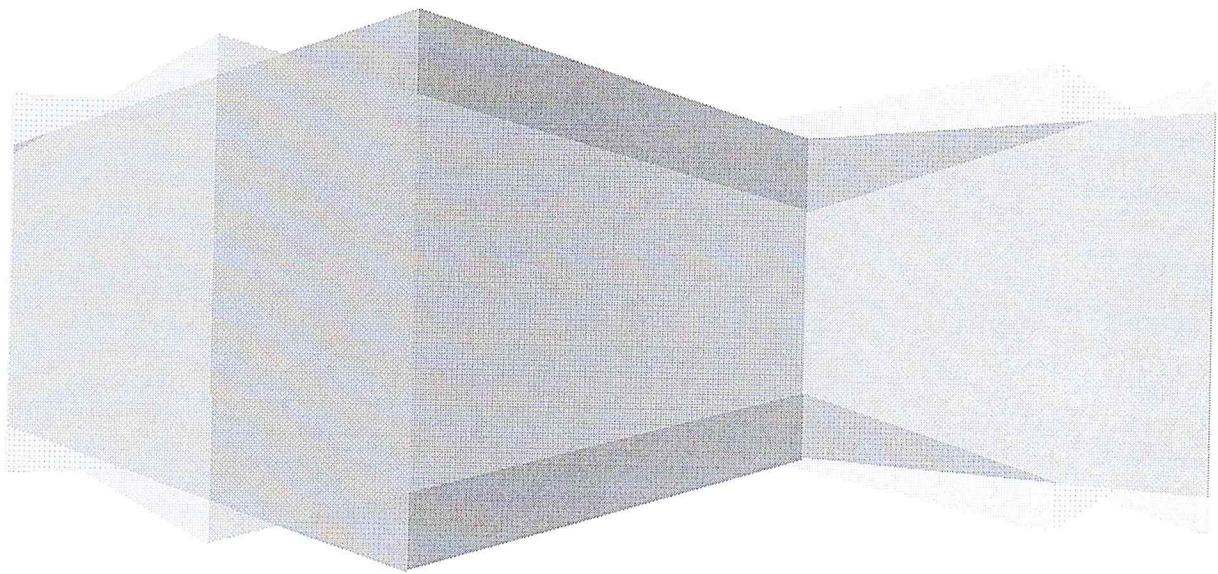
Fig. V.14 : Représentation graphique du rapport $1/\alpha$ paramétrisé en fonction de l'offset de 2.5 à 12.5 cm, pour les photons de 18 MV et les champs carrés.

A travers cette étude, nous avons vérifié que la quantité de diffusion par la tête du traitement augmente lorsque on s'éloigne de l'axe centrale du faisceau, donc le facteur HSF augmente avec la taille du champ. Ainsi le HSF_1 mesuré hors de l'axe central du faisceau (champ asymétrique) est approximativement égale au HSF symétrique pour la même taille du champ pour les faisceaux de photons de 6 et de 18 MV, ce qui signifie que l'offset n'a aucune influence sur le HSF_1 . Par contre on distingue une différence entre l' HSF_2 et l' HSF_{sym} qui augmente avec l'offset, cela implique que l' HSF_2 est dépendant de l'offset.

Le rapport $1/\alpha$ augmente avec l'offset, c.à.d: plus qu'on s'éloigne de l'axe central du faisceau, la déviation entre le HSF_2 et l' HSF_1 devient importante. Le rapport $1/\alpha$ a été aussi paramétrisé, il suit souvent une équation polynomiale du 2^{ème} degré : $Ax^2 + B$.

Le HSF_2 représente la fraction de la diffusion par la tête qui dépend de la taille du champ et la distance hors-axe, sa valeur peut être calculée pour n'importe quelle position hors l'axe à partir de l' HSF_{sym} par le rapport $1/\alpha$ pour les photons de haute énergie.

Conclusion générale



Conclusion générale

Les différentes mesures du S_c réalisées pour les photons de 6 et de 18 MV d'accélérateur nous ont permis d'étudier sa variation en fonction de la taille du champ, de la position hors-axe, de la présence du filtre en coin, du matériaux et de la géométrie du milieu de mesure.

En effet l'irradiation faite pour les différents matériaux de mini-fantôme (PMMA, virtual water, aluminium, cuivre et cerrobond) et du capuchon de build-up (laiton, cuivre, et cerrobond) nous a permis de déduire l'influence de la densité du matériau sur les résultats de mesure et ainsi de quantifier les différences entre l'utilisation des capuchons de build-up et des mini fantômes pour la mesure du facteur de diffusion par la tête.

Les résultats de ce travail montrent que le plus grand soin doit être pris pour la mesure de la diffusion par la tête. L'épaisseur pour éliminer les électrons de contamination est le facteur le plus important, mais le choix du matériau du mini fantôme a également une certaine influence sur les résultats. Pour les faisceaux de haute énergie, l'utilisation de matériaux de Z élevé, tels que le cuivre et le cerrobond, qui ont été utilisé dans cette enquête, engendre des petites variations pour les grandes tailles du champ. Pour le PMMA et l'eau solide qui ont des propriétés radiologiques près de l'eau, les rapports d'output mesurés sont près des vrais rapports d'output.

Par la suite, nous avons pu montrer la contribution des filtres en coin à la fraction de diffusion qui augmente avec la taille du champ. Ceci à été fait avec l'irradiation par les photons des deux groupes d'énergies d'accélération en présence et en absence des filtres de différentes angulations.

Après, nous avons fait les mesures de l'HSF pour différentes tailles des champs à plusieurs positions hors de l'axe central du faisceau. Les résultats et les

courbes obtenus nous conduisent à voir l'influence de la taille et de la forme (symétrique ou asymétrique) sur le facteur de diffusion par la tête.

Cette étude, nous a permis vérifié que la quantité de diffusion par la tête du traitement augmente lorsque on s'éloigne du l'axe centrale du faisceau, donc le facteur HSF augmente avec la taille du champ. Ainsi, le HSF mesuré hors de l'axe central du faisceau (champ asymétrique) est approximativement égale au HSF symétrique pour la même taille du champ pour les faisceaux de photons de 6 et de 18 MV, ce qui signifie que l'offset n'a aucune influence sur le HSF_1 . Par contre on distingue une différence entre l' HSF_2 et l' HSF_{sym} qui augmente avec l'offset, cela implique que l' HSF_2 est dépendant de l'offset.

Enfin, ce travail a été conclu par la paramétrisation, qui a nous donné la formule qui relie le HSF à la taille et la forme du champ. Ainsi le calcul de l'HSF (S_c) asymétrique et de l'HSF normalisé à la taille de référence ($10 \times 10 \text{ cm}^2$, symétrique) nous conduit à calculer le facteur de proportionnalité α . Ce dernier a été tracé en fonction de l'offset (la distance hors-axe). A partir de cette courbe nous pouvons calculer le HSF par interpolation pour n'importe quelle taille du champ et position hors de l'axe.

References bibliographiques

- [1] Radiation oncology physics, a hand book of teacher and student.
- [2] Mémoire d'ingénieur : " Vérification des unités moniteur pour les champs irréguliers des faisceaux de photons de haute énergie, N. Sissaoui ".
- [3] C Zhu¹ and Anders Ahnesjö: "Interpretation of in-air output ratio and its impact on Dose Calculation "Timothy Jorgen Olofssona, Dietmar Georg and Mikael Karlsson.
- [4] Luxton, and M. A. Astrahan, "Output factor constituents of a high-energy photon beam" *Med Phys* 15, 88-91 (1988).
- [5] Jorgen Olofsson, Dietmar Georg, Mikael Karlsson : "Widely tested models for head scatter influence on photon beam output", *Radiotherapy and Oncology* 67 (2003) 225–238.
- [6] Ben Mijnheer, André Bridier, Cristina Garibaldi, Karla Torzsok, and Jack Venselaar: "Monitor unit calculation for high energy photon beams, Practical examples".
- [7] Yang, L. Xing, A. L. Boyer, Y. Song, and Y. Hu, "A three-source model for the calculation of head scatter factors" *Med Phys* 29, 2024-2033 (2002).
- [8] Kim, J. R. Palta, and T. C. Zhu: "A generalized solution for the calculation of in-air output factors in irregular fields", *Medical Physics* 25, 1692-1701 (1998).
- [9] R. Kase, and G. K. Svensson, "Head scatter data for several linear accelerators (4 - 18 MV)," *Med Phys* 13, 530-532 (1986).
- [10] Tatcher, and B. E. Bjärngard: "Head-scatter factors and effective x-ray source positions in a 25-MV linear accelerator," *Med Phys* 19, 685-686 (1992).

- [12] C. Zhu, and B. E. Bjärngard: "The fraction of photons undergoing head scatter in x-ray beams," *Phys Med Biol* 40, 1127-1134 (1995).
- [13] Jaffray, Battista, J. J., Fenster, A., Munro, P., "X-ray sources of medical linear accelerators: Focal and extra-focal radiation," *Medical Physics* 20, 1417-1427 (1993).
- [14] Ahnesjö, "Analytic modelling of photon scatter from flattening filters in photon therapy beams," *Med Phys* 21, 1227-1235 (1994).
- [15] Ahnesjö, L. Weber, and P. Nilsson, "Modelling transmission and scatter for photon beam attenuators," *Med Phys* 22, 1711-1720 (1995).
- [16] J. Dawson, "Percentage depth doses for high energy x-rays," *Phys Med Biol* 21, 226-235 (1976).
- [17] J. J. M. van Gasteren 1, S. Heukelom 2, H. J. van Kleffens TM, R. van der Laarse 4, J. L. M. Venselaar 5 and C. F. Westermann 6, "The determination of phantom and collimator scatter components of the output of megavoltage photon beams: measurement of the collimator scatter part with a beam-coaxial narrow cylindrical phantom".
- [19] H. Niek Jagera, Stan Heukelomb, Herman J. van Kleffense, Hans van Gasterend, Rob van der Laarsed, Jack L.M. Venselaare, Carel F. Westermannf: " Comparison of parametrization methods of the collimator scatter correction factor for open rectangular fields of 6–25 MV photon beams".
- [20] Head scatter factors for small MV photon fields. Part II: The effects of source size and detector Carolyn McKerracher, David I. Thwaites1 *Radiotherapy and Oncology* 85 (2007) 286–291
- [21] Morris Tatcher, Bengt E. Bj/irngard: "Head -scatter factors in blocked photon fields" *Radiotherapy and Oncology* 33 (1994) 64-67 .
- [22] Faiz. M Khan "Physics of radiation therapy third edition".

Résultats obtenus par l'irradiation avec des champs rectangulaires

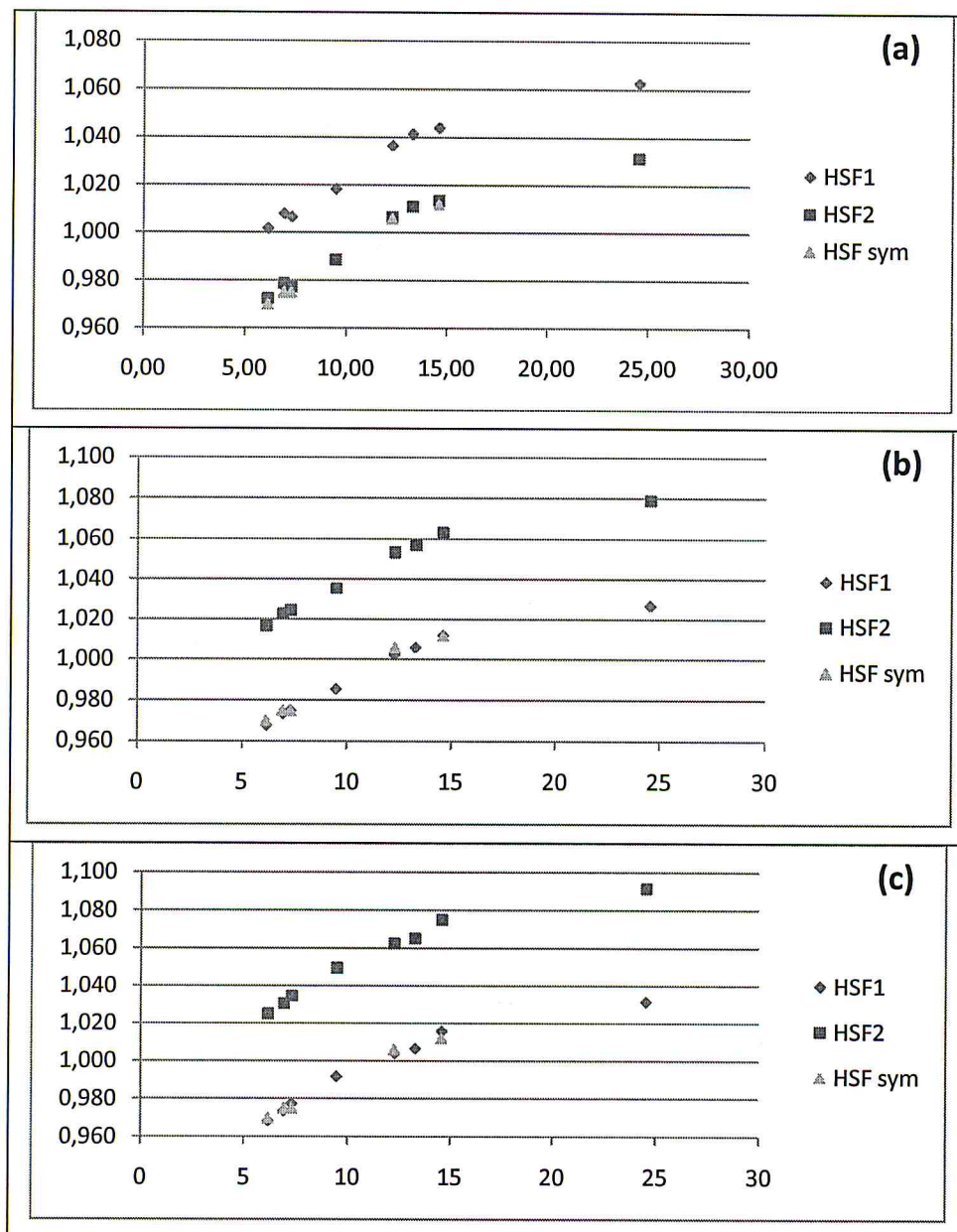


Fig.1 : Variation des rapports HSF1 et HSF2 pour des champs rectangulaires asymétriques pour des faisceaux de photons de 6 MV, où : (a) : à 2.5 cm, (b) : à 5 cm, et (c) : à 10 cm.

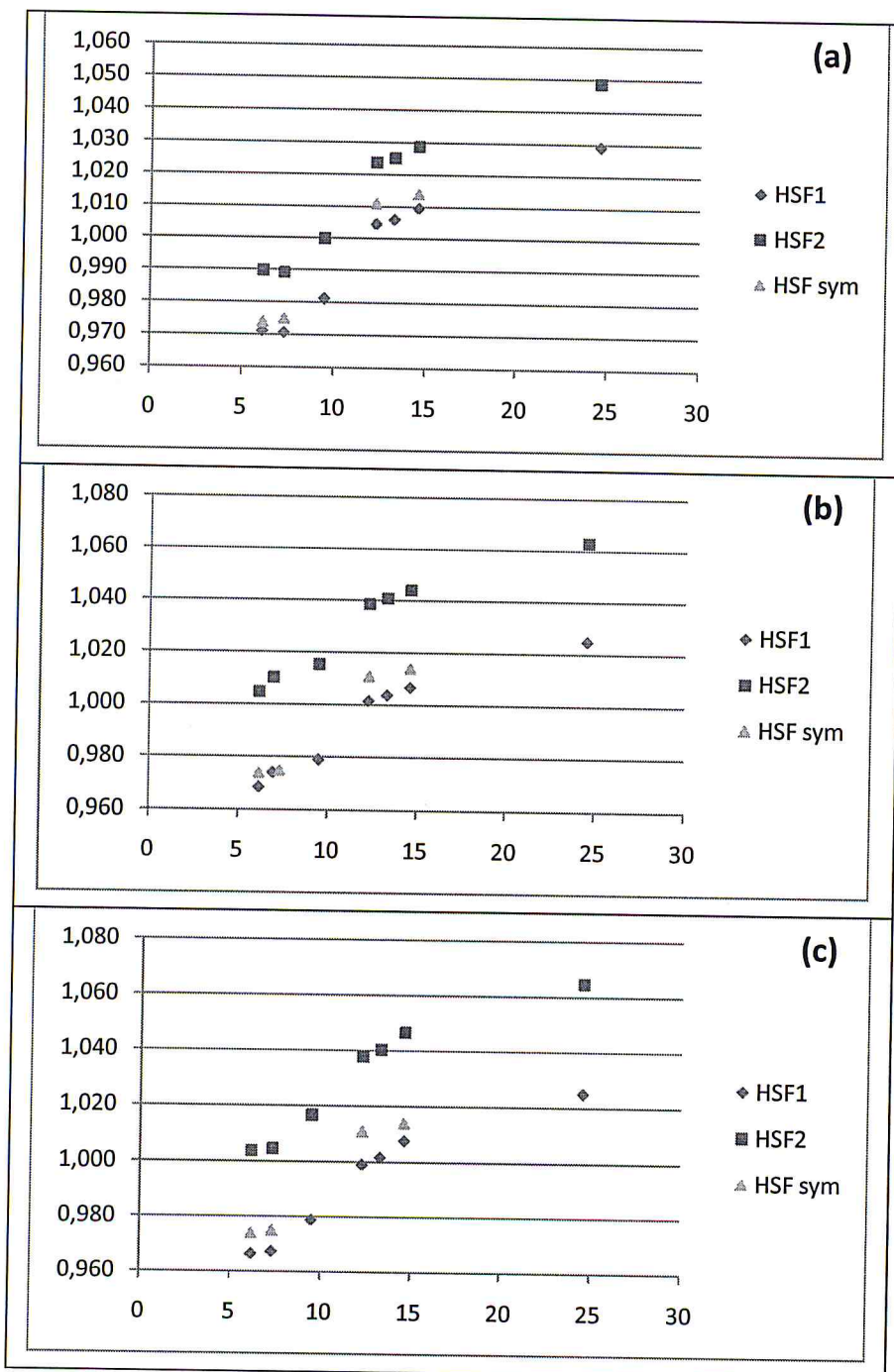


Fig.2 : Variation des rapports HSF1 et HSF2 pour des champs rectangulaires asymétriques pour des faisceaux de photons de 6 MV, où : (a) : à 2.5 cm, (b) : à 5 cm, et (c) : à 10 cm.

Résultats de la paramétrisation de l'HSF

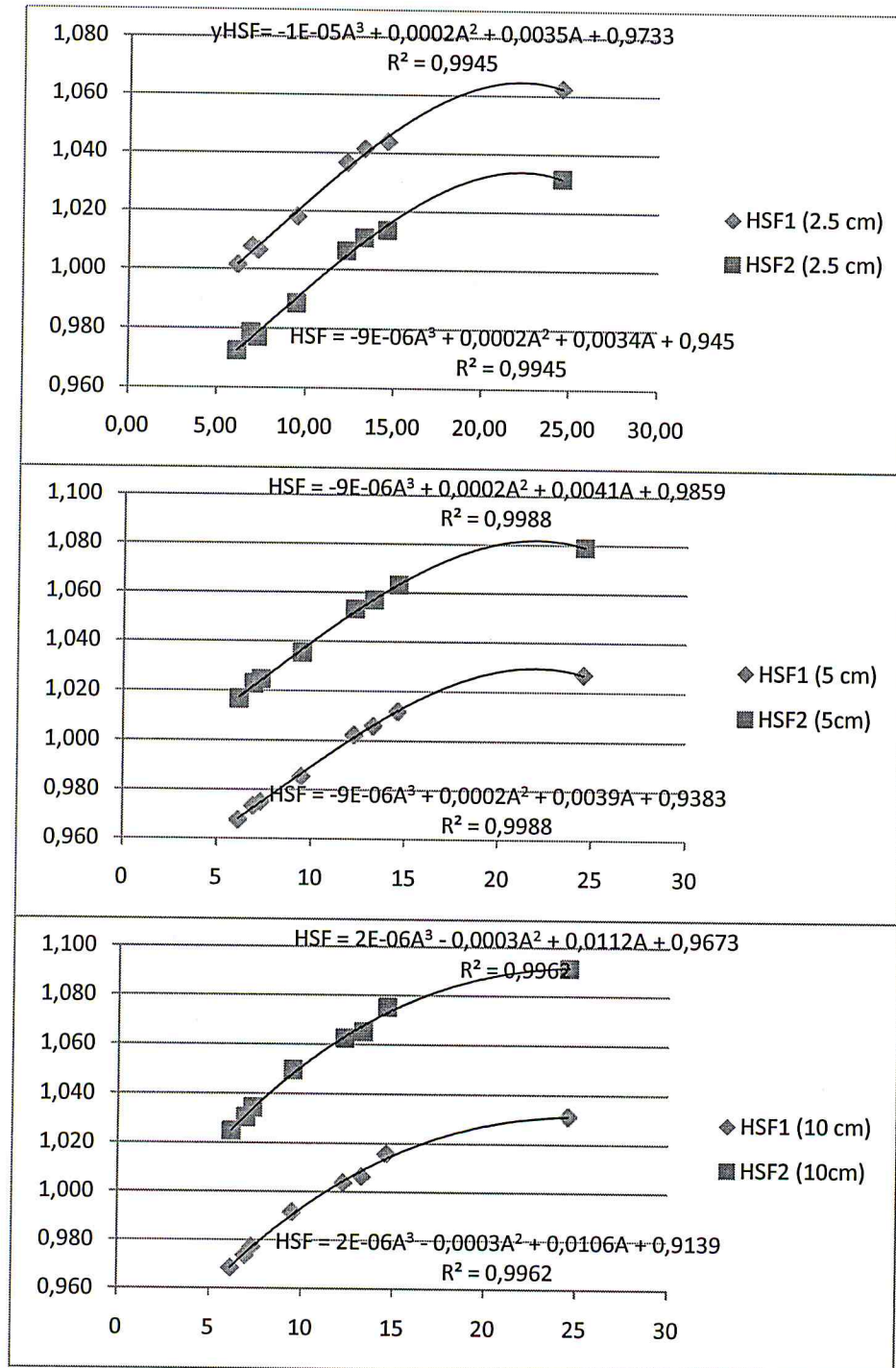


Fig.3: Paramétrisation de l'HSF1 et l'HSF2 pour les photons de 18 MV, et les champs rectangulaires asymétriques, aux distances : 2.5, 5, et 10 cm hors l'axe central du faisceau.

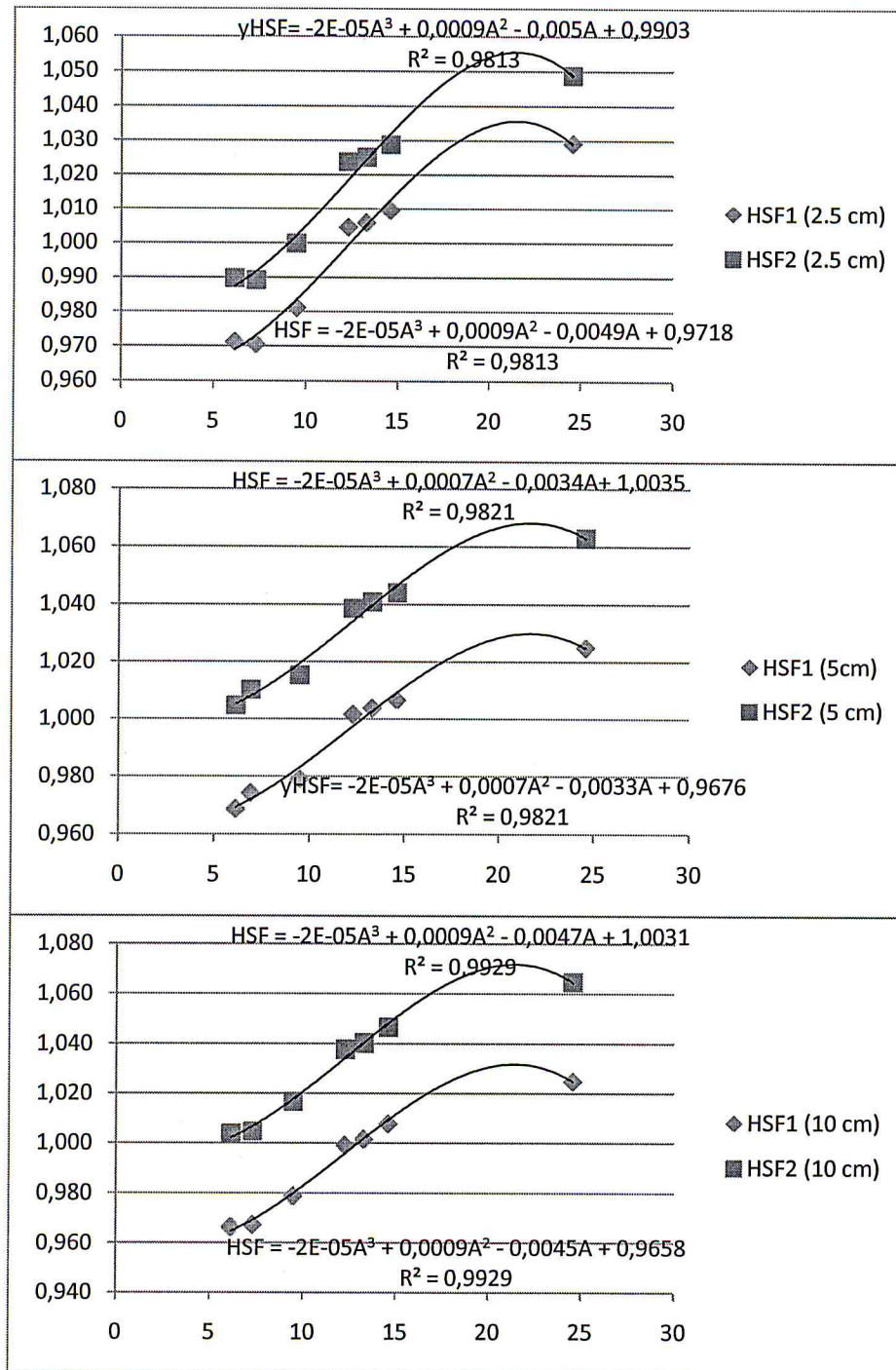


Fig.4 : Paramétrisation de l'HSF1 et l'HSF2 pour les photons de 6 MV des champs rectangulaires asymétriques, aux distances : 2.5, 5, et 10 cm hors l'axe central du faisceau.

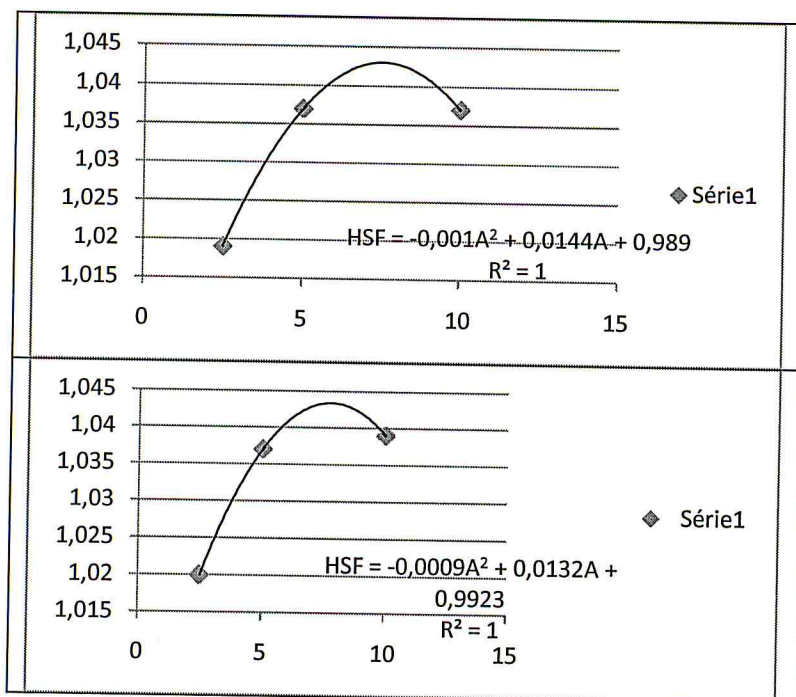


Fig.5 : Représentation graphique du rapport $1/\alpha$ paramétrisé en fonction de l'offset de 2.5 à 10 cm, pour les photons de 6 MV et les champs rectangulaires.

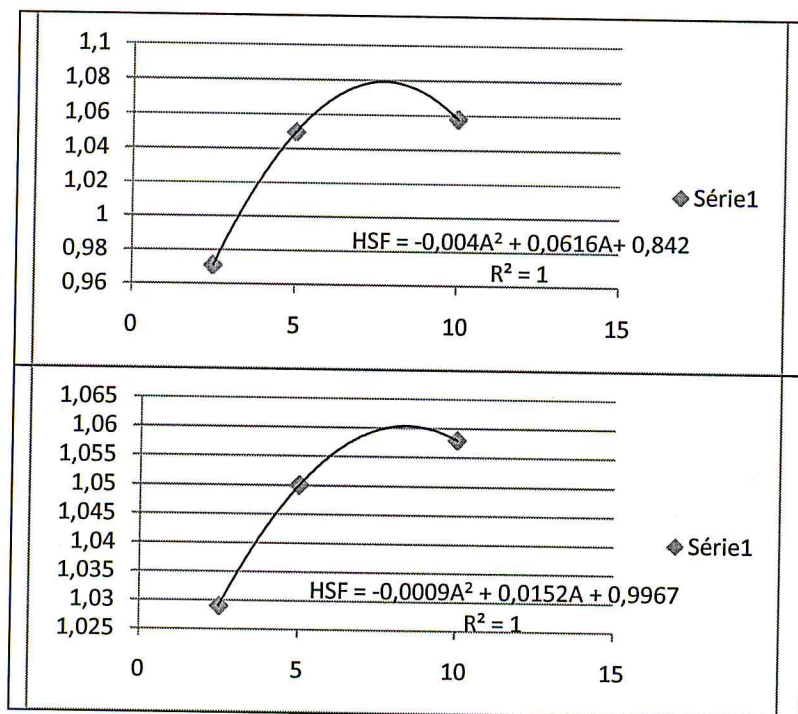


Fig.6 : Représentation graphique du rapport $1/\alpha$ paramétrisé en fonction de l'offset de 2.5 à 10 cm, pour les photons de 18 MV et les champs rectangulaires.