

Université Saâd DAHLAB de Blida



Faculté des Sciences

Département de Physique

Mémoire Présenté par :

Nihad BENKADDOUR

En vue d'obtenir le diplôme de Master

Domaine : Science de la matière

Filière : Physique

Spécialité : Physique médicale

Option : Radiothérapie

Sujet : Commissioning de l'algorithme de calcul de dose en mode photon (Anisotropic Analytical Algorithm) implémenté dans le système de planification de traitement Eclipse.

Soutenu le : 02/07/2011 ; devant le jury composé de :

Mr. M.BENTAIBA	Professeur U.S.D.Blida	Président
Mr. R.KHELIFI	Maitre de Conférences U.S.D.Blida	Examineur
Mr. B.HOCINI	Maitre Assistant U.S.D.Blida	Examineur
Mr. S.KHOUDRI	Attaché de Recherche U.Sétif	Rapporteur

Blida, Juin 2011.

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail

- ♣ *À la mémoire de ma grand-mère Mano.*

- ♣ *À ma chère maman.*

- ♣ *À ma nièce Aliya-Mano qui a endommagé mon
Ordinateur en pleine préparation de ce mémoire.*

Remerciements

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur le Professeur M. BENTAIBA pour avoir accepté la présidence de mon jury de thèse .Je suis très reconnaissante à Monsieur S.Khourdi pour m'avoir proposé un sujet très intéressant.

Mes vifs remerciements s'adressent aussi aux membres du jury, Monsieur R. KHELIFI et Monsieur B.HOCINI qui m'ont fait l'honneur d'en faire partie.

Je ne peux effectuer ces remerciements sans dire un très grand merci à Mademoiselle A. ALI MESSAOUD chef de département de physique pour sa gentillesse, son soutien et les conseils qu'elle n'a cessé de me prodiguer et à Monsieur S.A. YAHIAOUI, Maitre de conférences(U.S.D.B), pour la qualité de ses conseils qui m'ont beaucoup apporté.

Un grand merci à tous les enseignants, du département de physique et en particulier à Monsieur M.Arib Chargé de recherche au Centre de Recherche Nucléaire d'Alger.

Enfin, je ne saurai conclure ces remerciements sans une pensée pour mes parents, En particulièrement mon cher papa, mes frères qui mon toujours encouragé, et je les remercie d'avoir constamment cru en moi et de m'avoir donné les moyens d'accomplir ce travail dans les meilleures conditions. Merci encore pour tout.

Résumé

En vue de mettre en routine clinique le TPS Eclipse dans le service de Radiothérapie-Oncologie du Centre Anti Cancer de Blida, nous avons mené au Commissioning de l'algorithme de calcul de dose Anisotropic Analytical Algorithm pour des faisceaux de photons de 18 MeV en juillet 2006.

Mots clé : AAA, Commissioning, Calcul de dose en mode photon, Système de planification de traitement Eclipse.

Abstract

To put in clinical routine the TPS Eclipse in the service of Radiotherapy-Oncology at the Center Anti Cancer of Blida, we led a Commissioning by the algorithm for calculating dose Anisotropic Analytical Algorithm for beams of photons of 18 MeV in July 2006.

Key words: AAA, Commissioning, Photon-beam dose calculation, Treatment planning system Eclipse.

ملخص

لوضع في الممارسة السريرية الروتينية نظام تخطيط العلاج Eclipse في خدمة مركز مكافحة السرطان بالبلدية أجرينا دراسة لقياس الجرعات البيانات المطلوبة من قبل الخوارزمية لحساب الجرعة Anisotropic Analytical Algorithm لشعاع الفوتون من 18 MeV

Liste des figures

- p.6.Figure.I.1 : *La diffusion Thomson-Rayleigh.*
- p.7.Figure.I.2 : *Effet photoélectrique et émission de fluorescence.*
- p.8.Figure.I.3 : *Effet Compton.*
- p.9.Figure.I.4 : *La matérialisation.*
- p.10.Figure.I.5 : *Domaine de prépondérance des trois effets.*
- p.14.Figure.I.6 : *Diagramme visualisant la différence entre le Kerma et la dose absorbée dans la zone de non équilibre électronique*
- p.16.Figure.I.7 : *Principe de l'équilibre électronique.*
- p.17.Figure.I.8 : *Méthode utilisée pour la détermination expérimentale de l'indice de qualité TPR_{10}^{20}*
- p.18.Figure.I.9 : *Courbe de rendement en profondeur*
- p.19.Figure.I.10 : *Courbe de profile de dose*
- p.24.Figure.II.1 : *Géométrie d'une interaction d'un photon avec la matière et du transport de radiation du site d'interaction*
- p.32.Figure.II.2 : *Synoptique d'une tête d'accélérateur linéaire à usage médicale*
- p.37.Figure.II.3 : *Description des différents composants de l'unité de traitement d'un accélérateur Varian*
- p.40.Figure.II.4 : *Schématisation d'un beamlet dans le patient*
- p.41.Figure.II.5 : *Schématisation de la prise en compte du diffusé dans le AAA dans la direction de la profondeur et perpendiculairement à la direction du beamlet.*
- p.50.Figure.III.1 : *Accélérateur linéaire Varian Clinac 2100C avec ses principales composantes.*
- p.51.Figure.III.2: *Schéma détaillé d'une tête d'un accélérateur linéaire.*
- p.52.Figure.III.3 : *Schéma de la tête d'un accélérateur linéaire moderne avec collimateur multi lames (VARIAN CLINAC 2100C).*
- p.54.Figure.III.4 : *L'unité de contrôle principale MCU*
- p.54.Figure.III.5 : *Vue de face de moteur Servo 2D*
- p.55.Figure.III.6 : *Explorateur fantôme RFA 200*
- p.55.Figure.III.7 : *Le réservoir d'eau*
- p.56.Figure.III.8 : *Le fantôme d'eau semi-automatique WP-300.*

- p.56.Figure.III.9 : *Electromètre UNIDOS.*
- p.57.Figure.III.10 : *Thermomètre.*
- p.57.Figure.III.11 : *Baromètre.*
- P.57.Figure.III.12 : *Chambre d'ionisation PTW M31013.*
- p.58.Figure.III.13 : *Détecteur de photons PDF.*
- p.58.Figure.III.14 : *Détecteur de référence RFD.*
- p.59.Figure.III.15 : *OmniPro-Accept, V6.0.*
- p.61.Figure.III.16 : *Méthode utilisée pour la détermination expérimentale de l'indice TPR_{10}^{20} .*
- p.63.Figure.III.17 : *Dispositif pour la détermination du débit de dose de référence.*
- p.65.Figure.III.18 : *Schéma du setup des mesures du PDD et profils.*
- p.69.Figure.III.19 : *La variation du débit de dose, à la profondeur de référence, en fonction de l'ouverture de collimateur pour les photons de 18MeV.*
- p.70.Figure.III.20 : *La variation du débit de dose en profondeur pour différentes tailles du champ.*
- p.71.Figure.III.21 : *La variation du débit de dose, à la profondeur de 25cm, en fonction de la taille du champ pour les photons de 18MeV.*
- p.71.Figure.III.22 : *Profil de dose pour le champ 4x4.*
- p.72.Figure.III.23 : *Profil de dose pour le champ 6x6.*
- p.72.Figure.III.24 : *Profil de dose pour le champ 8x8.*
- p.73.Figure.III.25 : *Profil de dose pour le champ 10x10.*
- p.73.Figure.III.26 : *Profil de dose pour le champ 20x20.*
- p.74.Figure.III.27 : *Profil de dose pour le champ 35x35.*
- p.75.Figure.III.28 : *Profils diagonaux pour le champ 35x 35*
- p.75.Figure.III.29 : *Détermination de la pénombre dans une courbe de profil.*
- p.76.Figure.III.30 : *Variation de la pénombre en fonction de la taille du champ et la profondeur pour le faisceau de photons de 18MeV.*

Liste des tableaux

- p.51.Tableau III.1 : *Caractéristiques de l'MCU.*
- p.54.Tableau III.2 : *Caractéristiques de la cuve d'eau.*
- p.57.Tableau III.3 : *Caractéristiques physiques et géométriques de la chambre d'ionisation.*
- p.58.Tableau III.4 : *Caractéristiques du détecteur de photons PDF.*
- p.60.Tableau III.5 : *Conditions de mesures du TPR_{10}^{20} .*
- p.63.Tableau III.6 : *Condition de mesures du débit de dose de référence.*
- p.67.Tableau III.7 : *L'indice de qualité TPR_{10}^{20} .*
- p.67.Tableau III.8 : *Facteur de correction pour la température et la pression.*
- p.68.Tableau III.9 : *Facteur de correction pour recombinaison et polarisation.*
- P.68.Tableau III.10 : *Mesure de charges.*
- p.70.Tableau III.11 : *Les profondeurs maximales pour différentes tailles du champ.*
- p.75.Tableau III.12 : *La largeur de la pénombre pour différentes tailles du champ.*
- A.p.16.Tableau C1 : *Facteur Ouverture Collimateur (RDF-FOC)*
- A.p.17.Tableau C2 : *Rendement en profondeur (PDD).*
- A.p.18.Tableau C3 : *Profil transverse pour un champ (4x4) cm².*
- A.p.19.Tableau C4 : *Profil transverse pour un champ (6x6) cm².*
- A.p.20.Tableau C5 : *Profil transverse pour un champ (8x8) cm².*
- A.p.21.Tableau C6 : *Profil transverse pour un champ (10x10) cm².*
- A.p.23.Tableau C7 : *Profil transverse pour un champ (20x120) cm².*
- A.p.50.Tableau C8 : *Profil transverse pour un champ (35x35) cm².*
- A.p.96Tableau C9 : *Profils diagonaux.*

Table des matières

	Pages
Introduction	1
PARTIE THEORIQUE	
Chapitre I : Généralités	
I.1. Interaction des photons avec la matière	5
I.1.1. Diffusion Thomson-Rayleigh.....	5
I.1.2. La photodésintégration	6
I.1.3. L'effet photoélectrique	6
I.1.4. L'effet Compton	7
I.1.5. Création de paires.....	9
I.1.6. Domaine de prépondérance de ces effets	10
I.2. Coefficient d'interaction des particules non chargées avec la matière.....	10
I.2.1. Coefficient linéique d'atténuation	10
I.2.2. Coefficient massique d'atténuation	11
I.2.3. Coefficient massique de transfert d'énergie	11
I.2.4. Coefficient massique d'absorption en énergie	11
I.3. Grandeurs radiométriques et dosimétriques des rayonnements	12
I.3.1. Grandeurs radiométriques :	12
I.3.1.1. Fluence de particules.....	12
I.3.1.2. Débit de fluence des particules.....	12
I.3.1.3. Fluence d'énergie	13
I.3.2. Grandeurs dosimétriques :	13
I.3.2.1. Exposition	13
I.3.2.2. Kerma	13
I.3.2.3. Débit de kerma	14
I.3.2.4. Terma.....	14
I.3.2.5. Dose absorbée	15
I.3.2.6. Equilibre électronique	15
I.4. Caractérisation d'un faisceau de photon de haute énergie	16
I.4.1. Qualité d'un faisceau de photon de haute énergie	16
I.4.2. Rendement en profondeur	17

I.4.3. Rapport tissu air	18
I.4.4. Rapport tissu fantôme	18
I.4.5. Rapport tissu maximum.....	19
I.4.6. Profil	19
Chapitre II : Modélisation des faisceaux de photon	
II.1. Algorithmes de calcul de dose en mode photon.	22
II.1.1. Méthodes de Convolution / Superposition	22
II.1.2. Le Pencil Beam	26
II.1.3. Le Collapsed Cone	28
II.1.4. Simulations Monte Carlo	28
II.1.5. Anisotropic Analytical Algorithm	33
II.2. Configuration du AAA	46
PARTIE EXPERIMENTALE	
Chapitre III : Implémentation du AAA dans le système de planification de traitement Eclipse	
III.1. Les données dosimétriques exigées par le TPS Eclipse	49
III.1.1. Matériels utilisés	49
III.1.1.1. Accélérateur linéaire médicale (VARIAN 2100C)	49
III.1.1.2. Explorateur fantôme (RFA 200)	53
III.1.1.3. Le fantôme d'eau semi-automatique (WP-300)	55
III.1.1.4. L'électromètre.....	56
III.1.1.5. Le thermomètre et le baromètre.....	56
III.1.1.6. La chambre d'ionisation	57
III.1.1.7. Les détecteurs à semi-conducteur	58
III.1.1.8. Le logiciel de pilotage (OmniPro-Accept, version 6.0A)	59
III.2. Méthodes et procédures.....	60
III.2.1. Le débit de dose de référence	60
III.2.1.1. Détermination de l'indice de qualité TPR_{10}^{20}	60
III.2.1.2. Détermination des facteurs de correction	61
III.2.1.3. Détermination du débit de dose de référence	63
III.2.2. Rendement en profondeur	64
III.2.3. Profils de dose en transverse et diagonal.....	66
III.2.4. Le facteur d'ouverture collimateur	66

III.3.Résultats et interprétations	67
Conclusion.....	77
Bibliographie.....	78
Annexes.....	82
Glossaire	

Introduction

La physique médicale regroupe les domaines de la physique appliquée à la médecine. En particulier nous citons la radiothérapie externe qui représente l'une des utilisations thérapeutiques par des rayonnements ionisants. Ses origines remontent au début de siècle après la découverte des rayonnements X par W.ROENTGEN (1885) ; de la radioactivité par H.BECQUEREL (1886) et du radium 226 par P et M .CURIE (1889).

Au cours de ces dernières années, le traitement du cancer a bénéficié d'une constante progression technologique qui a amené les physiciens et techniciens à concevoir des appareils produisant des rayonnements de haute énergie pour des besoins thérapeutiques spéciaux.

Ces développements ne concernent pas seulement le matériel de traitement, mais également les outils informatiques qui lui sont associés pour en permettre une utilisation optimale.

Ces outils informatiques sont groupés au sein d'un programme appelé Système de Planification des Traitements (ou Treatment Planning System : TPS). L'objectif de ce programme est d'intégrer les images scanner du patient ; de spécifier le contour des volumes (volumes cibles et organes à risque) par le radiothérapeute ; de permettre le placement de champs de traitements et d'accessoires tels que les collimateurs multilames, filtres... par le physicien en fonction de l'anatomie du patient et de prévoir la distribution de dose chez le patient. Sur la base de cette distribution de dose et des DVH (Dose Volume Histogram) que le physicien et le médecin approuveront ou non le plan de traitement.

Tout TPS utilise un algorithme de calcul de la distribution de dose, les deux types d'algorithmes les plus utilisés en radiothérapie sont les algorithmes du type convolution/superposition et les simulations Monte Carlo. La plupart de ces algorithmes se basent sur un modèle physique qui simule le transport des radiations. Ce modèle physique utilise des approximations adéquates dans des conditions

simples, i.e. pour des milieux homogènes et des champs réguliers. Dans d'autres conditions complexes i.e. pour des milieux hétérogènes (poumon, ORL, ...) ou pour des petites tailles de champs comme ceux utilisés en IMRT.

L'un des problèmes majeur dans le cadre de cette discipline est la mise au point du plan de traitement. Cette étape consiste à définir de manière optimale le bon rayonnement à la bonne dose pour le bon usage dans le but de détruire complètement la tumeur. Donc il est primordial de bien connaître les limitations de l'algorithme utilisé afin de ne pas s'écarter de la prescription médicale.

Dans ce travail, nous avons procédé au Commissioning des outils dosimétriques des TPS au moyen de l'algorithme "**Anisotropic Analytical Algorithm**" (AAA) en mode **photon** qui mène à l'utilisation du TPS Eclipse en routine Clinique.

Le AAA est un algorithme de type convolution/superposition développé par la firme Varian Medical Systems.

Notre travail est constitué de deux parties ; La première est théorique et contient deux chapitres. Le premier introduit quelques généralités concernant les notions d'interaction des particules non chargées avec la matière et les différents paramètres associer. Dans cette ordre d'idées en ajoute des définitions générales des grandeurs radiométriques, dosimétriques et les différents caractéristique d'un faisceau de photons de hautes énergie qui vont être utilisés dans ce travail. Le deuxième consiste en une présentation des différents algorithmes de calcul de dose en radiothérapie (le type convolution/superposition, les simulations Monte Carlo, le Pencil Beam et le Collapsed Cone). Nous terminons ce dernier par une description particulière de l'algorithme AAA.

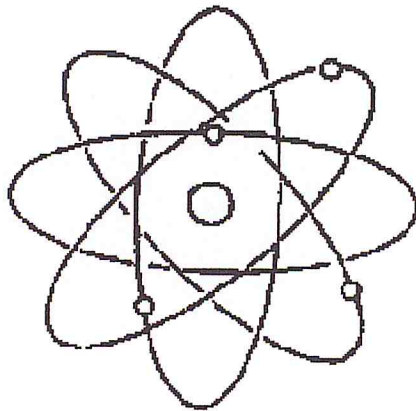
La seconde partie est consacrée à la partie pratique qui aborde l'implémentation du AAA dans le TPS Eclipse. Cette validation est réalisée en juillet 2006 pour des faisceaux de photons issus de l'accélérateur linéaire Varian 2100C au Centre Anti Cancer (CAC) de Blida dans le service de radiothérapie oncologie.

Nous terminons ce travail par une présentation et discussion des résultats de nos mesures suivis par une conclusion.

PARTIE THEORIQUE

CHAPITRE I :

Généralités



I.1. Interaction des photons avec la matière.

L'interaction des rayonnements avec la matière dépend de leurs natures, de leurs énergies ainsi que du milieu irradié et conduit à des transferts d'énergie. En particulier le comportement des rayonnements électromagnétiques dans la matière est fondamentalement différent de celui des particules chargées ou neutres. [1]

Dans ce chapitre nous mettons l'accent particulièrement sur l'interaction des photons (X, γ) et les aspects fondamentaux de leurs interactions avec la matière.

Lorsqu'un faisceau de N photons traverse une épaisseur x de matière de masse volumique ρ , le nombre N' de photons primaires ayant interagit avec le milieu est donné par la relation (1.1) [2] :

$$N' = N \cdot \left\{ 1 - \text{Exp} \left(- \left[\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{coh} + \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{incoh} + \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{pe} + \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{pp} \right] \cdot \rho \cdot x \right) \right\} \quad (1.1)$$

où les coefficients d'atténuations massiques $\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_i$, μ coefficient d'atténuation linéaire, sont représentatifs de la probabilité d'interaction des photons, dans le domaine d'énergie de 1eV jusqu'à quelques MeV, avec la matière selon les processus suivants :

- a. La diffusion Thomson-Rayleigh
- b. La photodésintégration
- c. La diffusion incohérente ou effet Compton
- d. Effet photoélectrique
- e. Création de paire

L'effet photoélectrique et l'effet Compton ont un intérêt médical important.

I.1.1. La diffusion Thomson-Rayleigh :

Au cours de ce processus, purement diffusif, le photon incident est absorbé par l'atome du milieu et réémis dans une direction différente avec un angle faible. Le photon diffusé ayant la même énergie que le photon incident [2]. Ce

phénomène est minoritaire aux énergies que nous utilisons en radiothérapie et très important pour les photons peu énergétiques (IR, visible, UV).

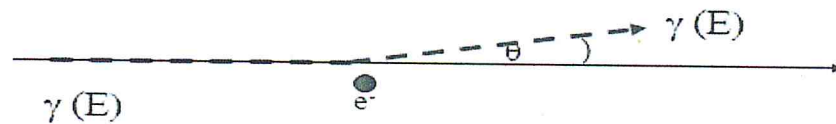


Figure I.1 : La diffusion Thomson-Rayleigh.

I.1.2. La photodésintégration :

L'interaction d'un photon de haute énergie avec un noyau atomique peut mener à une réaction nucléaire et émettre ainsi un ou plusieurs nucléons [3]. Dans la plupart des cas, la photodésintégration résulte en l'émission de neutrons par le noyau suivant des réactions du type $X(\gamma, n)Y$. L'absorption du photon peut aussi mener à l'émission de protons, deutérons, tritons ou particules alphas.



Les réactions de ce type ne sont pas utilisées en radiothérapie, elles ne se manifestent que lorsque les photons sont très énergétiques (de l'ordre de 10MeV).

I.1.3. L'effet photoélectrique :

Cet effet correspond à l'interaction d'un photon avec un électron des couches profondes de l'atome et ne peut avoir lieu que si l'énergie du photon est supérieure à l'énergie de liaison de l'électron dont la différence est communiquée sous forme d'énergie cinétique à l'électron. $E_{ph} = E_{li} + E_{cin}$

Le retour de l'atome à l'état fondamental s'accompagne d'une émission de photon de fluorescence ou d'un électron d'Auger (Figure I.2).

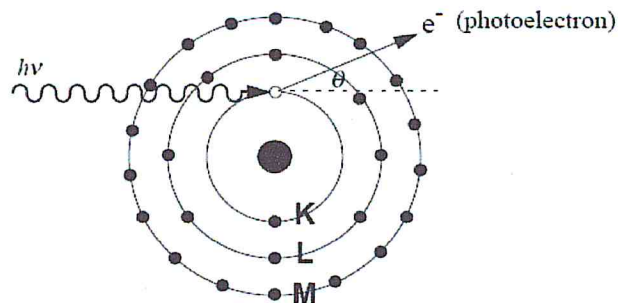


Figure I.2 : Effet photoélectrique et émission de fluorescence.

Le photon de fluorescence apparaît lors d'une transition d'un électron d'une couche supérieure vers une couche inférieure pour occuper la place d'un électron éjecté de cette dernière, dont l'énergie est égale à la différence des énergies des couches correspondantes.

Parfois, pour des milieux de Z petit, le photon de fluorescence produit un nouvel effet avec émission d'un électron: c'est l'effet Auger.

La probabilité d'avoir un effet photoélectrique est équivalente à la section efficace de l'effet photoélectrique et qui dépend fortement de l'énergie du photon incident et du numéro atomique Z du milieu.

L'effet photoélectrique est très favorisé dans les milieux de numéro atomique élevé.

I.1.4. L'effet Compton :

L'effet Compton est l'interaction d'un photon avec un électron et ne peut avoir lieu que si ce dernier est faiblement lié et qui est expulsé dans une certaine direction, avec une certaine énergie cinétique. [4]

Le photon incident est diffusé (suivant un angle θ) et cède une partie de son énergie à l'électron qui part dans une direction φ par rapport à la direction du photon incident « vers l'avant ».

L'application des lois de conservation de l'énergie et l'impulsion donne : θ est compris entre 0 et 180° et φ est compris entre 0 et 90° . Les angles θ et φ dépendent de l'énergie du photon incident. [Plus l'énergie incidente est

grande, plus les électrons Compton et les photons diffusés se trouvent en moyenne autour de la direction du photon incident.]

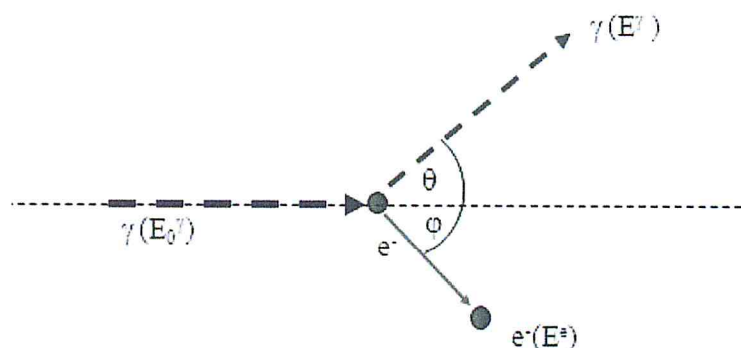


Figure I.3 : Effet Compton.

Les relations suivantes donnent les énergies du photon diffusé et de l'électron. Soient : $E_i = h\nu_i$ l'énergie du photon initial, $E_f = h\nu_f$ l'énergie du photon diffusé et T l'énergie de l'électron de recul ou électron Compton [5]:

$$E_f = E_i \frac{1}{1 + \frac{E_i}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (1.3)$$

et

$$T = E_i \frac{(1 - \cos \theta) \frac{E_i}{m_0 c^2}}{1 + \frac{E_i}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (1.4)$$

avec $m_0 c^2 = E_0 = 0.511 \text{ MeV}$ l'énergie au repos de l'électron.

Le phénomène de diffusion Compton est prépondérant pour des photons de haute énergie (de 50 keV à 20 MeV dans des milieux de faibles Z comme l'eau)

Pour un être vivant, composé essentiellement de molécules à faibles numéros atomiques, l'effet Compton est dominant pour les rayons X utilisés en radiothérapie.

I.1.5. Création de paires:

On observe la création de paires à partir d'un photon d'énergie élevée ($E > 2E_0 = 1.022\text{MeV}$). Le photon pénétrant dans le champ coulombien d'un noyau se matérialise sous forme d'une paire électron-positron (e^- , e^+) et auront pour énergie cinétique :

$$T_{e^+} = T_{e^-} = \frac{1}{2}(h\nu - 2m_0c^2) \quad (1.5)$$

A la fin de la matérialisation, le positron interagit avec un électron et s'annihile, ce qui engendre l'émission de deux photons de 0.511 MeV partant dans des sens opposés.

Ce phénomène est prépondérant pour des photons de hautes énergies dans des milieux à Z élevé.

Dans l'eau, ce phénomène est dominant à partir de 20 MeV. [5]

La matérialisation se produit pour des énergies supérieures à celles menant à un effet photoélectrique ou à un effet Compton.

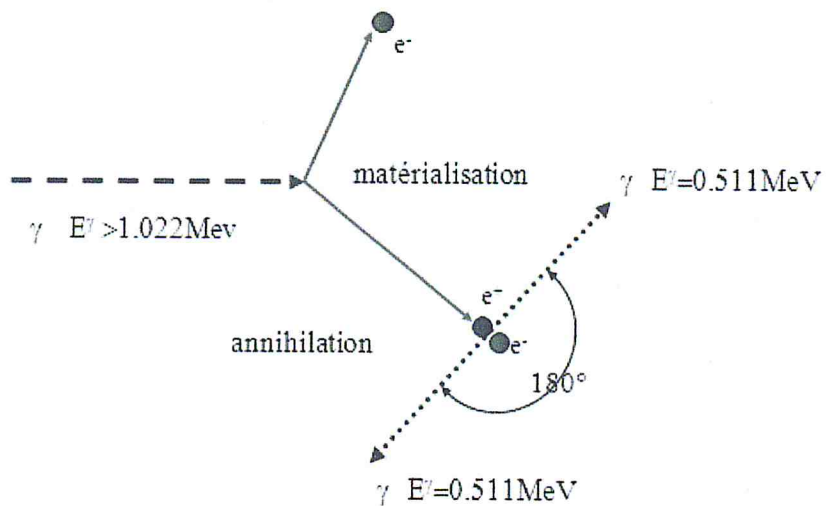


Figure I.4 : La matérialisation.

I.1.6. Domaine de prépondérance de ces effets :

A chacune de ces interactions est associée une section efficace, qui dépend de l'énergie des photons incidents et du numéro atomique Z du milieu avec lesquels ils interagissent.

L'importance relative des trois effets (photoélectrique, Compton et matérialisation) en fonction de l'énergie du photon incident ($h\nu$) et le numéro atomique (Z) est représentée sur la *figure 1.5* [6], où σ_{ph} , σ_c et σ_{pair} sont les sections efficaces des effets.

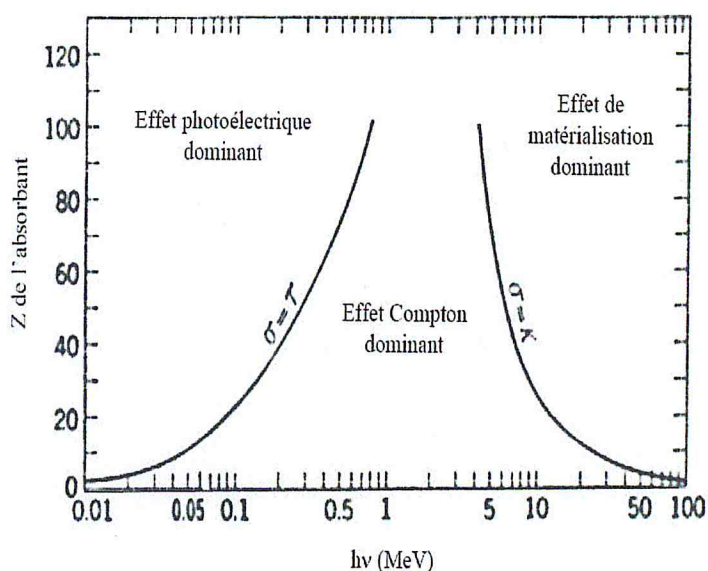


Figure 1.5 : Domaine de prépondérance des trois effets.

L'interaction des photons avec la matière a pour section efficace la somme des toutes les sections efficaces des différents processus. Elle est donnée par :

$$\sigma_{tot} = \sigma_{ph} + \sigma_c + \sigma_{pair}$$

I.2. Coefficient d'interaction des particules non chargées avec la matière [7].

I.2.1. Coefficient linéique d'atténuation :

Le coefficient linéique d'interaction μ caractérise la probabilité d'interaction d'une particule donnée par unité de longueur dl d'un matériau donné traversé.

$$\mu = \frac{1}{dl} \cdot \frac{dN}{N} \quad (1.6)$$

Il s'exprime en cm^{-1} .

I.2.2. Coefficient massique d'atténuation :

Le coefficient massique d'atténuation μ_m , est le rapport du coefficient linéique d'atténuation par la masse volumique ρ du matériau traversé.

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \quad (1.7)$$

Il s'exprime en m^2Kg^{-1} .

I.2.3. Coefficient massique de transfert d'énergie :

Le coefficient massique de transfert d'énergie, $\frac{\mu_{tr}}{\rho}$, d'un milieu pour des particules ionisantes non chargées, est le rapport de $\frac{dE_{tr}}{E_n}$ par ρdl où E est l'énergie cinétique de chacune des particules (excluant l'énergie de masse au repos), $\frac{dE_{tr}}{E_n}$ est la fraction de l'énergie cinétique des particules chargées émises lors des interactions le long d'un élément de longueur dl du milieu de masse volumique ρ .

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{dE_{tr}}{E_n dl} \quad (1.8)$$

Il s'exprime en $\text{m}^2 \cdot \text{Kg}^{-1}$.

I.2.4. Coefficient massique d'absorption en énergie :

Le coefficient d'absorption massique en énergie $\frac{\mu_{en}}{\rho}$, est défini comme le produit du coefficient de transfert d'énergie μ_{tr} et de $(1 - g)$ où g est la fraction de l'énergie des particules secondaires chargées perdue par bremsstrahlung dans le matériau :

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1 - g) \quad (1.9)$$

Il s'exprime en $\text{m}^2 \cdot \text{Kg}^{-1}$

I.3. Grandeurs radiométriques et dosimétriques des rayonnements.

La commission internationale des unités et mesures radiologiques (ICRU) a défini des grandeurs physiques accessibles quantitativement par le calcul ou par la mesure. On distingue parmi ces grandeurs :

- ◆ Les grandeurs radiométriques qui servent à caractériser le champ de rayonnement.
- ◆ Les grandeurs dosimétriques qui servent à caractériser l'effet physique des rayonnements sur la matière en termes d'énergie transférée.

I.3.1. Grandeurs radiométriques [7] :

I.3.1.1. Fluence de particules :

La fluence de particules φ , en un point M du champ est le rapport du nombre dN particules pénétrant dans une sphère de centre M à l'air du plan diamétral:

$$\varphi = \frac{dN}{da} \quad (1.10)$$

La fluence est décrite en m^{-2} .

I.3.1.2. Débit de fluence des particules :

Le débit de fluence $\dot{\varphi}$ représente la dérivée de la fluence de particules par rapport au temps.

$$\dot{\varphi} = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{d^2N}{da \cdot dt} \quad (1.11)$$

Le débit de fluence est exprimé en $\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

I.3.1.3. Fluence d'énergie :

La fluence d'énergie ψ , en un point M du champ, est le rapport de l'énergie radiante R (transportée par dN particules) à l'air da du plan diamétral de la sphère :

$$\psi = E \cdot \frac{dN}{da} = \frac{dR}{da} \quad (1.12)$$

La fluence d'énergie est décrite en $J.m^{-2}$.

I.3.2. Grandeurs dosimétriques :**I.3.2.1. Exposition :**

L'exposition X est définie comme étant le rapport de la charge totale des ions dQ produits dans un volume d'air de masse dm , quand tous les électrons libérés par les photons dans l'élément de masse dm sont complètement arrêtés dans l'air [7].

$$X = \frac{dQ}{dm} \quad (1.13)$$

L'unité : $C.Kg^{-1}$

On utilise aussi l'unité Röntgen (R) tel que :

$$1R = 2.58.10^{-4} C.Kg^{-1}$$

I.3.2.2. Kerma :

Le Kerma (K) – kinetic energy released in the medium – est défini comme le quotient de dE_{tr} par dm , où dE_{tr} est la somme des énergies cinétiques initiales de toutes les particules chargées (électrons et positrons) générées par les photons dans un élément de matière de masse dm [7] :

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (1.14)$$

L'unité du Kerma est le Gray (Gy).

Dans des conditions d'équilibre électronique, le Kerma est égal à la dose absorbée. [Voir la Figure I.6].

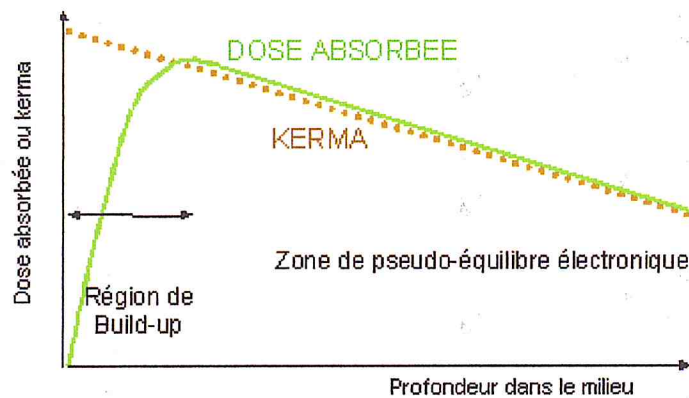


Figure I.6 : Diagramme visualisant la différence entre le Kerma et la dose absorbée dans la zone de non équilibre électronique. [8]

I.3.2.3. Le débit de Kerma :

Débit de kerma \dot{K} est le quotient de dK par dt où dK est la variation du KERMA pendant l'intervalle de temps dt . [7]

$$\dot{K} = \frac{dK}{dt} \quad (1.15)$$

Il est exprimé en Unités : Gy.s^{-1} .

I.3.2.4. Terma :

TERMA - Total energy released per unit mass - exprime l'interaction du rayonnement primaire avec le milieu et permet d'obtenir l'énergie cinétique en tout point, fait intervenir le coefficient d'atténuation linéaire (μ) qui dépend de l'énergie E du rayonnement incident, de la densité ρ et du numéro atomique Z de milieu irradié. Elle représente le point de dépôt primaire de dose. Elle est déterminée par le produit du coefficient d'atténuation massique $\frac{\mu}{\rho}$ (cm^2/g) et de la fluence d'énergie primaire ψ_E (J/cm^2).

I.3.2.5. Dose absorbé :

La dose absorbée est le quotient de $d\bar{\varepsilon}$ par dm , où $d\bar{\varepsilon}$ est l'énergie moyenne communiquée par les radiations ionisantes à un élément de matière de masse dm [7] :

$$D = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm} \quad (1.16)$$

La dose absorbée est une mesure des effets biologiques significatifs produits par les radiations ionisantes. L'unité de dose absorbée est le gray (Gy).

I.3.2.6. Equilibre électronique :

Un rayonnement électromagnétique (X, ou γ) interagit avec la matière donne des électrons secondaires qui cèdent leur énergie à la matière selon différents processus (ionisation, excitation). Il est donc nécessaire de connaître le flux d'électrons secondaires dont la mesure permettra de connaître l'énergie transmise à la matière. Considérant un faisceau de photons pénétrant dans un milieu matériel, les électrons mis en mouvement dont le parcours est alors fonction de leur énergie.

Il a été remarqué que le flux d'électrons secondaires augmente et ceci jusqu'à une profondeur égale au parcours des électrons d'énergie maximale mis en mouvement dans le milieu : *c'est la profondeur de l'équilibre électronique.* [Voir la figure I.7].

Lorsque celui-ci est atteint, le flux d'électrons est proportionnel au flux de photon, il reste donc constant tant que le flux de photons est constant. Mais ce dernier étant atténué, diminue et le flux d'électrons diminue alors parallèlement tout en restant proportionnel au flux de photons qui décroît.

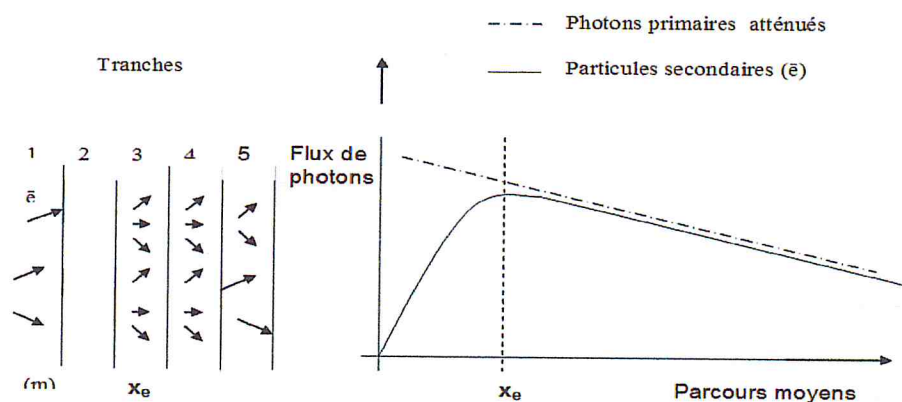


Figure I.7 : Principe de l'équilibre électronique. [9]

I.4. Caractéristiques d'un faisceau de photons de haute énergie.

I.4.1. Qualité d'un faisceau de photons de haute énergie :

Il est important de pouvoir spécifier la qualité d'un faisceau de façon simple et non ambiguë, afin de faciliter les comparaisons entre traitements effectués à des moments différents dans le même hôpital ou effectué dans des hôpitaux différents. Il est donc nécessaire de disposer d'une méthode permettant de déterminer simplement la qualité des rayonnements utilisés.

Les différents auteurs et protocoles publiés s'accordent sur le choix d'une grandeur liée à l'atténuation du faisceau dans l'eau dans des conditions de référence (AAPM, 1983; SEFM, 1984 ; CFMRI, 1986 ; International code of practice, 1987 ; AIFB, 1988). Cette grandeur, appelée indice de qualité, est un rapport TPR_{10}^{20} (Tissue-Phantom Ratio), des ionisations mesurées respectivement à 20 cm et à 10 cm de profondeur. La méthode la plus utilisée, pour la détermination expérimentale de l'indice de qualité, consiste à mesurer l'ionisation produite par le rayonnement à 10 cm et à 20 cm dans l'eau, en gardant constante la distance source-détecteur [Voir la figure I.8]. Il est recommandé de choisir un champ de 10 cm x 10 cm comme un champ de référence. [10]

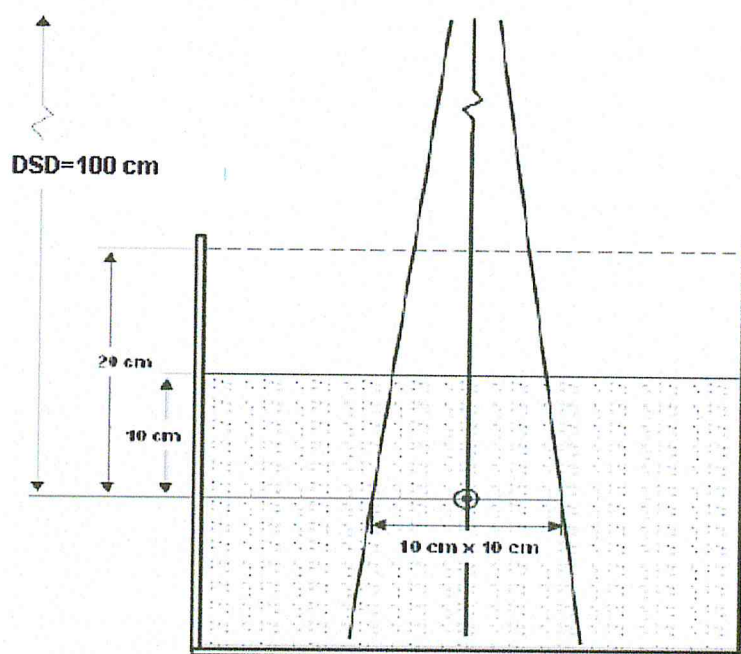


Figure I.8 : Méthode utilisée pour la détermination expérimentale de l'indice de qualité TPR_{10}^{20} .

I.4.2. Rendement en profondeur :

Le rendement en profondeur (en %) dans un milieu irradié a été défini par l'ICRU comme étant la valeur de la dose absorbée D à une profondeur d par rapport à la dose absorbée D_{max} .

$$PDD(\%) = \frac{D}{D_{max}} \times 100 \quad (1.17)$$

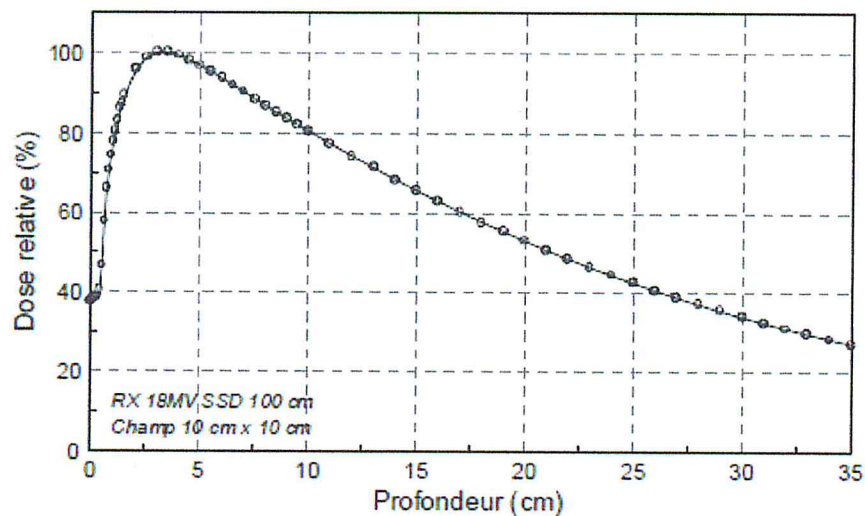


Figure I.9. Courbe de rendement en profondeur. [11]

I.4.3. Rapport tissue air :

Le rapport tissue air (TAR) est défini comme le rapport entre la dose absorbée en un point donné dans un fantôme et de la dose absorbée dans l'air en ce même point.

Dans l'air, on utilise un capuchon de build-up ou un mini-fantôme selon l'énergie du faisceau pour garantir l'équilibre électronique au point de mesure.

$$TAR(A_{SSD}; z) = \frac{D(A_{SSD}; SSD; z)}{D_{build\ up\ cap}(A_{SSD}; SSD)}. \quad (1.18)$$

I.4.4. Rapport tissue fantôme :

Le rapport tissue fantôme (TPR) 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 ($z_{réf}$) à DSA constant :

$$TPR(A_{DSD}, z, z_{réf}) = \frac{Dose(A_{DSD}, DSD, z)}{Dose(A_{DSD}, DSD, z_{réf})} \quad (1.19)$$

I.4.5. Rapport tissu maximum :

Le rapport tissu maximum (TMR) est défini comme le TPR pour un point de référence ($z_{réf}$) égal à la profondeur de maximum de dose (z_{max}). Il est conseillé d'utiliser un point de référence loin de la région de l'équilibre électronique car l'incertitude sur la contribution des électrons de contamination est compliquée pour les rayons X de hautes énergies.

$$TMR(A_{DSD}; z) = \frac{Dose(A_{DSD}, DSD, z)}{Dose(A_{DSD}, DSD, z_{max})} \quad (1.20)$$

I.4.6. Profil :

Une courbe de profil traduit la variation de la dose absorbée en fonction de la position sur une ligne perpendiculaire à l'axe du faisceau.

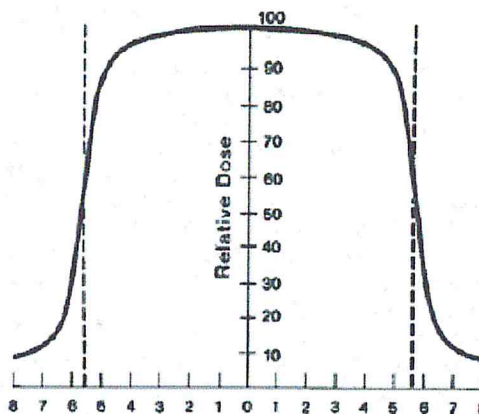


Figure I.10. Courbe de profil de dose. [11]

Étant donné que la dose diminue progressivement à la périphérie du champ, on distingue deux régions dans le champ d'irradiation:

- Une région centrale où les points sont irradiés par la totalité du faisceau. Dans cette région, la dose décroît légèrement du centre vers la périphérie. Cette décroissance est due à deux causes principales, l'augmentation de la distance à la source et la contribution du rayonnement diffusé par le collimateur qui est plus importante sur l'axe qu'au bord du champ.

- Une zone de pénombre où la dose décroît régulièrement jusqu'à la valeur correspondante au seul rayonnement de fuite à travers le collimateur.

II.1. LES ALGORITHMES DE CALCUL DE DOSE EN MODE PHOTON

On constate, aujourd'hui que tous les services de radiothérapie effectue des simulations dosimétriques sur ordinateurs sous certaines formes à l'intérieur des programmes informatiques sophistiqués. Ces programmes ne fonctionnent correctement que par une maîtrise de leurs configurations et utilisations. Il est d'importance majeure de bien comprendre les modèles de calcul disponibles.

L'informatisation des calculs et l'affichage des distributions de dose sont en évolution continue des connaissances dosimétriques combinée aux nouveautés informatiques qui ont conditionnés des versions successives des logiciels. Dans cette partie nous allons décrire les différents modèles de calculs de dose en mode photon.

II.1.1. Méthodes de Convolution/Superposition :

La plupart des algorithmes en radiothérapie calculent la distribution de la dose en se basant sur un modèle physique qui simule le transport des radiations. Depuis le milieu des années 1980, des algorithmes sont appliqués avec plusieurs méthodes dont la sophistication a augmenté au fur et à mesure que les évolutions informatiques et ne cessent d'être développés ; ces algorithmes appelés « convolution/superposition ». Ils séparent les processus de transport et de dépôt de l'énergie en deux phases : le transport de l'énergie par les photons primaires, et son dépôt par les particules secondaires (électrons et photons). Le lien entre ces deux phases est effectué au moyen d'une convolution.

Dans ce type de modèle, la distribution de la dose est vue comme une superposition de réponses (kernels) pondérées de manière adéquate pour chaque photon incident. Les kernels sont classés en fonction de la géométrie du faisceau élémentaire qui délivre l'énergie incidente. Il peut s'agir des « point kernels » décrivant la manière dont l'énergie est déposée dans un milieu autour du site d'interaction du faisceau de photon primaire ou encore des « pencil kernels » décrivant le dépôt d'énergie dans un milieu semi-infini d'un faisceau monodirectionnel [5].

Nous exposons ci-dessous la technique de convolution de base, appelée "point kernel", avant de présenter deux autres méthodes alternatives qui lui attribuent des approximations dans le but d'obtenir un calcul plus rapide.

Le calcul de la dose par des « point kernels » peut être décrit en deux étapes. Tout d'abord le calcul, en tout point du fantôme, du nombre d'interactions de photons primaires issus de l'accélérateur, précisément l'énergie libérée par les photons primaires calculée en chaque point. Cette énergie est appelée Terma (Total Energy Released per unit Mass). Ensuite, la dose est calculée par superposition des kernels pondérés. Pour un faisceau monoénergétique, la dose $D(r)$ en un point r est donnée par [12] :

$$D(r) = \int_V \frac{\mu}{\rho} \psi(s) h(r-s) d^3s = \int_V T(s) h(r-s) d^3s, \quad (2.1)$$

Où μ/ρ est le coefficient d'atténuation massique, $\psi(s)$ la fluence d'énergie des photons primaires et $h(r-s)$ le kernel de convolution (une matrice de distribution de dose déposée par les photons diffusés et les électrons mis en mouvement dans le site d'interaction des photons primaires). Le produit du coefficient d'atténuation massique et de la fluence d'énergie primaire est appelé Terma, $T(s)$, est l'énergie totale libérée par unité de masse.

Les kernels de convolution $h(r-s)$ peuvent être générés sur la base de mesures, mais le plus souvent obtenus par des codes Monte Carlo qui permettent de simuler un grand nombre de photons primaires et de déterminer le dépôt de la dose dans toutes les directions par les électrons et les photons diffusés.

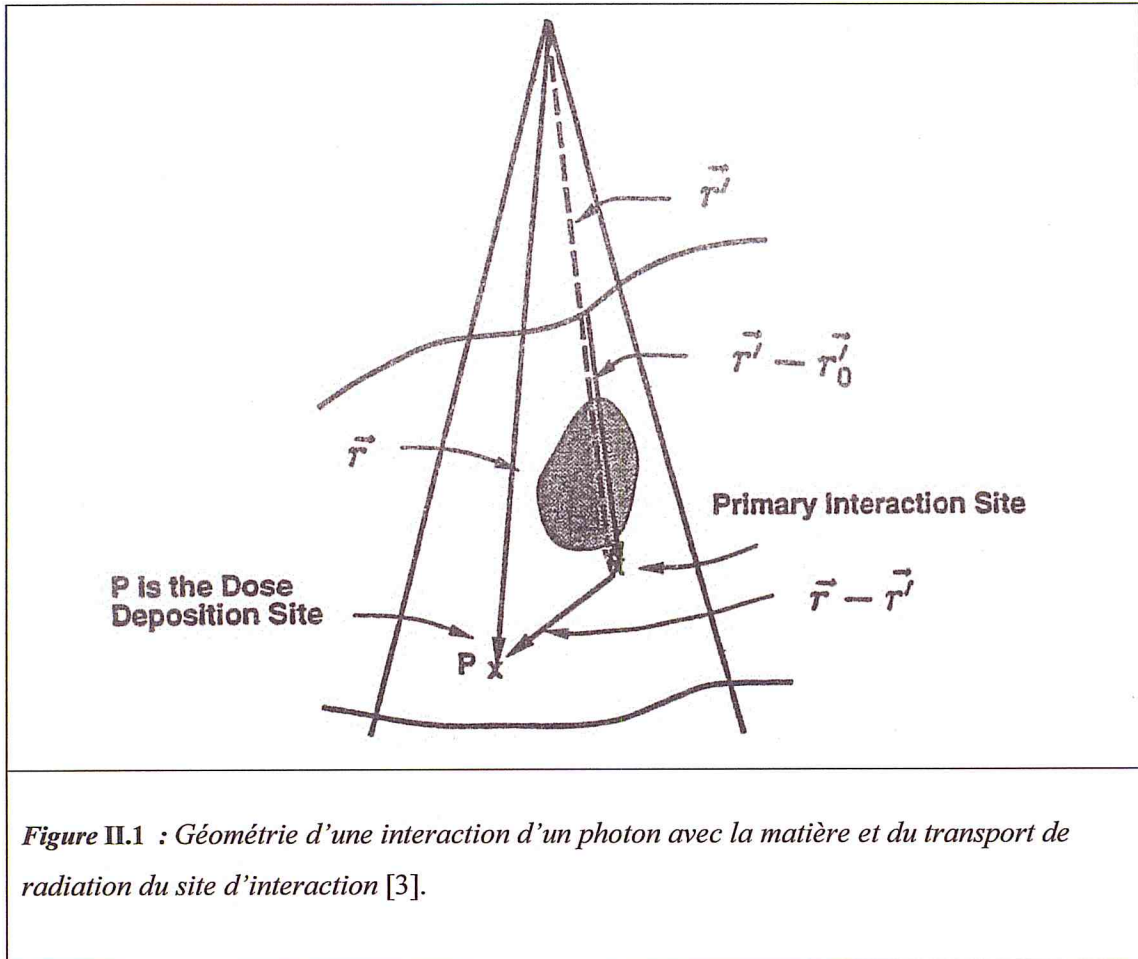


Figure II.1 : Géométrie d'une interaction d'un photon avec la matière et du transport de radiation du site d'interaction [3].

Les faisceaux de rayons X utilisés en radiothérapie ne sont pas monoénergétiques mais ont un spectre en énergie continu. Une généralisation de l'équation (2.1) est nécessaire, pour un faisceau polyénergétique [12] :

$$D(r) = \int_E \iiint_V T_E(s) h(E, r - s) d^3 s dE \quad (2.2)$$

où la dépendance en énergie est incluse dans le kernel tel que le terme prend la forme $T_E(s) = \frac{\mu}{\rho}(E, s) \cdot \psi_E(s)$. La résolution de l'équation (2.2) dépendante de l'énergie exige un temps de calcul assez conséquent et long. Une série d'approximations ont alors été tentées et s'est avéré que la séparation du processus de diffusion d'énergie dans des convolutions séparées pour la dose primaire et la

dose diffusée dans le milieu menait à de bons résultats. La dose primaire reprend ici la contribution à la dose par les photons primaires ainsi que par les photons secondaires créés dans la tête de l'accélérateur. La dose diffusée dans le milieu prend en compte tous les photons qui ont interagi au moins une fois avec le milieu [13].

Comme les coefficients d'atténuation, et donc le Terma, dépendent très peu de l'énergie. L'équation (2.2) devient donc :

$$D(r) \approx \iiint_V P(s) \tilde{h}_p(r-s) d^3s + \iiint_V S(s) \tilde{h}_d(r-s) d^3s, \quad (2.3)$$

Où $P(r) = \int_{T_E} T_E(r) \frac{\mu_{én}(E)}{\mu} dE$, $S(r) = \int_{T_E} T_E(r) \left(1 - \frac{\mu_{én}(E)}{\mu}\right) dE$ avec des kernels $\tilde{h}_p(r)$ (dose primaire) et $\tilde{h}_d(r)$ (dose diffusée par le patient) pondérés par le Terma et renormalisés. μ et $\mu_{én}$ sont respectivement le coefficient d'atténuation linéaire et le coefficient d'absorption d'énergie.

Le transfert d'énergie des premiers photons diffusés dépend de la composition du milieu entre le site d'interaction primaire et l'endroit du dépôt de la dose. C'est pourquoi il est d'usage d'utiliser le concept de profondeur radiologique, définie comme la profondeur géométrique multipliée par le coefficient d'atténuation moyen ($\bar{\mu}$) par rapport à l'eau, évalué le long du trajet du rayon jusqu'au point de calcul. Le Terma est ainsi calculé à la profondeur radiologique du site d'interaction du photon primaire, tandis que le kernel est pondéré par la densité électronique moyenne entre le site d'interaction et le site de dépôt de la dose. Cette méthode, appelée « density scaling », évite la difficile tâche de calculer les kernels exacts pour chaque situation [12].

La résolution directe de l'équation (2.3) est appelée le « direct convolution/superposition » [12]. Ce dernier reprend ainsi dans une même convolution les kernels, le Terma et la correction d'hétérogénéité, tous dépendants de

l'énergie. Cet algorithme, aussi puissant soit-il, n'est pas utilisable en clinique de par le trop grand nombre d'opérations qu'il nécessite.

Il est donc nécessaire d'effectuer des approximations afin de résoudre l'équation (2.2) dans des limites de temps raisonnables. Nous allons ainsi décrire le « Pencil Beam » et parler brièvement du « Collapsed Cone » qui sont tous deux utilisés en clinique.

II.1.2. Pencil Beam:

Nous commençons par décrire le « Single Pencil Beam » (version simplifiée du Pencil Beam) pour poursuivre avec le « Pencil Beam » en tant que tel. Le premier n'est pas un algorithme de type convolution/superposition, mais nous le reprenons ici parce qu'il s'agit de l'algorithme de base utilisé par Varian dans son système de planification Eclipse.

II.1.2.1. Single Pencil Beam:

La plupart des systèmes de planification conventionnels ne prennent pas en compte directement le transport des particules secondaires considérant qu'elles déposent leur énergie à l'endroit où elles ont été créées. C'est donc via les kernels que les algorithmes actuels tiennent compte de ce transport. Il s'agit d'un concept théorique qui a pour but de modéliser la diffusion des particules secondaires et la perte d'énergie de manière générale.

Le « Single Pencil Beam », tout d'abord, se base sur des mesures.

A partir de ces mesures, les kernels sont déterminés à cinq profondeurs différentes (d_{\max} , 5, 10, 20 et 30 cm) pour chaque énergie, puis sont modélisés de manière analytique par deux exponentielles [14]. Le calcul de la dose à d'autres profondeurs utilise des interpolations entre les kernels précalculés [15]. Pour les corrections de la dose dans le cas d'hétérogénéités, cet algorithme utilise la loi de Batho modifiée, et ne tient compte que de l'atténuation du faisceau. La loi établie par Batho en 1964 [16] utilise le rapport des « Tissue Air Ratios » pour calculer la dose dans un milieu à deux couches et elle a été ensuite adaptée à un milieu multi-couches pour finalement la rendre utilisable dans des images scanners. Les limites de cette loi ont été longuement étudiées [17] pour en arriver à la conclusion que la dose est surestimée

dans le cas d'une densité supérieure à 1 et sous-estimée lorsque la densité est inférieure à 1.

Au vu des autres algorithmes utilisés sur le marché qui tiennent compte des effets de densité de manière beaucoup plus précise, il devenait impératif pour Varian de travailler sur un nouvel algorithme ayant des performances équivalentes.

II.1.2.2. Le Pencil Beam :

Comme son nom l'indique, cet algorithme se base sur des « pencil kernels » et non sur des « point kernels ».

Un « pencil kernel » décrit le dépôt de l'énergie dans un milieu semi-infini à partir d'un faisceau monodirectionnel. L'objectif de cette approche est de réduire le temps de calcul en utilisant un pencil kernel qui peut être vu comme une pré-convolution de point kernels selon la dimension de la profondeur. La dose en un point arbitraire peut être déterminée par interpolation de deux fonctions dépendantes de la profondeur et dérivées de point kernels. Ces deux fonctions représentent essentiellement la dose primaire et la dose secondaire (due au diffusé de l'accélérateur). Le Pencil kernel exprimé en coordonnées cylindriques peut être paramétrisé de manière précise par :

$$\frac{p}{\rho}(r, z) = \frac{A_z e^{-a_z r} + B_z e^{-b_z r}}{r} \quad (2.4)$$

Où A_z , a_z , B_z , b_z dépendent de la profondeur. Une technique d'intégration numérique a été développée par *Ahnesjö et al* [18] pour permettre de paramétriser des formes de champs compliquées au moyen d'une décomposition triangulaire.

En milieu hétérogène, le Pencil Beam néglige les effets tels : l'élargissement de la pénombre dans les poumons, le manque de diffusé dans des régions médiastinales. En effet, modéliser de tels effets augmenterait dramatiquement le temps de calcul et le pencil beam perdrait ainsi de son utilité. Les hétérogénéités sont modélisées ici par le « depth-scaling », i.e. en utilisant les paramètres du Pencil Beam à la profondeur radiologique (radiological depth). Au niveau de la dose diffusée, les paramètres du

Pencil Beam sont utilisés à la profondeur géométrique, et l'intégration du kernel est suivie par l'application d'un facteur de correction du diffusé à une dimension.

L'application de la méthode Pencil Beam est d'une grande utilité pour le calcul tridimensionnel mais trouve des limites dans les conditions d'hétérogénéités.

II.1.3. Le Collapsed Cone :

La méthode « Collapsed Cone » a été proposée par Ahnesjö en 1989 [19]. Elle utilise une discrétisation angulaire du kernel et qui permet une approche efficace pour le transport et le dépôt de l'énergie.

Ce modèle est fondé sur trois étapes principales. D'abord, la fluence énergétique incidente est ajustée pour qu'elle corresponde à la fluence des photons primaires à la sortie de l'accélérateur, puis, cette fluence est projetée à travers la représentation en densité du patient pour le calcul du Terma. Le TERMA correspond à l'énergie totale libérée par unité de masse par les photons primaires atténués par le patient.

Ensuite, la dose est calculée en convoluant, en 3 Dimensions, le TERMA (Total Energy Released per unit Mass) et le kernel. La convolution suppose que chaque point du milieu interagit de la même façon (isotropie).

Le « Collapsed Cone » a apporté de grandes améliorations dans le calcul de dose en milieu hétérogène. Il permet de modéliser avec beaucoup plus de précision que les autres algorithmes de type convolution/superposition des interfaces comprenant de grandes différences de densité, même s'il n'a pas le même niveau de précision que le Monte Carlo. [20]

II.1.4. Simulations Monte Carlo :

II.1.4.1. Définition et généralités :

La méthode Monte Carlo appelée communément simulation de Monte Carlo est une technique numérique servant à résoudre des problèmes mathématique par des processus statistiques en simulant des variables aléatoires.

Il n'y a pas un consensus absolu sur une définition précise de ce qu'est une technique de type Monte Carlo, mais la description la plus habituelle consiste à dire que les

méthodes de ce type se caractérisent par l'utilisation du hasard pour résoudre des problèmes centrés sur un calcul.

Avec l'apparition de l'outil informatique les travaux de Fermi, John Von Neumann et Stanislaw Ulam, et l'apparition de la méthode, pour la première fois, au transport des particules lors de la conception de la première bombe atomique à Los Alamos (Metropolis and Ulam 1949). [21-22]

Elle consiste l'utilisation d'un programme informatique, algorithme qui simule le transport de millions de photons et autres particules à travers la matière. Il utilise les lois fondamentales de la physique pour déterminer les probabilités de distribution d'interactions individuelles des particules mises en jeu.

Actuellement, l'utilisation de la méthode de Monte Carlo est reconnue comme une référence dans le calcul de dose et la vérification des protocoles médicaux. De nombreuses études cliniques ont, en outre, montré l'apport de cette méthode à la radiothérapie en tant que nouvelle approche thérapeutique.

De nombreux codes de calcul sont apparus avec l'arrivée des méthodes Monte Carlo mais tous n'ont pas été développés en vue d'une utilisation pour des études sur la radiothérapie. Parmi ceux concernés, les plus connus sont MCNPX [23] ; GEANT 4 [24] ; EGSnrc [25] ainsi que PENELOPE [26]. Ces codes sont le plus souvent écrits en langage FORTRAN bien que certains soient partiellement (MCNPX) voire totalement (GEANT4) écrits en C++.

II.1.4.2. Principe de la méthode Monte-Carlo :

Les photons, les électrons et les positrons qui pénètrent dans la matière subissent de nombreuses interactions au cours desquelles de l'énergie est transférée à la matière.

Les méthodes analytiques, telle que la résolution de l'équation de Boltzmann, peuvent être utilisées pour rendre compte du transport des particules. Malheureusement, il n'est pas toujours possible de résoudre ce type d'équation en particulier dans le cas de géométries complexes.

En revanche, les méthodes Monte-Carlo sont des méthodes statistiques de simulation qui corrént des processus aléatoires avec des processus physiques. Le transport des particules dans la matière peut être « suivi », en déterminant la trajectoire et les

interactions de chaque particule (primaire et secondaire) depuis son point d'entrée jusqu'à sa sortie ou son absorption dans le milieu.

Selon le principe de la méthode MC, la trajectoire de chaque particule est simulée, individuellement, en tirant au hasard les paramètres physiques des interactions (position de l'interaction, nature de l'interaction, type de particule secondaire créée, transfert d'énergie, angle de diffusion...), selon les distributions de probabilité qui décrivent les processus physiques mis en jeu. Ces distributions de probabilités sont déterminées à partir des différentes sections efficaces des interactions qui sont propres au type et à l'énergie de la particule incidente ainsi qu'aux matériaux impliqués.

Le transport de la particule (histoire) est reproduit en réalisant une succession d'interactions.

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

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

II.1.4.3. Modélisation de la tête :

Afin de bien modéliser la tête de l'accélérateur, il est important de bien connaître le fonctionnement de ce dernier. Les accélérateurs linéaires à usage médical accélèrent des électrons afin de produire des faisceaux de rayonnement (électrons ou photons) assez énergétiques pour être utilisés en radiothérapie pour le traitement de tumeurs superficielles ou profondes. Les électrons sont produits, par effet thermoélectronique, à partir d'un filament de tungstène et accélérés jusqu'au canon à électrons.

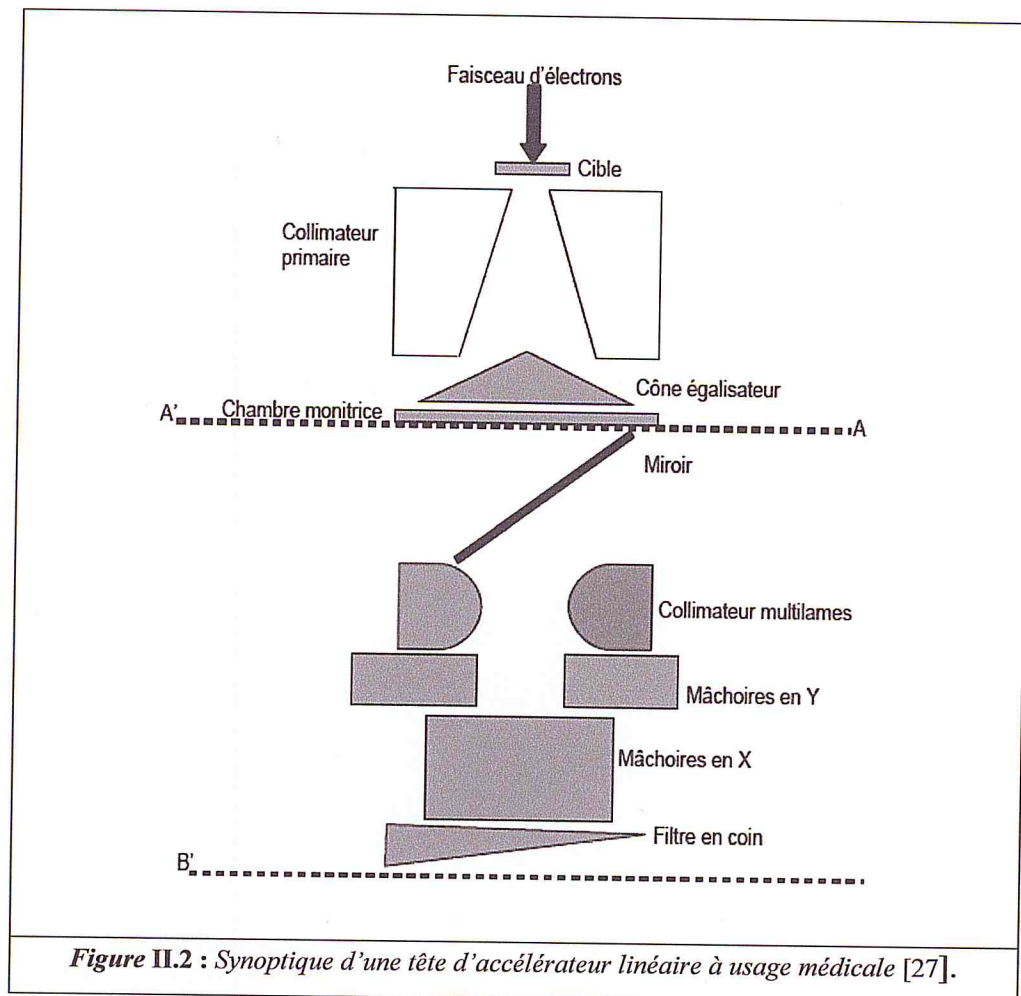
A la sortie de ce dernier, les électrons ont une distribution gaussienne. Par l'intermédiaire d'un champ magnétique, ils acquièrent une incidence normale sur une cible de numéro atomique élevée, afin de rendre le faisceau d'électron acceptable en clinique.

Tous les éléments diffusants se trouvant au-delà de la cible (Voire la figure II.2), il s'agit de :

- la cible a rayons X
- le cone égalisateur et le diffuseur à électrons
- le collimateur primaire et secondaire ajustable
- le collimateur multilames
- les chambres d'ionisation monitrices
- le miroir
- les filtres en coin rétractables

Une fois la tête de l'accélérateur modélisée, le code Monte Carlo pourra fournir un faisceau théorique sensé avoir des caractéristiques physiques semblables au faisceau de l'accélérateur. Remarquons tout d'abord que ce faisceau sera valable uniquement pour l'accélérateur modélisé, la modélisation se basant sur des données et mesures propres à l'accélérateur. Par ailleurs, des mesures de rendements en profondeur et de profils restent nécessaires pour valider le code et adapter si besoin les caractéristiques de base de la source.

Notons également que tout changement des performances de l'accélérateur au cours du temps nécessitera une adaptation du code.



II.1.4.5. Monte Carlo en clinique :

Les codes Monte Carlo offrent maintenant la possibilité d'importer des images scanners et donc de réaliser des plans de traitement cliniques complexes en utilisant les densités électroniques réelles. Le Monte Carlo s'impose comme étant le moyen le plus fiable de calcul d'une distribution de dose pour un patient, malgré le temps de calcul excessif qu'il requiert. Les plans cliniques simulés par Monte Carlo ont montré des gains significatifs dans la précision du calcul de dose, spécialement pour des petits champs aux interfaces de tissus hétérogènes et dans le poumon où des situations de déséquilibre électronique peuvent avoir lieu [13-28]. Avec les avancées technologiques dans le domaine informatique, il semble que la technique Monte Carlo sera implémentée en routine dans les TPS dans un futur assez proche.

II.1.5. Anisotropic Analytical Algorithm

II.1.5.1. A triple Gaussian Pencil beam Model for Photon beam Treatment Planning

L'algorithme de calcul de la dose dans le TPS Eclipse est le « Single Pencil Beam », avec pour la correction des hétérogénéités la loi de Batho modifiée. Les limitations de cet algorithme ont déjà été étudiées en profondeur [17] et Varian se devait de travailler sur un nouvel algorithme plus performant, spécialement dans des milieux hétérogènes.

C'est en 1995, avec l'article de W. Ulmer et de D. Harder, « A Triple Gaussian Pencil beam Model for Photon beam Treatment Planning » [29] que les bases du AAA vont être lancées.

L'idée est de décrire la distribution de dose d'un faisceau de photons sous la forme de Gaussienne. Cette approche avait été utilisée pour décrire un faisceau d'électrons,

où une seule Gaussienne du type $D(r, z) = I(z) \frac{e^{-r^2/\sigma^2(z)}}{\pi\sigma^2(z)}$ était suffisante pour décrire

correctement la distribution de dose des électrons [30]. Les fonctions $I(z)$ et $\sigma^2(z)$, appelées fonctions caractéristiques représentent respectivement, l'intégrale de surface de la dose absorbée sur un plan perpendiculaire à l'axe z à une profondeur z , et le carré de l'écart radial moyen à une profondeur z . Ces fonctions peuvent être déterminées aussi bien par mesure que par simulation Monte Carlo. L'avantage est que la convolution d'un tel profil radial de type gaussien avec la distribution de fluence peut souvent être réalisée de manière analytique [30].

Cependant, en régime photon de haute énergie, la même approche est difficile. En effet, l'élargissement du faisceau par diffusion de photons et la génération d'électrons secondaires de haute énergie ne peuvent être décrits avec précision par une seule Gaussienne, alors qu'une fonction du type $\frac{e^{-\varepsilon(z)r}}{r}$ semble plus appropriée.

Le facteur $e^{-\varepsilon(z)r}$ décrit l'atténuation latérale des photons diffusés, tandis que le facteur $1/r$ représente l'atténuation géométrique. Malheureusement, une solution

analytique à l'intégration de cette fonction avec la distribution de fluence semble difficile à déterminer pour des faisceaux de forme particulière (e.g. pour des champs rectangulaires). C'est pourquoi W. Ulmer et D. Harder [29] proposent une représentation alternative du profil transverse d'un « photon pencil beam ».

Expérimentalement, le faisceau de photon adopté a été déterminé par déconvolution de rendements en profondeur mesurés pour des champs $40 \times 40 \text{ cm}^2$, en utilisant comme « convolution kernels » des rendements en profondeur pour des faisceaux de photons monoénergétiques calculés par simulation Monte Carlo (programmes EGS-4 pour le Monte Carlo et « Mathematical adaptations by analytic function systems » du CERN pour le « fitting » des courbes).

Les résultats de simulation Monte Carlo montrent que la distribution de dose radiale d'un faisceau de photon peut s'exprimer comme suit [5]:

$$D(r, z) = I(z) \left[a_1 \frac{e^{-r^2/\sigma^2(z)}}{\pi\sigma^2(z)} + a_2 \varepsilon(z) \frac{e^{-\varepsilon(z)r}}{2\pi r} \right], \quad (2.5)$$

avec a_1 et a_2 paramètres tel que : $a_1 + a_2 = 1$. Dans cette équation, la Gaussienne représente la majeure partie de la dose, due aux électrons secondaires, tandis que le deuxième terme – appelé fonction de Yukawa – délimite le « halo » dû à la diffusion des photons. Le « dose buildup » dû aux électrons secondaires et aux photons diffusés est compris dans le terme $I(z)$.

Il s'avère que la fonction de Yukawa peut être approximée par une somme de deux Gaussiennes [5]:

$$\varepsilon \frac{e^{-ar}}{2\pi r} = b_1 \frac{e^{-r^2/\sigma_1^2}}{\pi\sigma_1^2} + b_2 \frac{e^{-r^2/\sigma_2^2}}{\pi\sigma_2^2}. \quad (2.6)$$

Les paramètres σ_1 , σ_2 , b_1 et b_2 sont déterminés en ajustant les paramètres à l'aide du programme du CERN en utilisant les transformées de Fourier. Il en résulte que la distribution de dose peut être mise sous la forme :

$$D(r, z) = I(z) \sum_{i=1}^3 c_i \frac{e^{-r^2 / \sigma_i^2(z)}}{\pi \sigma_i^2(z)}, \quad (2.7)$$

avec $c_1 + c_2 + c_3 = 1$. La solution analytique de cette dernière équation est donnée par une somme de « fonctions erreurs » (error function -erf-) qui peuvent être calculées rapidement. La fonction $I(z)$ est ajustée de manière très précise par la formule :

$$I(z) = [d_1 + d_2(\mu.z)^q] e^{-\mu.z}. \quad (2.8)$$

Les auteurs de l'article [29] ont ainsi démontré qu'il était possible d'ajuster une somme de trois Gaussiennes pour décrire des profils de faisceaux générés par simulation Monte Carlo, évitant ainsi de devoir baser leur algorithme sur une grande quantité de mesures tels les profils ou les rendements en profondeur.

II.1.5.2. Evolution de l'algorithme

Dans sa première version le AAA (Anisotropic Analytical Algorithm) basé sur des kernels décrits par trois Gaussiennes n'était pas satisfaisante en clinique. En effet, seuls les champs ouverts simples en milieu homogène étaient bien décrits par cet algorithme, dès que des faisceaux plus complexes étaient utilisés (MLC utilisé en mode statique ou en mode dynamique), les profils et rendements en profondeur n'étaient plus acceptables. Il en était de même dans des milieux hétérogènes. Dans cette version initiale, le AAA était uniquement appliqué à la stéréotaxie, i.e. pour des champs de très petite taille [31].

Depuis 1995, l'implémentation du AAA dans le système de planification Eclipse a beaucoup évolué. D'importantes améliorations ont été apporté au niveau de

L'algorithme dans le but de mieux modéliser les hétérogénéités et d'augmenter la précision dans le calcul de la dose. Des développements sont d'ailleurs toujours en cours.

La plus grande modification apportée à l'algorithme est dans le remplacement des Gaussiennes utilisées par des exponentielles, dans le but de mieux modéliser la distribution de dose.

II.1.5.3. Description de l'algorithme

L'algorithme AAA [32], développé par la firme Varian dans le but de l'implémenter dans son système de planification Eclipse, est un algorithme de calcul de la dose de type convolution/superposition. Il utilise les données dérivées de simulations Monte Carlo pour modéliser les photons primaires, les photons diffusés ainsi que les électrons de contamination. Pour chaque faisceau clinique, les données Monte Carlo sont adaptées de manière optimale afin de construire un espace de phase qui définit la fluence et le spectre en énergie pour chaque unité de traitement.

La modélisation du dépôt de la dose est effectuée au moyen de six courbes exponentielles. La forme fonctionnelle des expressions physiques fondamentales dans le AAA permet une convolution analytique, ceci qui réduit de manière significative le temps de calcul. Le AAA tient compte des hétérogénéités des tissus de manière anisotropique (trois dimensions) dans le voisinage d'un site d'interaction.

Le AAA est divisée en deux algorithmes :

L'algorithme de configuration : il détermine les paramètres physiques fondamentaux requis pour le calcul de la dose .

L'algorithme de calcul de la dose : il calcule le dépôt de la dose en utilisant les paramètres physiques fondamentaux pour caractériser la fluence des particules et le spectre en énergie des photons et électrons qui définissent le faisceau clinique.

II.1.5.4. Modélisation du faisceau clinique avec le modèle multi-source

Le faisceau clinique est représenté dans le AAA en utilisant un modèle multi-source qui comporte les composantes principales suivantes : la fluence en énergie des photons primaires (source primaire), la fluence en énergie des photons extra-focaux

(source extra-focale), la fluence des électrons de contamination et des photons diffusés par les éléments formant le faisceau (contamination électronique) et les photons diffusés par le wedge. Le faisceau est divisé en mini-faisceaux β (appelés « beamlets ») de tailles finies. La section de ces beamlets à l'isocentre est déterminée par le choix de la résolution de la grille de calcul (voir figure II.3).

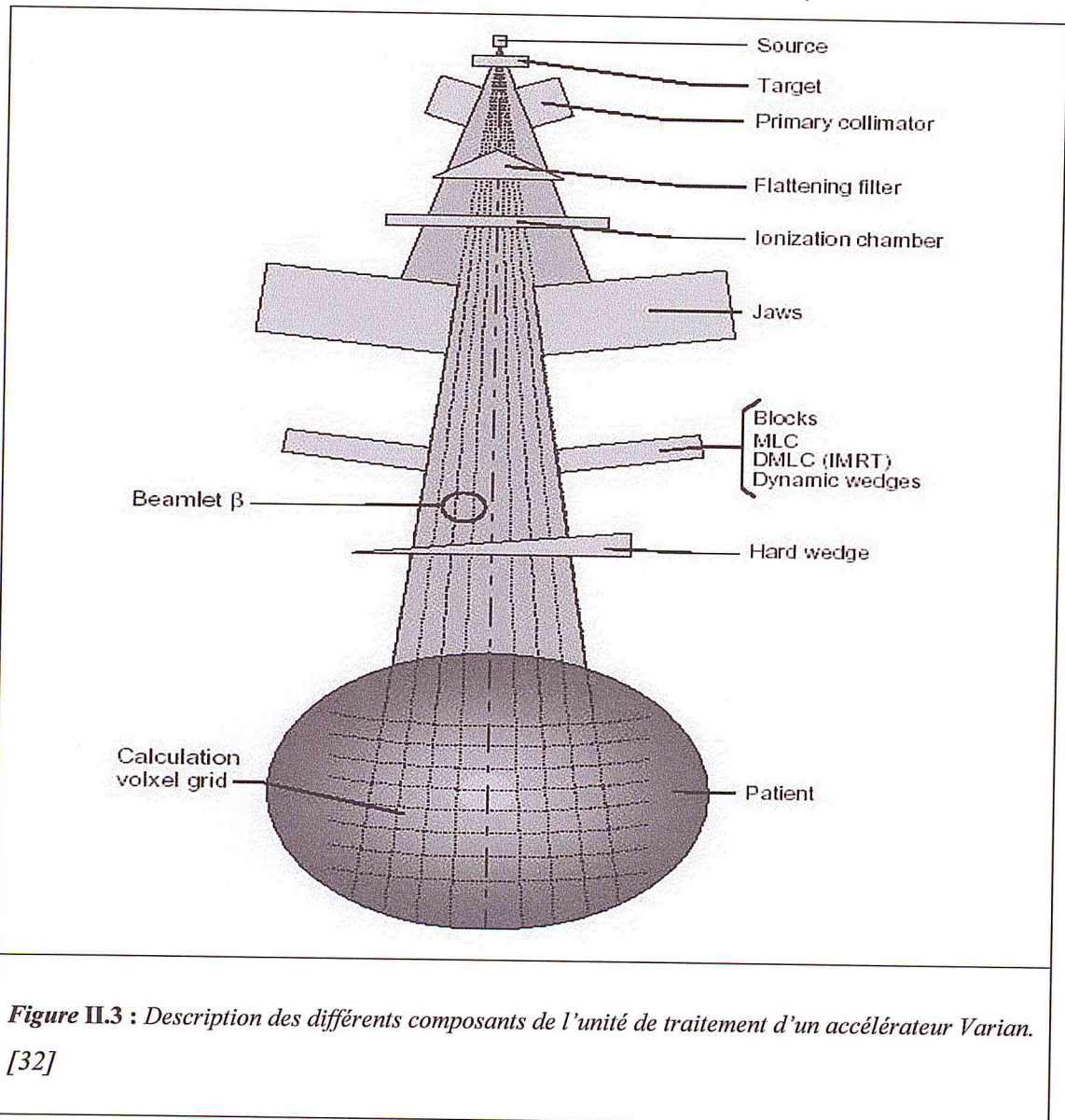


Figure II.3 : Description des différents composants de l'unité de traitement d'un accélérateur Varian. [32]

II.1.5.4. 1. Modélisation de la source primaire

La source primaire représente les photons créés par bremsstrahlung dans la cible et qui n'interagissent avec aucun élément diffusant situé dans la tête de l'unité de traitement. Sa modélisation se base sur différents paramètres physiques : le spectre

en énergie des photons, l'énergie moyenne, l'intensité et la contamination électronique.

Le spectre photon après la cible est simulé avec BEAMnrc en utilisant les caractéristiques physiques exactes de la cible. À partir de ces données Monte Carlo et des données du faisceau clinique, l'algorithme de configuration va déterminer le spectre en énergie des photons du faisceau clinique. À partir de ce spectre en énergie, le AAA va en déduire les kernels.

Un autre paramètre important utilisé par le AAA est l'énergie moyenne en fonction de la distance radiale par rapport à l'axe central du faisceau. Elle est utilisée pour déterminer le durcissement du faisceau, i.e. l'effet du cône égalisateur sur le spectre en énergie des photons. À partir de la courbe d'énergie moyenne radiale des spectres en énergie sont déterminés pour chaque beamlet divisant le faisceau.

Comme nous l'avons vu plus haut, le faisceau de rayons X après la cible n'est pas homogène. Le cône égalisateur tend à corriger la déformation mais il résulte toujours de ces deux éléments une variation de l'intensité du faisceau en fonction de la distance radiale. Cette variation de fluence photonique est modélisée à l'aide d'un profil d'intensité. Il est calculé comme étant une fluence d'énergie photonique en fonction de la distance radiale à partir de l'axe central du faisceau.

II.1.5.4. 2. Modélisation de la source extra-focale (source secondaire)

Il s'agit d'une source virtuelle ayant un profil de Gaussienne et localisée dans le plan du cône égalisateur. Elle modélise les photons diffusés principalement par le cône égalisateur et par le collimateur primaire. De par sa position, la source extra-focale entraîne un faisceau plus divergent que la source primaire, dont l'effet sera surtout visible en dehors du faisceau primaire.

II.1.5.4. 3. Modélisation de la contamination électronique

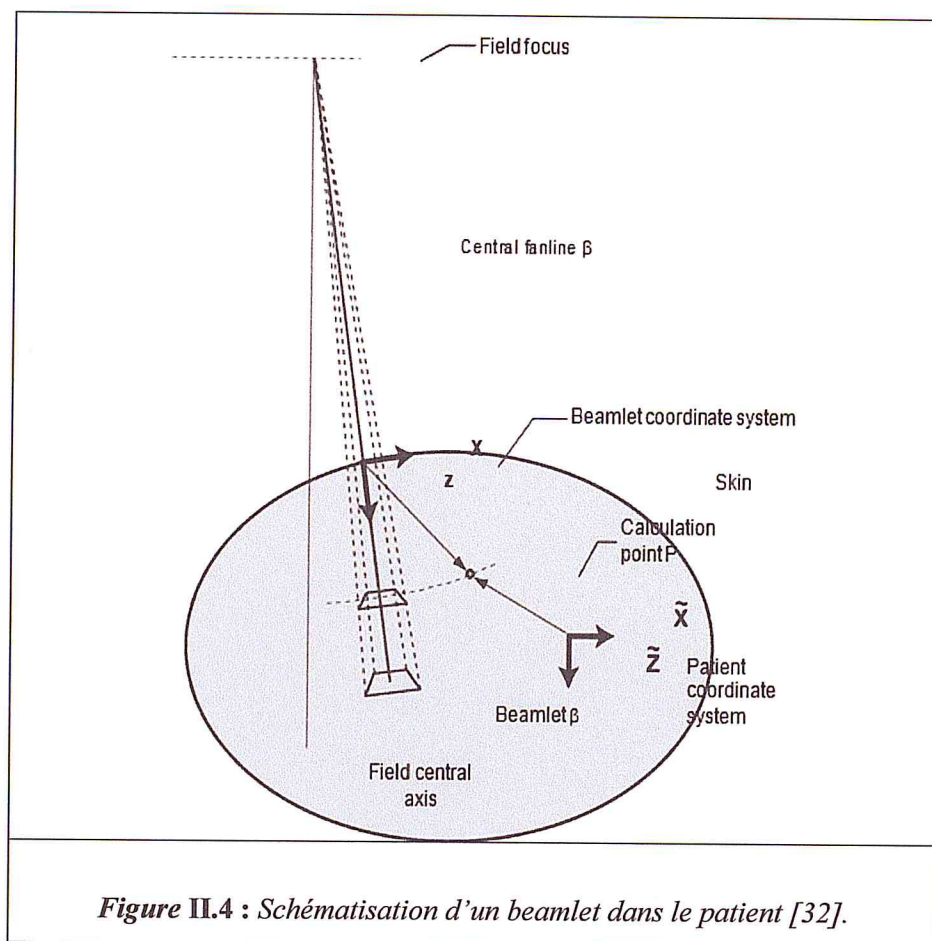
La contamination électronique est modélisée par une courbe qui décrit la dose relative due à la contamination électronique en fonction de la profondeur.

Cette courbe est obtenue à l'aide d'un kernel paramétrisé par une somme de deux Gaussiennes, dont l'une a un sigma effectif très petit permettant de bien modéliser les électrons créés dans l'air. La contribution de ce paramètre est bien évidemment essentielle afin de bien modéliser la zone du build-up.

La contamination électronique est aussi utilisée pour modéliser la contamination photonique (photons diffusés après interaction des électrons de contamination ou photons diffusés sur d'autres éléments de la tête de l'accélérateur que le cône égalisateur et le collimateur primaire, i.e. le multilames, les mâchoires, le wedge, ...).

II.1.5.5. Modélisation du rayonnement diffusé au niveau du patient

Les paramètres de l'espace de phase ayant donné une description du faisceau avant le patient, ce modèle décrit la manière dont la dose est déposée à l'intérieur du patient. Le faisceau de traitement qui entre dans le patient est divisé en beamlets. Chacun d'eux possède des kernels monoénergétiques qui leur sont propres et qui permettent leur modélisation. Ces kernels décrivent la manière avec laquelle la dose est déposée dans le patient, et ce pour différentes qualités de faisceaux. Le code Monte Carlo EGSnrc a été utilisé pour calculer les kernels pour des pencil beams monoénergétiques dans l'eau. Un kernel polyénergétique est alors construit comme somme pondérée des kernels monoénergétiques. Durant la phase de calcul en 3D, ces kernels sont également pondérés en fonction des densités réelles des tissus déterminées par les images CT. La courbe de calibration est établie à l'aide d'un fantôme composé de divers matériaux de densités différentes et connues. Ce fantôme est scanné puis une relation est établie entre chaque niveau de gris (Unité Hounsfield) et sa densité réelle correspondante. De cette courbe discrète, on extrapole une relation qui donne la densité correspondante à chaque Unité Hounsfield.



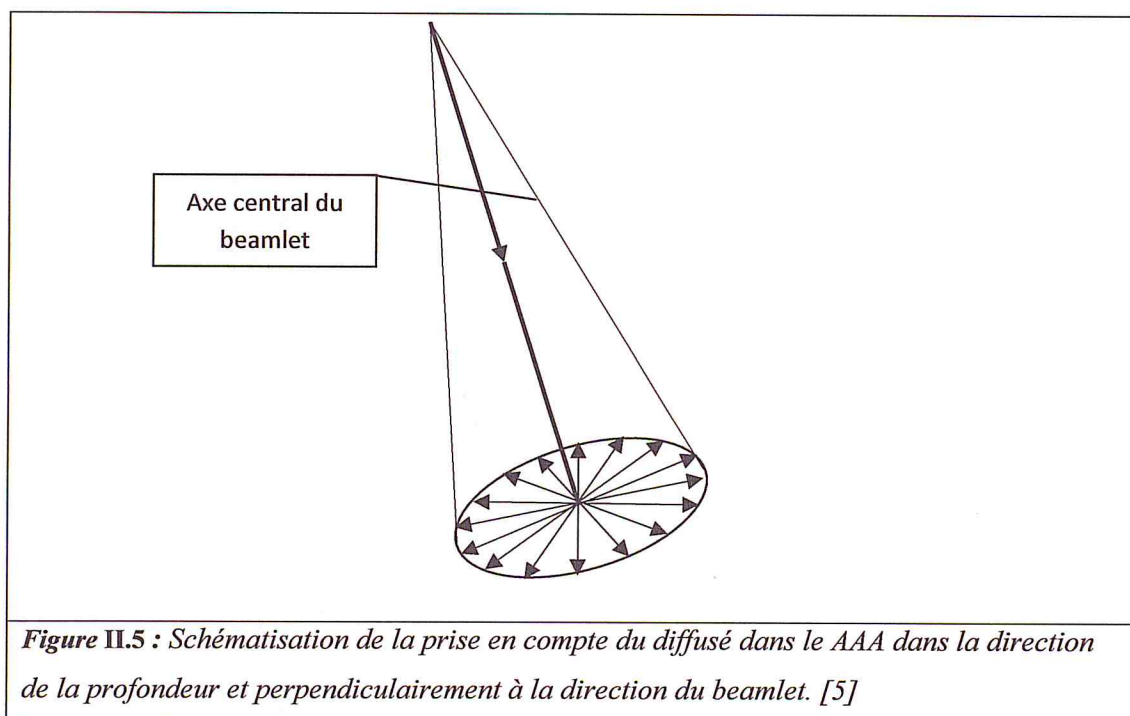
Pour le calcul de la distribution de dose, le volume du patient est divisé en voxels décrits par une matrice de dimension 3. La taille des voxels est déterminée par la grille de calcul. De par la division du faisceau, la géométrie des voxels est divergente, chacun étant centré sur l'axe de chaque beamlet. A chaque voxel est associée une densité électronique moyenne ρ déterminée à partir des images CT selon la courbe de calibration prédéterminée.

La distribution de dose en 3D est calculée à partir de convolutions séparées pour les photons primaires, les photons extra-focaux et les électrons de contaminations (ainsi que pour la diffusion dans le filtre physique s'il est utilisé). Les convolutions sont réalisées au sein de chaque beamlet que comprend le faisceau clinique. La distribution de dose finale est obtenue alors en sommant les contributions de dose de chaque beamlet individuel.

II.1.5.5. 1. Calcul de la dose dans des faisceaux de photons

L'atténuation du faisceau de photons est modélisée par une fonction $I_{\beta}(z,\rho)$ définissant la densité de dépôt d'énergie, tandis que la diffusion latérale de l'énergie du faisceau est définie par un kernel $K_{\beta}(x,y,z)$. Ces deux fonctions sont définies individuellement pour chaque beamlet β . La convolution de la dose est réalisée dans le AAA en terme d'énergie. La contribution des photons primaires et extra-focaux est calculée de manière analogue, à l'exception de leur composition spectrale et de la position et de la taille de leurs sources.

La principale approximation utilisée par le AAA réside dans le calcul du rayonnement diffusé dans un voxel qui est réalisé par une superposition des contributions du diffusé dans la direction de la profondeur (le long du beamlet) et des contributions du diffusé provenant des voxels environnants situés dans le plan perpendiculaire à la direction du beamlet.



La distribution d'énergie due aux photons et résultant d'un beamlet β dans un milieu homogène suffisamment grand est calculée comme suit :

$$E_{ph,\beta}(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) = \Phi_{\beta} \times I_{\beta}(z, \rho) \times \iint_{(u,v) \in \beta} K_{\beta}(u-x, v-y) dudv. \quad (2.9)$$

Dans cette convolution, le point de calcul $(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})$ est représenté par (x, y, z) dans le système de coordonnées centré sur le beamlet. La fluence Φ_{β} est supposée uniforme sur la surface d'intersection définie par le faisceau β . La fonction $I_{\beta}(z, \rho)$, déterminant l'intégrale de surface de l'énergie déposée à une profondeur z , est une fonction polyénergétique construite par superposition de fonctions de densité de dépôt d'énergie monoénergétiques précalculées. Elle tient en compte des hétérogénéités des tissus en utilisant le concept de la profondeur radiologique z' :

$$I_{\beta}(z, \rho) = I_{\beta}(z') \cdot \frac{\rho(x, y, z)}{\rho_{eau}}, \quad (2.10)$$

avec $z' = \int_0^z \frac{\rho(x, y, t)}{\rho_{eau}} dt$ où ρ est la densité électronique.

Les « photon scatter kernels » sont composés d'une somme pondérée de six fonctions exponentielles :

$$K_{\beta}(x, y, z) = \sum_{k=0}^5 c_k(z') \frac{1}{r} e^{-\mu_k(z')r}, \quad (2.11)$$

$$\text{où } r = \sqrt{x^2 + y^2}.$$

La valeur z' est utilisée au lieu de z afin de prendre en compte les hétérogénéités entre le point de calcul et le point d'entrée du faisceau. Les paramètres $c_k(z')$ et $\mu_k(z')$

du kernel polyénergétique $K_\beta(x,y,z)$ sont déterminés en effectuant un ajustement par les moindres carrés de la fonction $\frac{1}{r} e^{-\mu_k(z)r}$ sur les kernels déterminés par simulation Monte Carlo.

Pour tenir compte des hétérogénéités latéralement pour chaque beamlet, l'énergie est pondérée par la densité moyenne entre le point de calcul et l'origine du kernel.

En pratique, cela est réalisé en divisant le kernel de l'équation (2.12) en un nombre fini de rayons émergents de l'origine.

$$K_\beta(x, y, z) = \frac{\rho_{eau}}{\rho(x, y, z)} \sum_{k=0}^5 c_k(z') \frac{1}{r} e^{-\mu_k(z')r_d(x,y,\rho)} \quad (2.12)$$

où $r_d(x, y, \rho)$ est la distance radiologique du kernel origine $(0,0,z)$ à (x,y,z) selon le

rayon R qui passe par (x,y) : $r_d(x, y, \rho) = \int_R \frac{\rho(\vec{p})}{\rho_{eau}} |d\vec{t}|$.

C'est pourquoi l'algorithme est appelé anisotropique.

II.1.5.5. 2. Calcul de la contribution des électrons de contamination

La distribution en énergie provenant de la contamination électronique et due à un beamlet arbitraire β est calculée selon la convolution suivante [5]:

$$E_{cont,\beta}(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) = \Phi_{cont,\beta} \times I_{cont,\beta}(z) \times \iint_{(u,v) \in \beta} K_{cont,\beta}(u-x, v-y, z, \rho) dudv. \quad (2.13)$$

En présence d'hétérogénéité, la fonction de dépôt d'énergie est pondérée d'une manière similaire au mode photon, et les mêmes approximations sont faites.

La fluence $\Phi_{cont,\beta}$ est déterminée en convoluant la fluence photonique avec un kernel sous la forme d'une somme de deux Gaussiennes.

La fonction $I_{cont,\beta}(z)$ est déterminée à partir de données mesurées et est tabulée en fonction de la profondeur z .

Le kernel est modélisé par une fonction de distribution gaussienne :

$$K_{cont,\beta}(x, y, z) = \frac{1}{2\pi\sigma_E^2} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma_E^2}\right], \quad (2.14)$$

Où σ est une constante dérivée de mesures.

II.1.5.5. 3. Calcul de la distribution de dose totale

L'énergie totale absorbée en un point arbitraire du patient est obtenue par superposition des différentes contributions énergétiques provenant des photons primaires (ph_1), des photons extra-focaux (ph_2) et des électrons de contamination de tous les beamlets [5]:

$$E(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) = \sum_{\beta} (E_{ph_1,\beta}(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) + E_{ph_2,\beta}(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) + E_{cont,\beta}(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})). \quad (2.15)$$

La dose finale est donnée par l'expression :

$$D(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) = E(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) \cdot \frac{\rho_{eau}}{\rho(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})}. \quad (2.16)$$

II.1.5.5. 4. Calcul des Unités Moniteurs (UM)

Le calcul final de UM dépend de la dose prescrite, de la normalisation du plan, du poids du champ, de la normalisation du champ et du facteur de normalisation déterminé par l'algorithme de calcul de la dose. Ce facteur de normalisation déterminé par le AAA est le nombre d'UM pour un Gy à 100% du champ courant. Le AAA calcule ce facteur de normalisation UM_{norm} en utilisant l'équation suivante :

$$UM_{norm} = CBSF(X, Y) \times \left(\frac{UM_{calib}}{D_{calib}} \right) \times \left(\frac{D_{ref}}{D_{norm}(x, y)} \right), \quad (2.17)$$

avec :

- CBSF(X, Y) = Le « Collimator Backscatter Factor » pour un champ ouvert (X, Y)
- MU_{calib} = La dose de référence en UM à la profondeur de calibration
- D_{calib} = La dose de référence en Gy à la profondeur de calibration
- D_{ref} = La dose calculée par le AAA pour les conditions de référence
- $D_{norm}(X, Y)$ = La dose calculée par le AAA au point de normalisation du champ, qui dépend de la méthode de normalisation du champ sélectionné.

Le calcul du CBSF dépend de la diffusion dans le fantôme, de la diffusion dans la tête de l'accélérateur et des Output Factors (OF). Le « Phantom Scatter Factor » (PSF) est la contribution à la dose due au diffusé provenant du fantôme [33]. Il est dérivé de calculs basés sur des kernels Monte Carlo. Le « Head Scatter Factor » (HSF) représente le changement de la fluence des photons par UM à la surface du fantôme en fonction de l'ouverture des mâchoires, tenant compte ainsi du rétrodiffusé dans la chambre moniteur et des photons secondaires provenant de la tête de l'accélérateur [33]. Le HSF est calculé en utilisant les paramètres de la source secondaire. Les OF ont été mesurés et entrés dans la configuration du faisceau pour différentes tailles de champs. Le CBSF à la chambre moniteur suivra donc la formule suivante :

$$OF = (PSF + HSF).CBSF \quad (2.18)$$

II.2. CONFIGURATION

La configuration du AAA nécessite l'entrée d'une série de données, qu'il s'agisse de données mesurées ou de paramètres définis par l'utilisateur ou provenant de bases de données. Ces paramètres décrivent la géométrie et les caractéristiques physiques du faisceau.

Tout d'abord il faut entrer le type de cible de l'accélérateur à configurer, les spectres en énergie étant prédéterminés pour les différentes cibles Varian.

Les mesures à entrer dans le TPS pour des champs ouverts sont des profils et des rendements en profondeur pour au minimum six champs carrés ainsi qu'un profil diagonal pour un champ 40x40 cm². Les profils doivent être réalisés à cinq profondeurs différentes (d_{max} , 5, 10, 20 et 30 cm). Un grand nombre d'« Output Factors » doit également être entrés (mesurés à 5 cm de profondeur). Afin d'augmenter la précision dans le calcul de la dose, il est conseillé de mesurer toutes les combinaisons de champs possibles et d'utiliser un minimum d'interpolations pour combler les lacunes.

Une série de paramètres géométriques très importants doivent être définis dans la partie « Beam Configuration » du TPS (Annexe A).

A partir de ces paramètres, le programme de configuration établit les caractéristiques du faisceau pour en déduire la distribution de dose dans un fantôme d'eau. Le processus d'optimisation va adapter ces paramètres afin que les distributions de dose mesurée et calculée concordent au mieux. Ces paramètres sont par ailleurs adaptables manuellement si l'utilisateur n'est pas satisfait de l'optimisation.

PARTIE EXPERIMENTALE

CHAPITRE III :

*Implémentation du AAA dans le
système de planification de traitement*

Eclipse

III.1 LES DONNEES DOSIMETRIQUES EXIGEEES PAR LE TPS ECLIPSE.

En vue de mettre en routine clinique le TPS Eclipse dans le service de radiothérapie oncologie du CAC de Blida et de délivrer d'une manière optimal les doses aux patients, nous avons fait des mesures des données dosimétriques exigées par l'algorithme de calcul de doses AAA, pour des faisceaux de photons de 18MeV.

III.1.1. Matériels utilisés

Lors de la réalisation de ce travail, les outils et logiciel utilisés sont :

- ❖ accélérateur linéaire Varian (Clinac 2100C)
- ❖ explorateur fantôme RFA200
- ❖ fantôme d'eau semi-automatique WP-300
- ❖ l'électromètre
- ❖ le thermomètre et baromètre
- ❖ la chambre d'ionisation
- ❖ les détecteurs à semi-conducteur
- ❖ le logiciel de pilotage OmniPro-Accept, version 6.0A

III.1.1.1. ACCELERATEUR LINEAIRE MEDICAL (VARIAN 2100C)

III.1.1.1.1. Description générale d'un accélérateur linéaire

Les accélérateurs linéaires médicaux sont les plus importants et incontournables équipements dans un service de radiothérapie moderne. La figure III.1 représente un accélérateur linéaire de type Varian Clinac 2100C du service de Radiothérapie-Oncologie du Centre Anti Cancer de Blida avec ses principaux composants. Un accélérateur est basé sur le principe d'accélération des électrons jusqu'à des énergies de quelques dizaines de MeV. Ces électrons sont utilisés directement ou orientés pour bombarder une cible, créant ainsi des rayonnements de freinage de haute énergie (Rayons X). Ces électrons sont obtenus par effet thermoélectronique à l'aide d'un filament chauffé à une température adéquate dans une enceinte où règne un vide poussé. Les électrons arrachés quittent le filament et sont accélérés sous l'effet d'un champ électrique intense obtenu à l'aide d'une différence de potentiel de quelques centaines de kilos Volts.



Figure III.1. Accélérateur linéaire Varian Clinac 2100C avec ses principales composantes.

III.1.1.1.2. Les principales composantes : [10]

- 1) **Le klystron** : Amplificateur de micro-ondes (~ 3000 MHz). En général utilisé dans les appareils de haute énergie (> 12 MeV). Il est plus stable.
- 2) **Le magnétron** : Générateur de micro-ondes (~ 3000 MHz). Il est principalement utilisé pour les accélérateurs qui produisent des rayons X.
- 3) **L'injecteur d'électrons (electron gun)** : Un filament chauffé émet des électrons. Il est situé à l'entrée du guide d'onde de l'accélérateur. Les électrons sont groupés en paquet et ensuite accélérés par le guide d'ondes. L'entrée des électrons doit être synchronisée avec l'entrée des micro-ondes dans le guide d'onde.
- 4) **Le guide d'onde accélérateur (Accelerating waveguide)** : Cylindres juxtaposés en cuivre de différentes dimensions dans la première section non relativiste et de dimension constante dans la seconde section relativiste, ces dimensions sont accordées comme un instrument de musique pour entrer en résonance avec les micro-ondes. Les électrons provenant de l'injecteur passent au centre du guide d'onde, puis portés par les ondes et ensuite accélérés. L'énergie des électrons à la

sortie est déterminée par la longueur du guide d'onde (Plus le guide d'onde est court plus l'énergie est petite).

- 5) *Les aimants de détournement (Bending magnet)*: Ces aimants servent à diriger les électrons vers la cible (target). (figure 3.2).
- 6) *La tête de l'accélérateur (Gantry)*: La tête groupe la cible, les chambres d'ionisation, le filtre égalisateur (photon), les diffuseurs (électron), les collimateurs primaires et secondaires,...

III.1.1.3. Description de la tête d'un accélérateur : [10]

Le détail de la tête d'un tel appareil est représenté dans la figure III.2 :

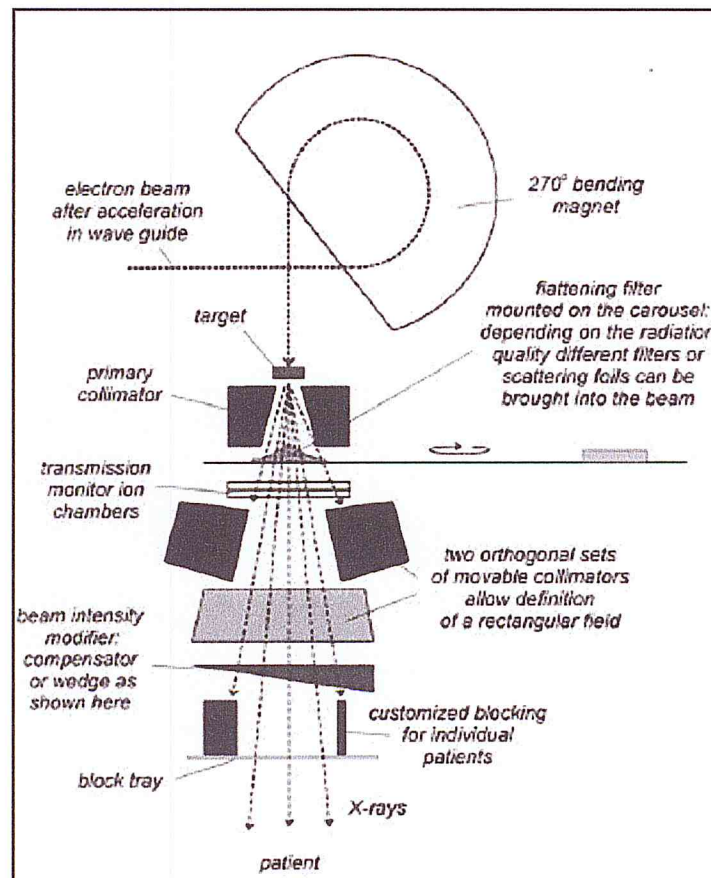


Figure III.2. Schéma détaillé d'une tête d'un accélérateur linéaire.

- 1) *La cible (Target)*: Endroit où il y a production des rayons X. Les électrons arrivent sur la cible et produisent des rayons X par radiation de freinage. Cette cible est constituée d'un matériau à Z élevée (ex.:Tungstène), de 2 mm

d'épaisseur environ. Lorsque le traitement est effectué en électrons la cible est enlevée.

2) *Le filtre égalisateur (Flattening filter)*: Filtre (en aluminium) situé sous le collimateur primaire qui permet d'égaliser le faisceau sur la grandeur du champ.

3) *Le diffuseur*: Feuille mince de métal (en plomb) qui diffuse les électrons. Celle ci remplace la cible lorsqu'on veut traiter avec des électrons plutôt qu'avec des photons (Rayons X).

4) *Le collimateur*: Accessoire de la tête qui détermine la taille de champ. Il peut être fixe (primaire) ou mobile (mâchoires X et Y). Il existe des collimateurs multi-lames qui sont formés de plusieurs lames et permettent d'obtenir des champs complexes autres que rectangulaires.

5) *Le compensateur*: Accessoire qui permet de moduler l'intensité du faisceau selon l'épaisseur du patient selon la surface du champ. Cet accessoire peut être un filtre en coin ou un compensateur personnalisé pour un patient.

6) *Le cache*: Accessoire de plomb ou de cerrobond qui sert à protéger le patient dans une partie du champ. L'épaisseur des caches est déterminée afin que la transmission maximale soit 3.1% (5 couches de demi-atténuation) du faisceau primaire. Les caches peuvent être remplacés par les lames du collimateur multi lames.

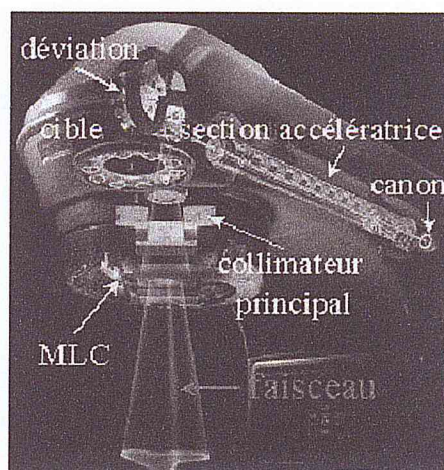


Figure III.3. Schéma de la tête d'un accélérateur linéaire moderne avec collimateur multi lames (VARIAN CLINAC 2100C).

7) *L'isocentre*: L'appareil de traitement tourne autour d'un point que l'on appelle isocentre et correspond à l'intersection de l'axe central du faisceau et de l'axe de rotation de l'appareil. La précision de l'isocentre d'un appareil de traitement doit être de 2 mm de diamètre (isocentres mécanique et radiatif). En principe, le volume à traiter est centré à l'isocentre lors d'un traitement.

8) *Le champ*: Le champ de traitement correspond à la taille du faisceau de radiation qui traverse le patient. Sa grandeur est spécifiée à l'isocentre de l'appareil. En général sa taille variée entre 0 et 40 x 40 cm².

III.1.1.2. Explorateur fantôme (RFA 200)

Le RFA 200 est conçu pour faire face aux diverses situations de mesures qui peuvent survenir dans les départements de radiothérapie. Le RFA 200 comporte une unité de contrôle principale (MCU) et un Servo à deux dimensions (Servo 2D) et une cuve d'eau, ce mécanisme est piloté par un logiciel OmniPro-Accept. Cet explorateur fantôme est utilisable pour les mesures dans l'air et dans l'eau. Les détecteurs qui connectés au Servo 2D sont uniquement des détecteurs à semi conducteurs, détecteurs de type linéaires (LDA), et aussi les chambres d'ionisations cylindriques et parallèles plates.

➤ Les composantes du fantôme automatique (RFA200)

1) L'unité de contrôle principale (MCU)

Les caractéristiques de l'MCU sont données dans le tableau suivant :

Dimensions (largeur ; longueur ; hauteur)	(390 ; 360 ; 75) mm ³
Poids	8.8Kg
Matériau de construction	Aluminium et acier

Tableau III.1. Caractéristiques de l'MCU.

La figure suivante représente une vue du MCU :

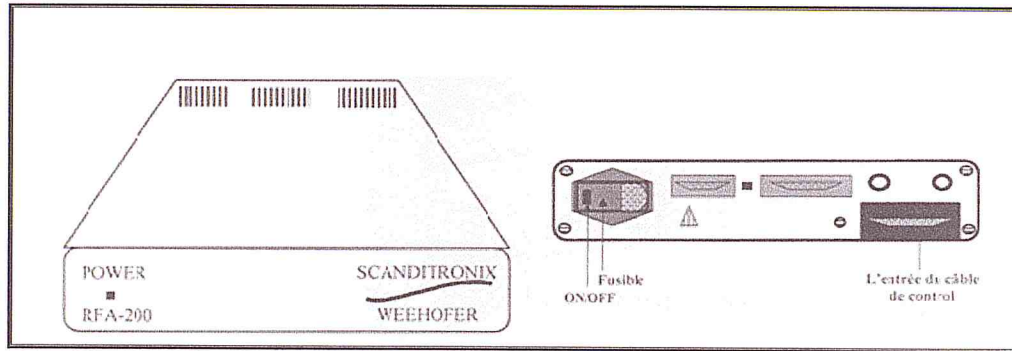


Figure III.4. L'unité de contrôle principale MCU [34].

2) Le Servo 2D

Il comprend un moteur pour assurer le déplacement à 2 Dimension selon (X et Z) et une cuve d'eau. Son poids est de 135Kg (lorsqu'il est rempli d'eau jusqu'à 20mm du bord de la cuve). Ce système comporte aussi un support pour ajuster sa position par rapport au faisceau. Un support est ajouté pour faciliter la fixation ou l'échange du détecteur de référence.

La figure suivante représente le moteur Servo 2D :

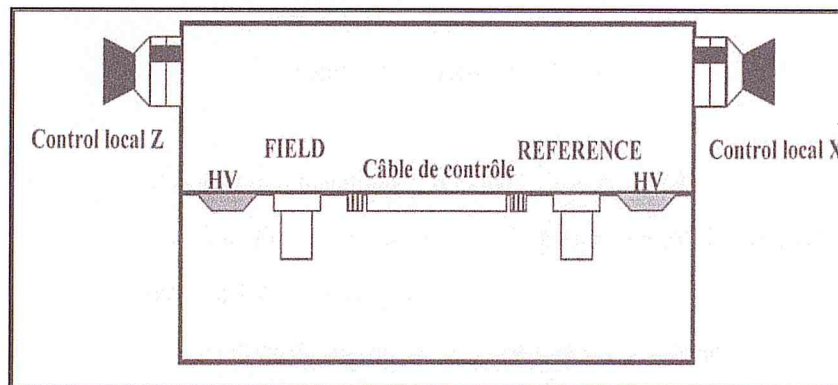


Figure III.5. Vue de face de moteur Servo 2D [34].

La cuve d'eau possède les caractéristiques illustrées dans le tableau suivant :

Matériau de la cuve	Plastique acrylique (perspex) ,10mm/12mm
Zone balayée	X : 495mm, Z (eau) :300mm, Z (air) :350mm
Volume	112dm ³ , 638mm*400mm*440mm
Poids	23Kg (≤135Kgrempli d'eau)

Tableau III.2. Caractéristiques de la cuve d'eau.

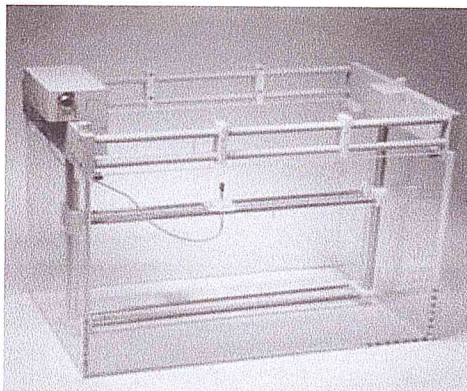


Figure III.6. Explorateur fantôme (RFA 200) [34].

3) Le réservoir d'eau

Il assure, par un système de pontage, le remplissage en eau de la cuve en perspex. Le réservoir à une capacité de 220 litres d'eau.

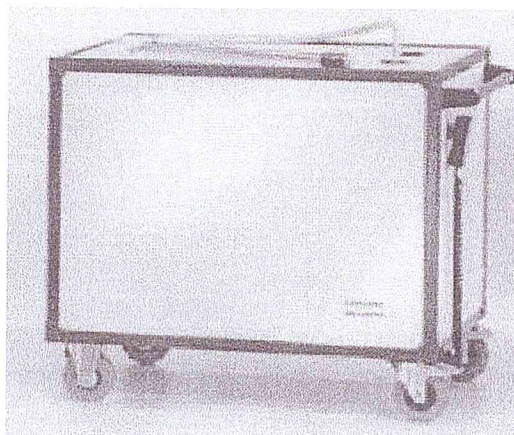


Figure III.7. Le réservoir d'eau [34].

III.1.1.3 Le fantôme d'eau semi-automatique (WP-300)

C'est un fantôme doté d'un mécanisme manuel de positionnement du détecteur et un mécanisme de contrôle à distance, il comporte :

- Une cuve d'eau (30cm de largeur ,38cm de long, 38cm de hauteur) ;
- Une manivelle tournante ;
- Un support pour le détecteur en téflon ;
- Deux tiges en acier inoxydable ;

- Un moteur RDM-100-3 de positionnement téléguidé d'un pas minimal de 0.001 cm .

Le fantôme pèse 6.4 Kg à vide et 50Kg lorsqu'il est rempli d'eau, le déplacement du détecteur est verticale (à une dimension) et atteint 25cm de profondeur.

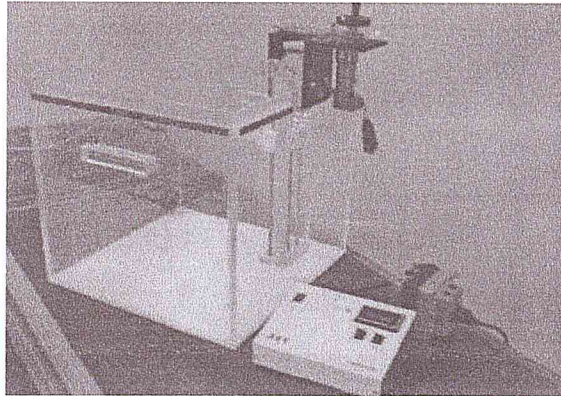


Figure III.8. Le fantôme d'eau semi-automatique WP-300.

III.1.1.4 L'électromètre

L'électromètre est utilisé pour récolter la quantité d'ion produite dans la cavité de la chambre d'ionisation.

Lors de ce travail, nous avons utilisés l'électromètre PTW UNIDOS ;T10002#20714.



Figure III.9. Electromètre UNIDOS.

III.1.1.5 Le thermomètre et le baromètre

Ces deux instruments nous permettent de relever la température et la pression qui règnent dans la salle d'irradiation lors de la mesure.

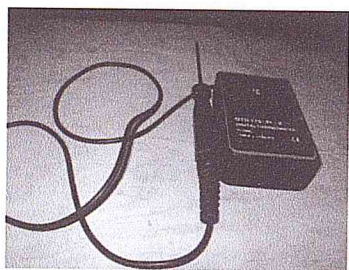


Figure III.10. Thermomètre.



Figure III.11. Baromètre.

III.1.1.6 La chambre d'ionisation

La chambre d'ionisation utilisée pour les différentes mesures est une M 31013 semi-flexible cylindrique, étanche, de la société PTW FREIBURG.

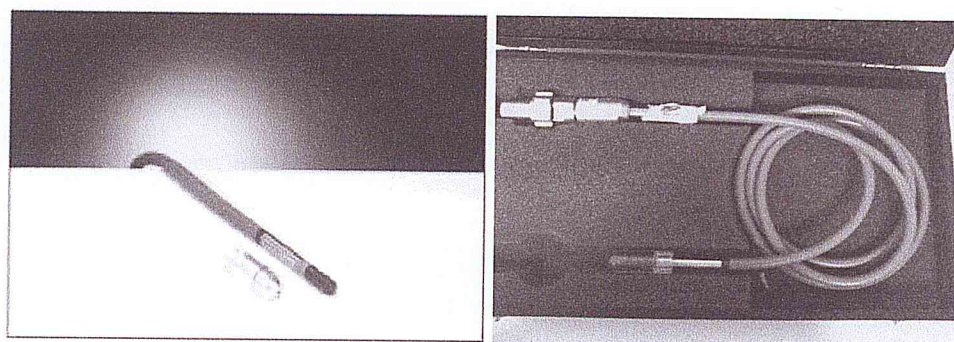


Figure III.12. Chambre d'ionisation PTW M31013. [35]

Le tableau suivant présente les caractéristiques physiques et géométriques de la chambre d'ionisation utilisée dans le cadre de ce travail.

Type de la chambre cylindrique	PTW M31013 semi-flexible
Volume (cm ³)	0.3
Réponse (nC/Gy)	10
Fuite (fA)	≤ ± 4
Point de référence	Sur l'axe de la chambre à 9.5 mm de la pointe de la chambre
Tension de polarisation (V)	Minimum : 400 ; Maximum : ±500
Étanchéité	Oui
Fuite de câble (pC/Gy.cm)	≤ 1

Tableau III.3. Caractéristiques physiques et géométriques de la chambre d'ionisation.

III.1.1.7 Les détecteurs à semi-conducteur

➤ Détecteur de photons PDF :

Le détecteur est en Silicium (*Si*) type *P*, il permet des mesures avec une grande résolution spatiale grâce aux petites dimensions de sa zone sensible. Ce détecteur est destiné spécialement pour les mesures des faisceaux de photons. Le point effectif de mesure P_{eff} se trouve à 1cm sous la surface du détecteur.

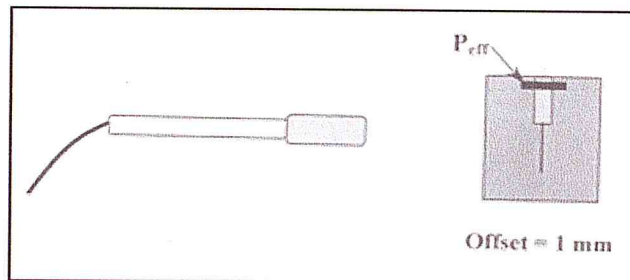


Figure III.13. Détecteur de photons PDF.

Les caractéristiques de ce détecteur sont les suivants :

Gamme d'énergie (MeV)	1-50
Temps de collection (ms)	5
Diamètre de la zone active (mm)	2
Epaisseur du volume active (mm)	0,06

Tableau III.4. Caractéristiques du détecteur de photons PDF.

➤ Détecteur de référence

Utilisé pour obtenir un signal de référence stable, que ce soit pour les photons ou pour les électrons, en identifiant les interactions dans le faisceau, l'inexactitude des mesures relatives aux variations de l'output de l'accélérateur est réduite.

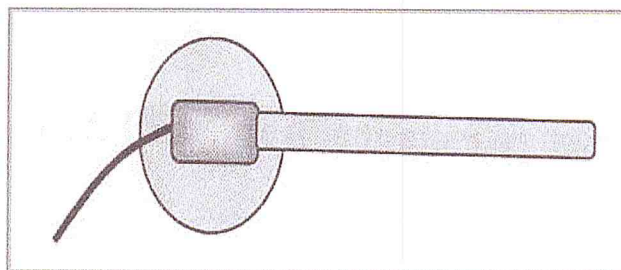


Figure III.14. Détecteur de référence RFD.

III.1.1.8. Le logiciel de pilotage (OmniPro-Accept, version 6.0A)

C'est un logiciel de pilotage de matériel servant à mesurer des distributions de doses des différents rayonnements.

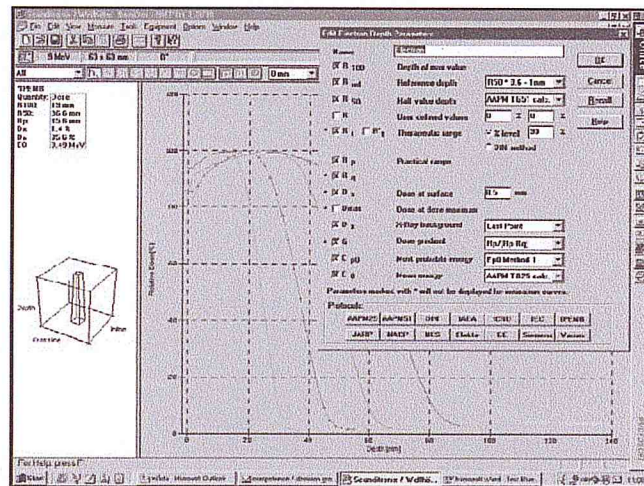


Figure III.15. OmniPro-Accept, V6.0

L'OmniPro-Accept est une application Windows et on a donc besoin de l'environnement d'exploitation "Microsoft Windows" pour l'exécuter.

1) Modes de mesure

La configuration standard permet le mode rapport de dose utilisé lorsque la distribution de dose est constante pendant l'irradiation. Il existe, en option, pour la mesure de doses intégrée : mode temps réel, mode dosimétrie absolue et le mode faisceau balayé.

2) Chaines de mesure

Dans l'OmniPro-Accept, les mesures sont appelés *chaines* et qui met à la base d'une liste de définition de Scan, elles sont utilisées spécialement dans les mesures pour le TPS. Une chaîne de mesure peut contenir des scans pour différents faisceaux (c'est-à-dire différents énergies, différents tailles de champs....etc.).

3) Les mesures des profils de dose et PDD

Les mesures de profils et PDD sont définis dans la fenêtre de "Definie Water profils Scan". Au début, il faut définir la configuration de l'accélérateur (énergie,

applicateur, filtre en coin, taille de champs et SSD). Ensuite, il faut sélectionner le type de balayage (PDD, profils ou multi-profils).

III.2 METHODES ET PROCEDURES

III.2.1 Le débit de dose de référence

La dosimétrie de référence des faisceaux de photons X de haute énergie consiste en la détermination du débit de dose dans l'eau par unité moniteur dans des conditions de références telles que recommandée par le protocole (AIEA TRS 398).

III.2.1.1. Détermination de l'indice de qualité TPR_{10}^{20}

- **Conditions de mesure**

Les conditions de mesures pour la détermination du TPR_{10}^{20} pour le faisceau de photons X d'énergie de 18 MeV délivré par l'accélérateur Clinac2100C du CAC, sont données par le Tableau III.5.

Fantôme	Eau semi-automatique WP-300
type de chambre	Cylindrique ; PTW, flexible 0.3cm ³
Profondeur	10 cm et 20 cm
Distance Source Détecteur (DSD)	100 cm
Taille du champ	10 cm x 10 cm
Tension de polarisation	400V

Tableau III.5. Conditions de mesures du TPR_{10}^{20}

- **Procédure et dispositif expérimental**

La détermination du TPR_{10}^{20} consiste à mesurer l'ionisation produite par le rayonnement à 10cm et 20cm dans l'eau, en gardant constante la distance source détecteur avec le champ 10cm x 10cm au niveau du détecteur.

La figure ci-dessous représente la méthode expérimentale pour la détermination du TPR_{10}^{20} .

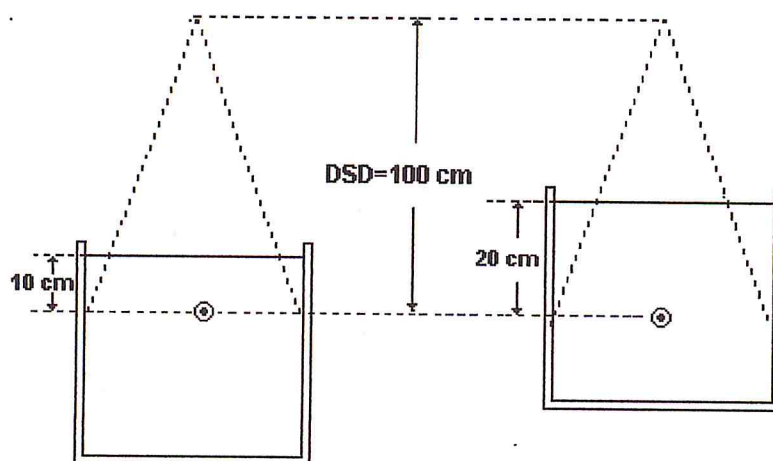


Figure III.16. Méthode utilisée pour la détermination expérimentale de l'indice TPR_{10}^{20} .

L'indice de qualité TPR_{10}^{20} est donné par la relation suivante :

$$TPR_{10}^{20} = \frac{D_{20}}{D_{10}} \quad (3.1)$$

où : D_{20} et D_{10} : sont respectivement les valeurs de doses absorbées à 20cm et 10 cm de profondeur.

III.2.1.2. Détermination des facteurs de correction

La lecture M d'un électromètre lié à une chambre d'ionisation est relative aux conditions de mesure (température, pression, etc....), qui peuvent être différentes de celles pour lesquelles la chambre a été étalonnée. Pour cette raison il est impérativement recommandé de multiplier cette lecture par certains facteurs de corrections.

- a. Facteur de correction pour la température et la pression $K_{T,P}$.
- b. Facteur de correction de recombinaison K_{rec} .
- c. Facteur de correction de polarité K_{pol} .

Procédures :**a. Facteur de correction pour la température et la pression : K_{TP}**

On prend une série de mesure (température, pression) initiale et finale pour chaque lecture. Ce facteur est déterminé à partir de la relation suivante :

$$K_{TP} = \frac{(273.15 + T)}{(273.15 + T_0)} \cdot \frac{P_0}{P} \quad (3.2)$$

où P est la pression de l'air et T sa température au moment de la mesure. P_0 et T_0 étant les valeurs de référence dont les valeurs sont en général : $P_0 = 101.3 \text{ kPa}$ et $T_0 = 20^\circ \text{ C}$.

b. Facteur de correction de recombinaison : K_{rec}

Ce facteur permet de déterminer l'efficacité de collection de la chambre. Il dépend fortement de la nature de la chambre et du voltage de la polarisation appliquée.

La méthode adoptée pour mesurer ce facteur est connue sous le nom de méthode des **deux voltages**, Le principe étant la mesure des charges collectées Q_1 et Q_2 pour deux tensions V_1 et V_2 et pour les mêmes conditions d'irradiation.

Ce facteur est déterminé à partir de la relation suivante :

$$K_{rec} = \frac{\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^2 - 1}{\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^2 - \frac{Q_1}{Q_2}} \quad (3.3)$$

c. Facteur de correction de polarité : K_{pol}

L'effet de polarité se manifeste par une différence entre les valeurs absolues des courants d'ionisation mesurés, dans les mêmes conditions d'irradiation, avec une tension d'alimentation positive puis négative et égales en valeurs absolues.

Une méthode simple pour tenir compte de cet effet consiste, à chaque fois, à faire deux mesures, l'une en polarité positive, l'autre en polarité négative et à prendre la moyenne arithmétique des valeurs absolues des charges Q^+ , Q^- obtenues.

Ce facteur est déterminé à partir de la relation suivante :

$$K_{pol} = \frac{|Q^+ + Q^-|}{2|Q|} \quad (3.4)$$

où Q est la lecture de l'électromètre donnée avec la polarité utilisé régulièrement (positif ou négatif). Les lectures Q^+ et Q^- doivent être faite avec soins, en assurant la stabilité de la lecture de la chambre après chaque changement de polarité.

III.2.1.3. Détermination du débit de dose de référence

- **Conditions de mesure**

Les conditions de mesures pour la détermination du débit de dose de référence sont données dans le suivant :

Fantôme	Eau semi-automatique WP-300
type de chambre	Cylindrique ; PTW, flexible 0.3cm ³
Profondeur	Si : $TPR_{20,10}$ est $\left\{ \begin{array}{l} < 0,7 : d_{réf} = 5cm \\ \geq 0,7 : d_{réf} = 10cm \end{array} \right.$
Distance Source Fantôme (DSP)	100 cm
Taille du champ	10 cm x 10 cm

Tableau III.6. Condition de mesures du débit de dose de référence.

- **Procédure et dispositif expérimental**

La procédure est illustrée par la figure suivante :

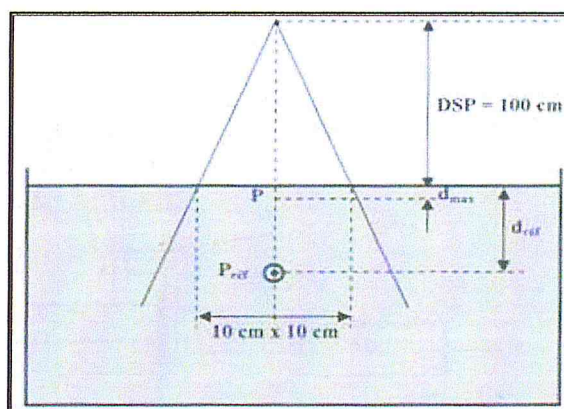


Figure III.17. Dispositif pour la détermination du débit de dose de référence.

La valeur du débit de dose de référence pour un faisceau de qualité Q est déduite à partir de la relation donnée par le protocole international de mesure de dose (IAEA TRS n°398,2000) :

$$D_{w,Q} = M_Q \times N_{D,w,Q} \times K_{QQ_0} \quad (3.5)$$

où M_Q représente la réponse de la chaîne de mesure (chambre d'ionisation et électromètre associé) corrigée des grandeurs d'influence (température, pression, polarité, recombinaison...) à la profondeur de référence.

$N_{D,w,Q}$ représente le coefficient d'étalonnage en terme de dose absorbée dans l'eau de la chambre d'ionisation dans un faisceau de qualité Q .

K_{QQ_0} représente le facteur de correction de la qualité du faisceau.

III.2.2. Rendement en profondeur

- **Conditions de mesures**

Les mesures ont été effectuées sur le fantôme d'eau automatique RFA 200, deux détecteurs a semi conducteur ont été utilisés, une diode au Si type photons PFD et une diode de Si dite diode de référence RFD. La distance entre la source-surface-fantôme (DSP) fixée à 100cm. Les mesures sont réalisées pour des tailles de champs carrés : 4×4 , 6×6 , 8×8 , 10×10 , 20×20 , 30×30 et $35 \times 35 \text{ cm}^2$, la profondeur maximale de mesure est de 25cm avec un intervalle de mesure qui ne dépasse pas 5mm recommandé par l'algorithme AAA.

- **Procédure**

La procédure de mesure des rendements de doses en profondeurs des faisceaux de photons X d'énergie de 18 MeV délivrée par l'accélérateurs Clinac 2100C (CAC) est illustrée par la figure III.18.

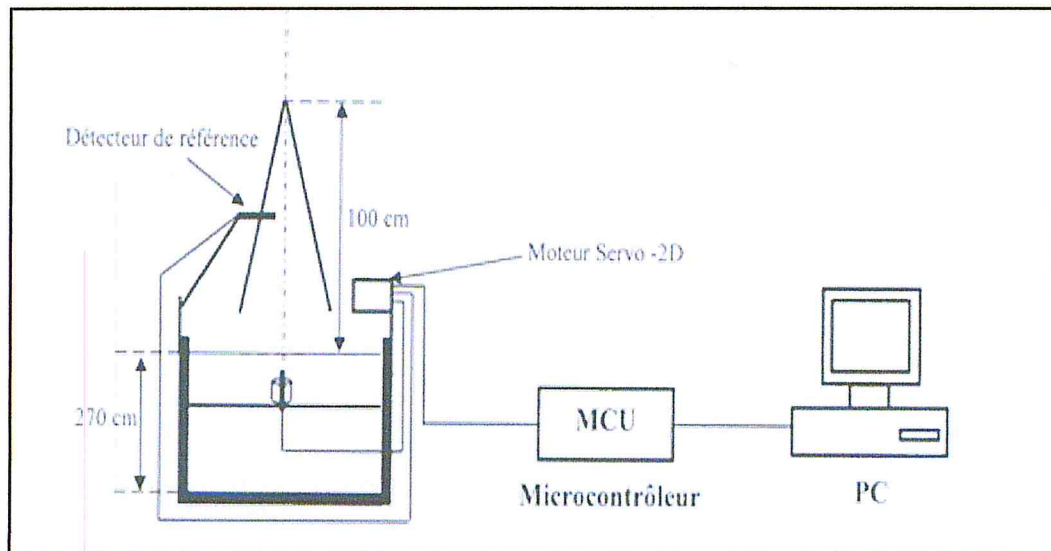


Figure III.18. Schéma du setup des mesures du PDD et profils.

Avant de commencer toute mesure, on s'assure correctement que le point effectif de mesure de la diode est placé à la surface de l'eau (1mm au dessus de la fenêtre).

Après la mise en place du matériel, on passe à la configuration du logiciel *Omni-Pro-Accept* :

- **Dans la 1^{ière} étape** : on définit la configuration actuelle des mesures (c'est-à-dire quel équipement est utilisé).
- **Dans la 2^{ème} étape** : on définit le mode de mesure (exploration en profondeur «PDD»).
- **Dans la 3^{ème} étape** : on règle correctement les appareils, c'est-à-dire, définir l'origine, régler le gain et normaliser les valeurs mesurés (l'accélérateur étant en marche).

Avant de commencer l'acquisition, il faut préparer la chaîne de mesure par des acquisitions d'essai (modifier les pas du détecteur, sa vitesse, le nombre de mesure en un point, la profondeur maximale de mesure... etc.) et cela afin d'avoir la chaîne optimale qui donnerais la meilleur acquisition des PDD.

III.2.3. Profils de dose en transverse et diagonal

- **Conditions de mesure**

Nous avons utilisé le fantôme d'eau automatique **RFA 200** à une distance de source-fantôme (DSP) égale à 100cm. Les mesures ont été réalisées pour les tailles de champs carrés égales à: 4×4 , 6×6 , 8×8 , 10×10 , 20×20 , 30×30 et 35×35 (cm^2). Le balayage en mode profil s'effectue sur un axe perpendiculaire à l'axe central du faisceau. Les profils sont mesurés à 5 différentes profondeurs (d_{max} , 5cm, 10 cm, 20 cm, 25 cm) recommandés par l'algorithme AAA.

Les profils en diagonal mesurés avec un pas de mesure qui ne dépasse pas 2.5mm, aux mêmes profondeurs citées précédemment pour la taille du champ max.

- **Procédure**

La procédure est la même que celle adoptée pour la mesure des *PDD* sauf que nous choisissons le mode de mesure profil du logiciel *Omni-Pro-Accept*. Le détecteur est positionné à une certaine profondeur et se déplace sur un axe perpendiculaire à l'axe central lors de la génération de la chaîne de mesures, il est primordial de définir la profondeur de mesure et la position des deux points délimitant la zone de balayage sur l'axe perpendiculaire.

III.2.4. Le facteur d'ouverture collimateur

- **Conditions de mesure**

Les mesures ont été réalisées sur le fantôme d'eau semi-automatique WP-300 avec une chambre d'ionisation cylindrique flexible 0.3cm^3 à une distance source-fantôme (DSP) égale à 100cm. Les tailles de champs carrés utilisés sont de $(3 \times 3) \text{cm}^2$ jusqu'à $(30 \times 30) \text{cm}^2$ avec un pas de 1cm.

- **Procédure**

Le facteur de collimateur (F.O.C) s'obtient en mesurant les charges reçues par la chambre d'ionisation placée à une distance donnée, pour différents champs d'irradiation. Il est donné par :

$$FOC = \frac{Lecture_{(champX)}}{Lecture_{(champ\ de\ référence)}} \quad (3.6)$$

où : la taille du champ de référence est de (10x10) cm²

III.3 RESULTATS ET INTERPRETATIONS

III.3.1. L'indice de qualité $TPR_{20,10}$

Les valeurs des mesures pour la détermination du TPR_{10}^{20} pour le faisceau de photons d'énergie 18 MeV de l'accélérateur 2100C ont été déterminées expérimentalement et sont reportées sur le tableau 3.7.

La valeur du TPR_{10}^{20} est déterminée à partir de la relation (3.1).

	1 ^{ière} lecture	2 ^{ière} lecture	3 ^{ière} lecture	Lecture moyenne
$d_1=10\text{cm}$	10,50	10,05	7,881	10,50
$d_2=20\text{cm}$	7,880	7,882	7,881	7,881
TPR_{10}^{20}	0,7841			

Tableau III.7. L'indice de qualité $TPR_{20,10}$.

III.3.2. Facteurs de correction

III.3.2. 1. Facteur de correction pour la température et la pression : K_{TP}

Les valeurs de la température et la pression relevées lors de l'irradiation sont reportées dans le tableau suivant :

La valeur du K_{TP} est obtenue à partir de la relation (3.2)

Température (°C)	17,4	17,4	Moyenne	17,4	K_{TP}
Pression (mbar)	995	995		995	1,010

Tableau III.8. Facteur de correction pour la température et la pression.

III.3.2.2. Facteur de correction de recombinaison et de polarisation : K_{rec} , K_{pol}

Les mesures effectuées sont reportées dans le tableau suivant :

	-400V	100V	+400V	K_{rec}	K_{pol}
1 ^{ère} lecture (nC)	8,165	8,147	8,124		
2 ^{ème} lecture (nC)	8,164	8,147	8,124		
3 ^{ème} lecture (nC)	8,166	8,147	8,124	0,999	0,997
4 ^{ème} lecture (nC)	8,165	8,147	8,124		
Moyenne (nC)	8,165	8,147	8,124		

Tableau III.9. Facteur de correction pour recombinaison et polarisation.

Nous utilisons les relations (3.3), (3.4) pour la détermination du K_{rec} et K_{pol} .

III.3.3. Débit de dose référence

Les mesures des charges sont reportées dans le tableau

1 ^{ère} lecture (nC)	8,165
2 ^{ème} lecture (nC)	8,165
3 ^{ème} lecture (nC)	8,165
4 ^{ème} lecture (nC)	8,165
Lecture <i>moyenne</i> (nC)	8,165

Tableau III.10. Mesure de charges.

Toutes les étapes d'évaluation des facteurs de corrections et de débit de la dose de référence sont décrites dans la feuille de calcul Excel (worksheet) jointe annexe B.

III.3.4. Rendement en profondeur (PDD)

La figure ci-dessous présente les courbes de PDD obtenues pour le faisceau de photons de 18 MeV pour les tailles du champ carrés : 4x4, 6x6, 8x8, 10x10, 20x20, 30x30 et 35x35 (cm²). Les valeurs de mesures sont données dans le tableau C2 de l'annexe C.

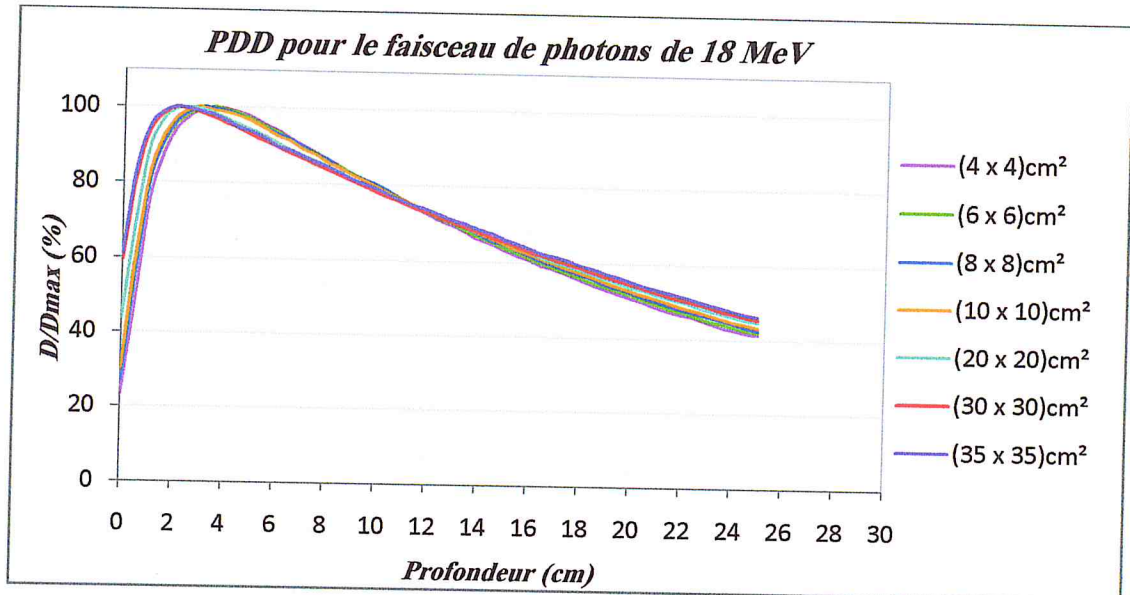


Figure III.19. La variation du débit de dose en profondeur pour différentes tailles du champ.

Le rendement en profondeur donne le comportement, les modifications que subit le faisceau et la manière par laquelle l'énergie se dissipe dans le milieu d'irradiation.

La courbe de rendement en profondeur est composée de trois parties essentielles :

- La première partie qui correspond à un croisement de la dose due à la mise en mouvement des électrons secondaires, la diffusion des éléments de la tête d'irradiation.
- La deuxième partie du plateau correspond à l'équilibre électronique avec un pourcentage élevé caractérisé par la profondeur de la dose maximale.
- La troisième partie exponentielle décroissante qui correspond à la dose de sortie.

Le PDD est meilleur pour les grands champs que les petits.

Certaines grandeurs dosimétriques peuvent être définies à partir de la courbe de PDD : la dose à la surface, la dose à la sortie et la profondeur de maximum de dose (profondeur de l'équilibre électronique).

III.3.5. Variation de la profondeur de maximum en fonction de la taille de champ

Le tableau suivant présente la profondeur maximale pour chaque taille du champ.

Taille du champ (cm ²)	4x4	6x6	8x8	10x10	20x20	30x30	35x35
Profondeur d_{\max} (cm)	3,5	3,5	3	3	2,5	2	2

Tableau III.11. Les profondeurs maximales pour différentes tailles du champ.

Nous remarquons que la profondeur du maximum de dose se déplace vers la surface pour les grandes tailles du champ.

III.3.6. Variation de la dose en profondeur en fonction de la taille du champ

La figure ci-dessous présente la variation de la dose mesurée à 25 cm de profondeur pour le faisceau de photons de 18MeV pour différentes tailles du champ.

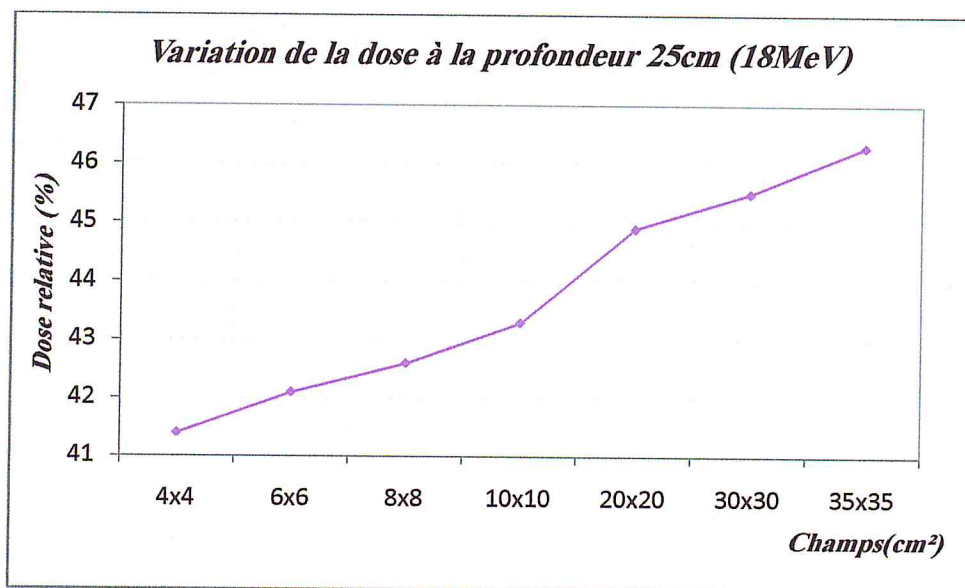


Figure III.20. La variation du débit de dose, à la profondeur de 25cm, en fonction de la taille du champ pour les photons de 18MeV.

III.3.7. Courbes de profils transverses

Les courbes ci-dessous présentent les profils de dose mesurés dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau de photons de 18 MeV pour des tailles de champ 4x4, 6x6, 8x8, 10x10, 20x20 et 35x35 (cm²) à d_{\max} , 5, 10, 20 et 25 cm de profondeur.

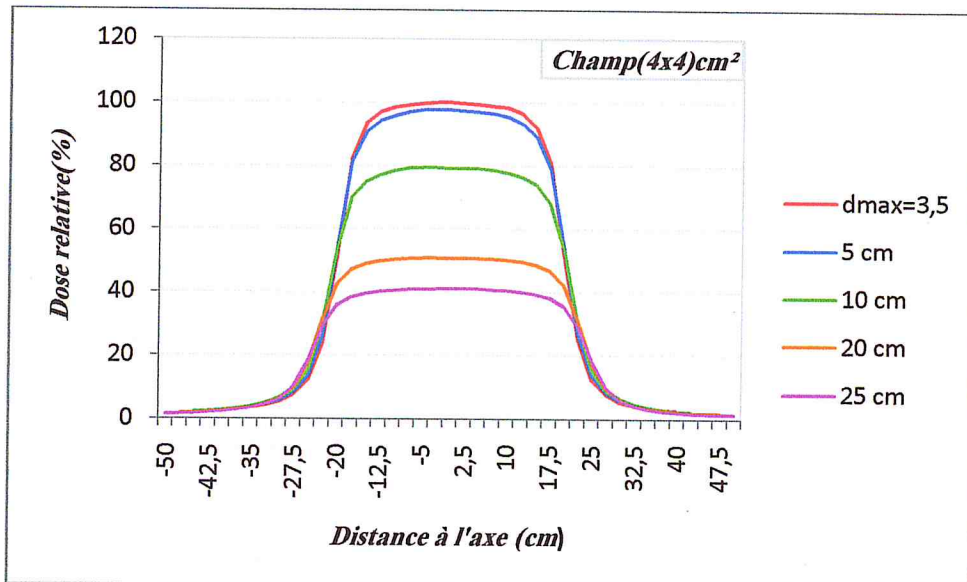


Figure III.21. Profil de dose pour le champ 4x4.

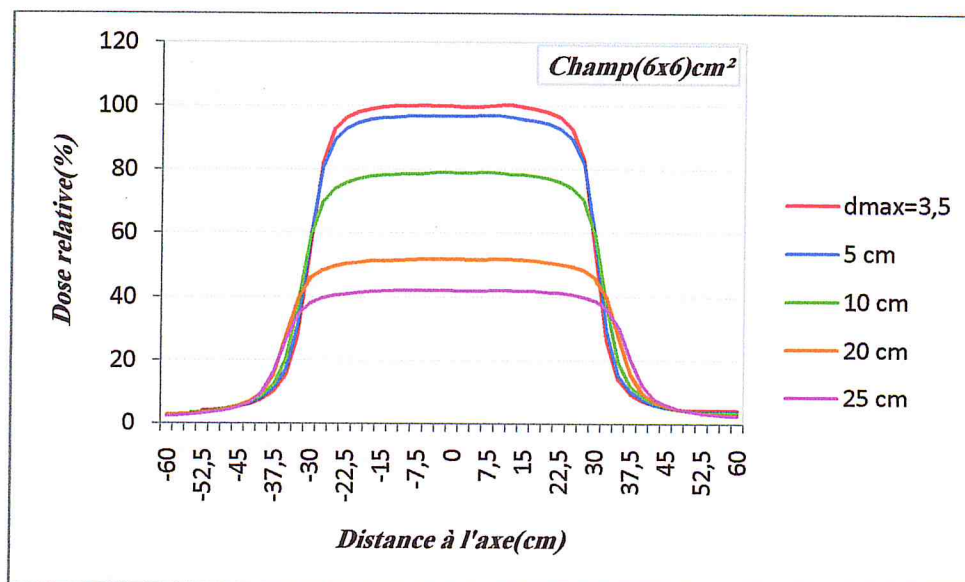


Figure III.22. Profil de dose pour le champ 6x6.

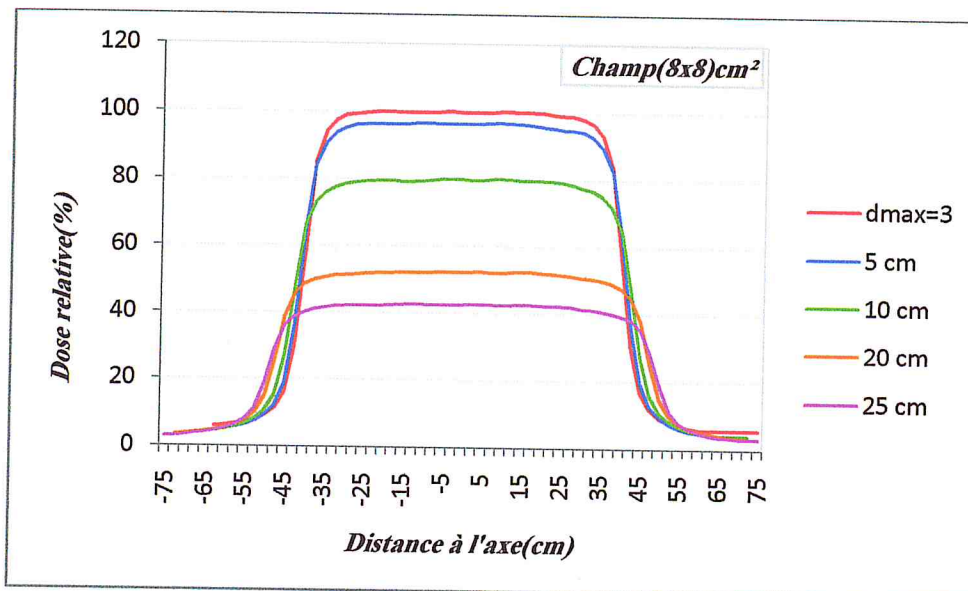


Figure III.23. Profil de dose pour le champ 8x8.

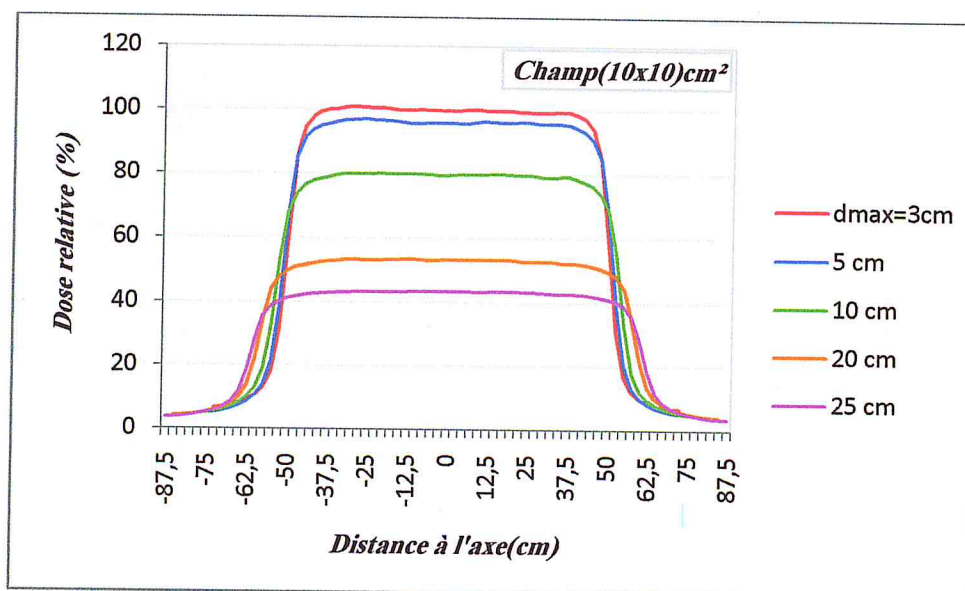


Figure III.24. Profil de dose pour le champ 10x10.

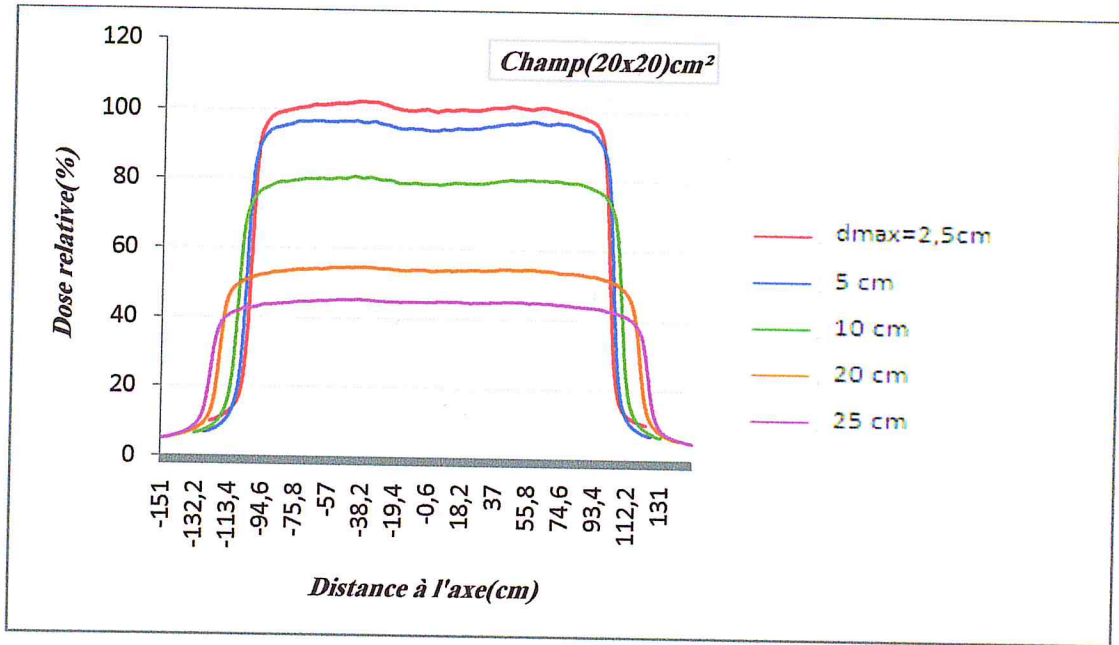


Figure III.25. Profil de dose pour le champ 20x20.

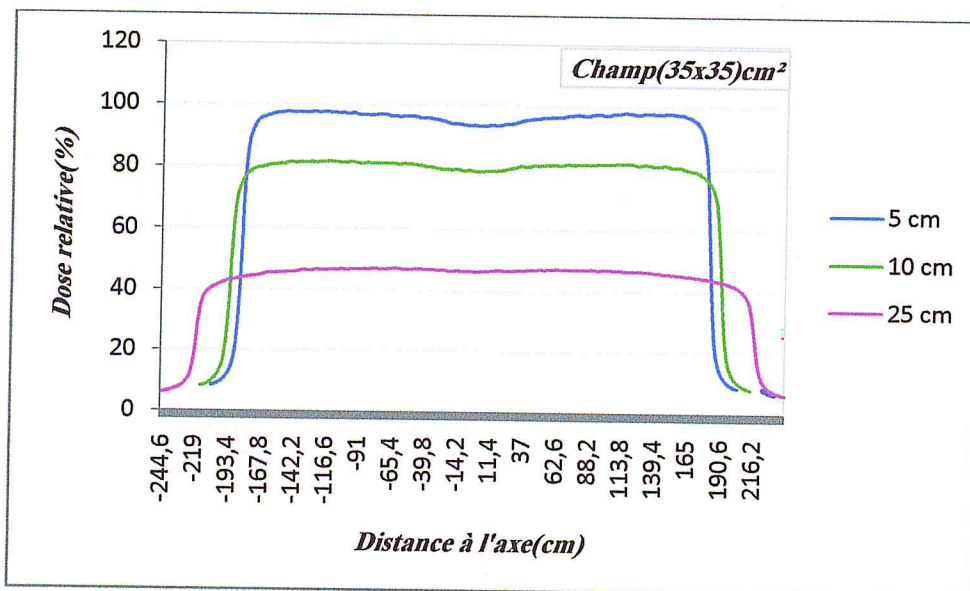


Figure III.26. Profil de dose pour le champ 35x35.

Les valeurs de mesures sont données dans les tableaux C (3, 4, 5 et 6, 7 et 8) de l'annexe C.

Nous observons sur les figures ci-dessus III (21,22, 23, 24, 25 et 26) un large plateau perpendiculaire à l'axe du faisceau représentant le maximum de dose, et une diminution lorsqu'on s'éloigne de l'axe. Une zone dans laquelle la dose décroît plus ou moins vite, elle correspond à la pénombre.

La forme de la distribution de la dose dépend fortement de la taille du champ.

III.3.8. Courbes de profils diagonaux

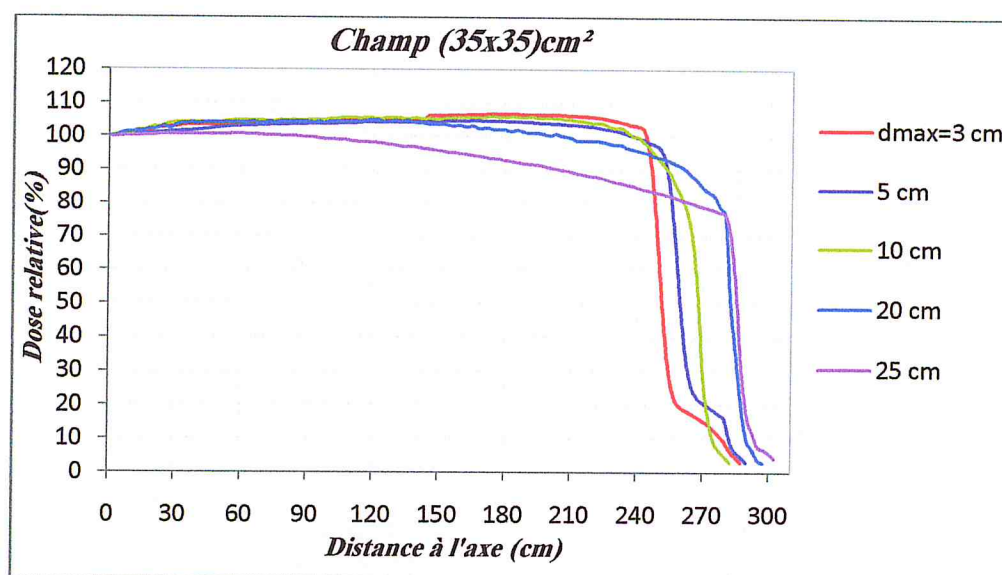


Figure III.27. Profils diagonaux pour le champ 35x 35.

III.3.9. Variation de la pénombre en fonction de la taille du champ

La pénombre est définie par la distance séparant l'isodose 80% et l'isodose 20% de la dose maximale sur l'axe du faisceau.

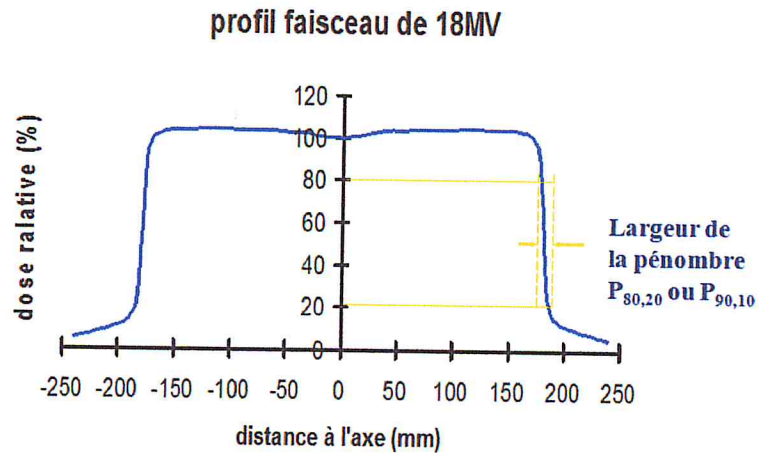


Figure III.28. Détermination de la pénombre dans une courbe de profil

Taille du champ (cm ²)	d_{\max}	5	10	20	25
4x4	5,7	6	6,4	6,8	7,2
6x6	6	6,4	6,9	7,7	8,2
8x8	6,2	6,6	7,2	8,1	8,4
10x10	6,3	6,6	7,5	8,8	9,8
20x20	7,2	7,3	8,4	10,8	11,8
30x30	7,6	7,6	8,9	12,2	13,6
35x35	7,6	7,5	8,8	12,4	14,3

Tableau III.12. La largeur de la pénombre pour différentes tailles du champ.

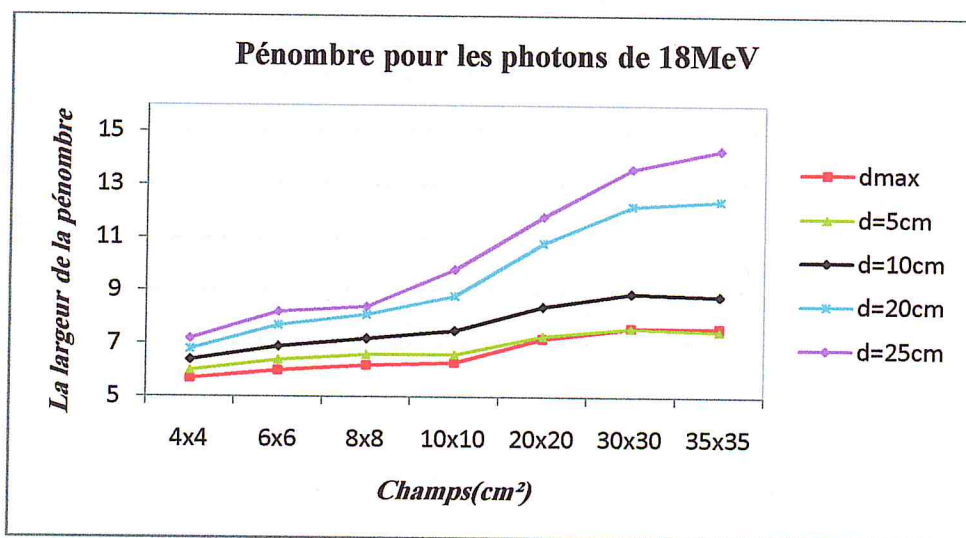


Figure III.29. Variation de la pénombre en fonction de la taille du champ et la profondeur pour le faisceau de photons de 18MeV.

La variation de la largeur de la pénombre est proportionnelle à la taille du champ pour une profondeur donnée.

III.3.10. Facteur ouverture collimateur (RDF-FOC)

Les valeurs des variations du F.O.C en fonction de la taille du champ sont données dans le tableau C1 de l'annexe C.

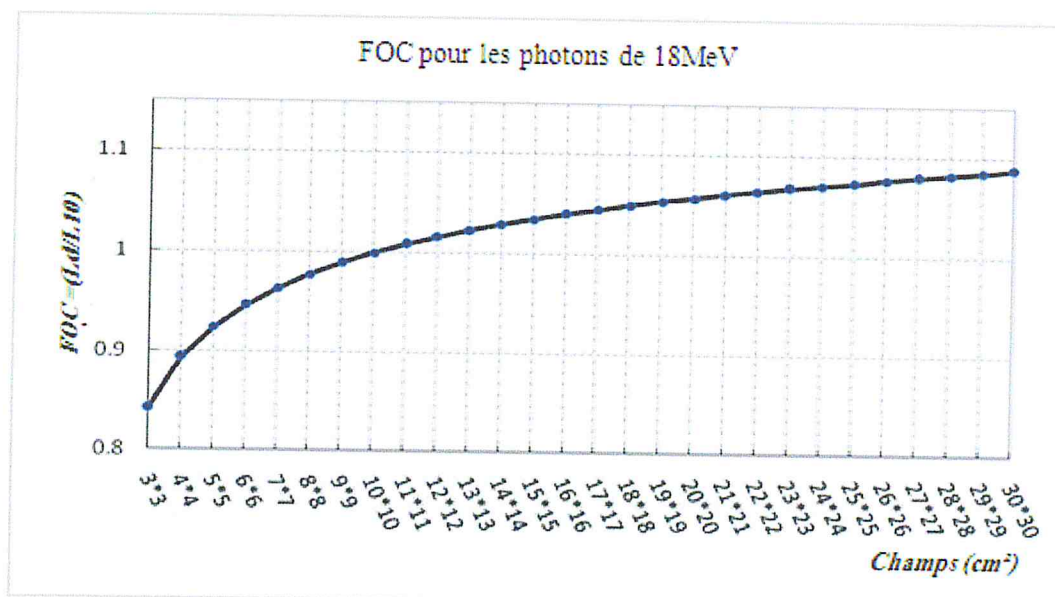


Figure III.30. La variation du débit de dose, à la profondeur de référence, en fonction de l'ouverture de collimateur pour les photons de 18MeV.

Nous constatons que la variation du débit de dose est essentiellement liée à l'ouverture du collimateur. Ceci est dû à l'augmentation du flux des électrons secondaires et des photons diffusés par le collimateur lorsque sa surface interne croît.

CONCLUSION

Dans ce travail nous avons évalué un Commissioning d'un nouveau modèle de calcul des distributions de dose utilisant l'algorithme *Anisotropic Analytical Algorithm* (AAA) de type « Convolution/ Superposition » implanté dans un système de planification de traitement *Eclipse*, développé par la firme Varian médicale système, au sein du Centre Anti Cancer de Blida lors de l'installation de l'accélérateur linéaire Varian 2100C en juillet 2006.

Les mesures que nous avons effectuées nous ont permis de tester et de mieux comprendre l'algorithme de calcul de dose Anisotropic Analytical Algorithm et de rester critique par rapport à ses prétentions initiales dans les domaines des hétérogénéités tout en ayant à l'esprit qu'il n'existe pas l'algorithme parfait et que la réalisation d'un nouvel algorithme dépasse le code de ce mémoire.

Nous avons évalué en utilisant les paramètres en milieu homogène : l'indice de qualité, débit de dose de référence, rendement en profondeur, profils (transverses, diagonaux) et les facteurs d'ouverture du collimateur pour des champs ouverts (carrés).

L'implémentation de AAA dans le système de planification de traitement Eclipse a marqué ses performances dans l'utilisation clinique pour exécuter les calculs de doses dans les situations de traitement notamment pour les cancers de la prostate par radiothérapie conformationnelle.

BIBLIOGRAPHIE



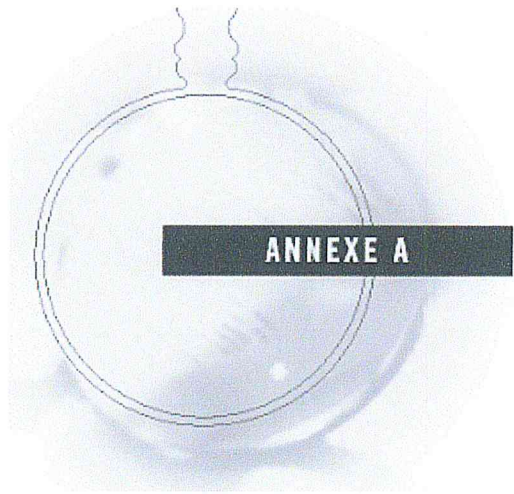
BIBLIOGRAPHIE

- [1] **Château-Thierry A**, *Cours Interrégional de Radioprotection*, Saclay, CEA (1994).
- [2] **N.Harouna** .*Utilisation des fantômes solides pour la dosimétrie des faisceaux de photons de haute énergie*, diplôme de MAGISTER, Spécialité : physique médicale, USTHB. (2008).
- [3] **Khan**, *The Physics of Radiation Therapy*, Third Edition, Hardcover, (2003).
- [4] **L.Valentin**, *Physique subatomique : Noyaux et particules*, Numéro d'édition 5785, Hermann, (1975).
- [5] **M.Morelle**, *ANISOTROPIC ANALYTICAL ALGORITHM : Analyse et perspective d'un nouvel algorithme de calcul en mode photon, DES en radioprotection et en application des rayonnements ionisant*. Université Catholique de Louvain. (2005-2006).
- [6] **R.D.Evans**, *The Atomic Nucleus*, McGraw-Hill Book Company, (1955).
- [7] **D. Blanc**, *Les rayonnements ionisants*, Éd. Masson, PH-226, (1990).
- [8] **R.Garcia**, *Validations dosimétriques des conditions cliniques des radiothérapies thoraciques*. Doctorat de l'Université Toulouse III - Paul Sabatier ; discipline : Radiophysique et Imagerie médicales (21 Septembre 2009).
- [9] **E.B. Podgorsak**, *HANDBOOK Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students*.
- [10] **N.Fergane**, *Dosimétrie de référence des faisceaux de photons et d'électrons de haute énergie utilisés en radiothérapie*, diplôme de Magister physique, option physique.
- [11] **IAEA**, TRS-398, «Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy: An International Code of Practice for Dosimetry based on Standards of Absorbed Dose to Water», (23 April 2004).
- [12] **Ahnesjö**, *Dose Calculation for External Photon Beams in Radiotherapy*, Phys. Med. Biol, 44, pp. R99-R155, (1999).
- [13] **Papanikolaou et al**, *Tissue inhomogeneity corrections for megavoltage photon beams*, Report of Task Group N°65 of the Radiation Therapy Committee of the American Association of Physicists in Medicine, (2004).

- [14] **Knoos et al**, The dosimetric verification of a pencil beam based treatment planning system, *Phys. Med. Biol.* 39, pp. 1609-1628, (1994).
- [15] **Vision User Manual – Calculation Algorithms** (Varian Oncology Systems, Palo Alto, 2001).
- [16] **BATHO, J.** *Can. Assoc. Radiol.* 15, 79, (1964).
- [17] **Wong, Henkelman**, Reconsideration of the power-law (Batho) equation for inhomogeneity corrections, (1982).
- [18] **Ahnesjö et al**, A pencil beam model for photon dose calculation, *Med. Phys.* 19, pp. 263-73, (1992b).
- [19] **Ahnesjö**, Collapsed cone convolution of radiant energy for photon dose calculation in heterogeneous media, *Med. Phys.* 16 (4), pp. 577-92, 1989.
- [20] **Martens et al**, Underdosage of the upper-airway mucosa for small fields as used in intensity-modulated radiation therapy : A comparison between radiochromic film measurements, Monte Carlo simulations, and collapsed cone convolution calculations, (2002).
- [21] **C.O.Thiam** , *Dosimétrie en radiothérapie et curiethérapie par simulation Monte-Carlo GATE sur grille informatique.*
- [22] **K.MEYNARD**, *Polymérisation radio-induite ; Calcul de dose et modélisation dans le cas d'irradiation prolongées de sources non-scellées , Doctorat de l'université de Toulouse ,(2009).*
- [23] **Hendricks et al.** MCNPX, Version 2.5.f, LA – UR – 04 – 0569, (2004).
- [24] **Geant4** : a simulation toolkit, SLAC-PUB-9350, FERMILAB-PUB-03-339, (2002).
- [25] **I. Kawarokow and D.W.O. Rogers**, The EGSnrc Code System : Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport
- [26] **D.W.O. Rogers et al**, BEAMnrc Users Manual, (2004).
- [27] **C. F. D.Zamo**, Modélisation par méthode Monte Carlo de l'espace des phases d'un faisceau de photons en radiothérapie, Master 2 Physique Médicale, Lyon, (2006).
- [28] **Wang et**, Experimental verification of a CT-based Monte Carlo dose-calculation method in heterogeneous phantoms, *Med. Phys.* 26, pp. 2133-2143, (1999).
- [29] **Ulmer et al**, A Triple Gaussian Pencil beam Model for Photon beam Treatment

- Planning, Zeitschrift für Medizinische Physik, 5:25-30, (1995).
- [30] **Warner, Khan**, A model for calculating electron beam scattering in treatment planning.
- [31] **Ulmer , Brenneisen**, Application of an Analytical Pencil Beam Model to Stereotactic Radiation Therapy Planning.
- [32] **Varian**, Planning reference guide for Eclipse algorithms, Eclipse 6.5, (29 June 2005).
- [33] **Gasteren et al**, 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, Radiotherapy and Oncology, 20, pp. 250-257, (1991).
- [34] **RFA-200 Manual**, [DAA100 90006 01], By Scanditronix Wellhöfer, (2001).
- [35] <http://www.harpell.ca/manufacture/ptw/0-3-cm3-semiflex-chamber-type-31013>.

ANNEXES



Configuration du AAA

VARIAN
medical systems



**Configuration du faisceau de photons pour l'accélérateur
linéaire**

Algorithme AAA

PROCÉDURE

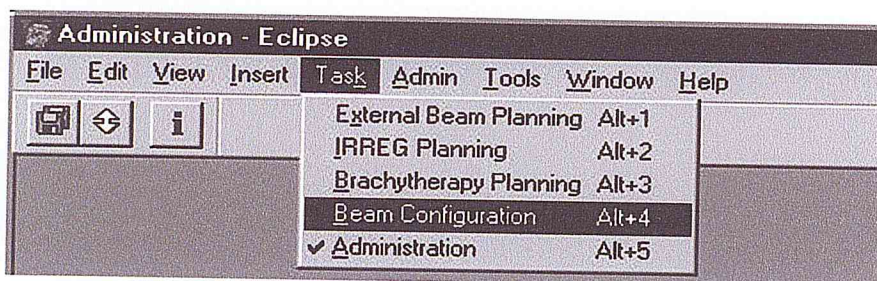
Eclipse version 7.5.51

Cette procédure décrit la configuration des données de faisceau pour une énergie photons au moyen de l'algorithme AAA. On doit toujours commencer par les données de champs ouverts. Les données de filtres en coin ne peuvent pas être configurées sans données de champs ouverts. Dans ce travail on a juste travaillé sur les champs ouverts.

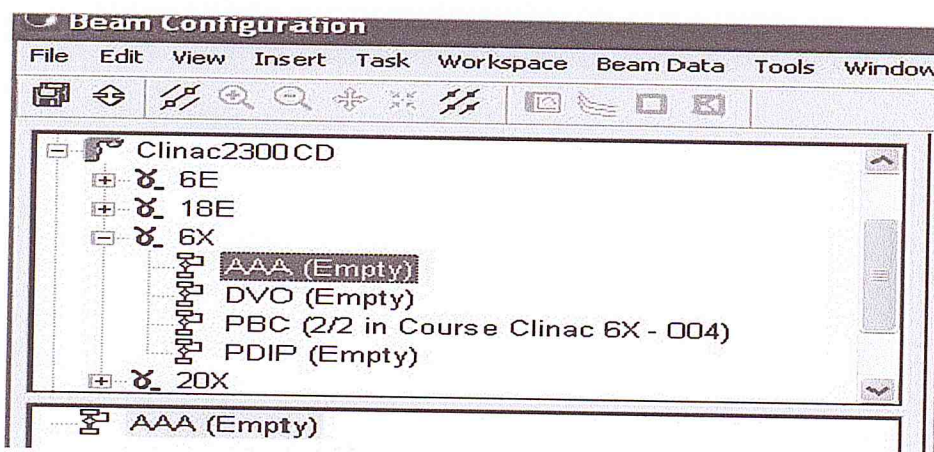
La méthodologie à suivre pour la configuration est comme suit :

I. Données de champs ouverts

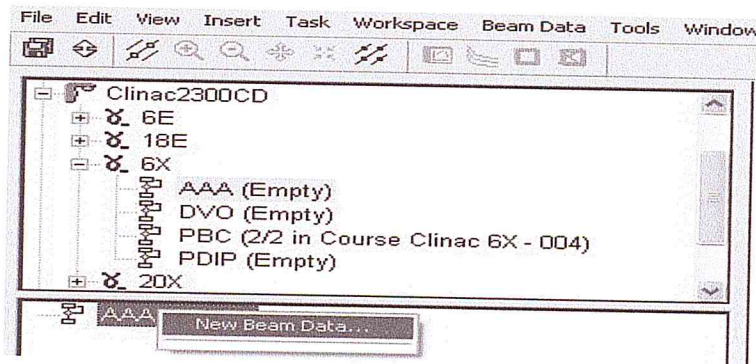
1. Ouvrez une session dans Windows comme Administrateur.
2. Démarrez l'application Eclipse.
3. Ouvrez une session dans Eclipse comme Physicien.
4. Sélectionnez la tâche (*Task*) Configuration Faisceau (*Beam Configuration*).



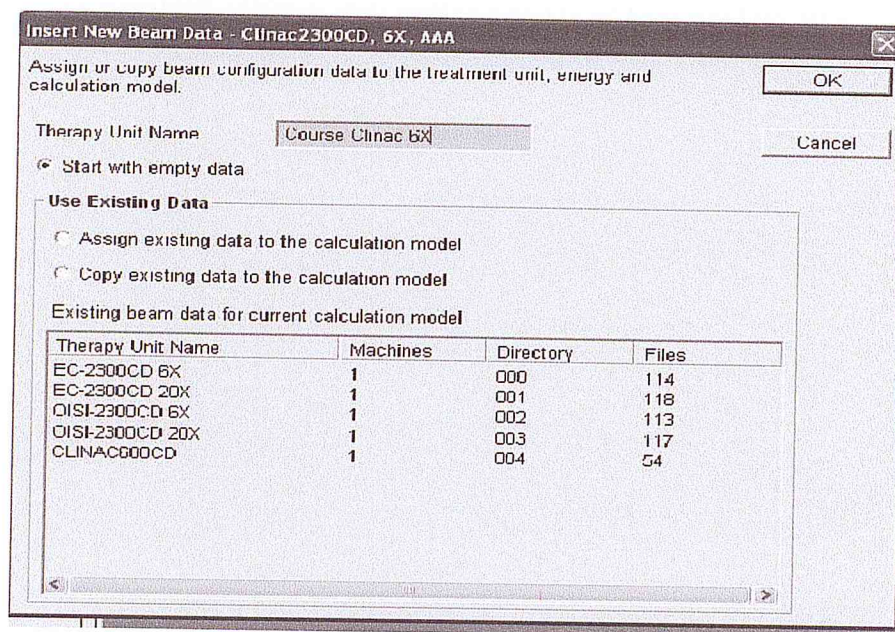
5. Cliquez sur le signe + de la machine de traitement à configurer, puis sur le signe + de l'énergie photons correspondante et sélectionnez le modèle de calcul de faisceau de photons.



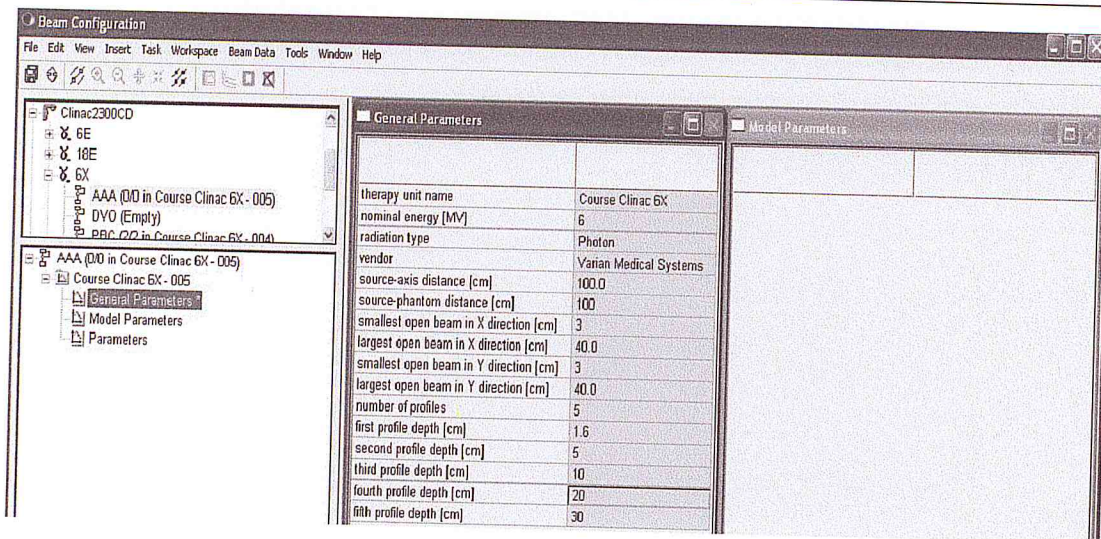
6. Cliquez avec le bouton droit de la souris sur le modèle photons et sélectionnez Nouvelles données de faisceau (*New Beam Data*).



7. Définissez le nom de la machine et sélectionnez Démarrer avec des données vides. Sélectionnez OK pour poursuivre.

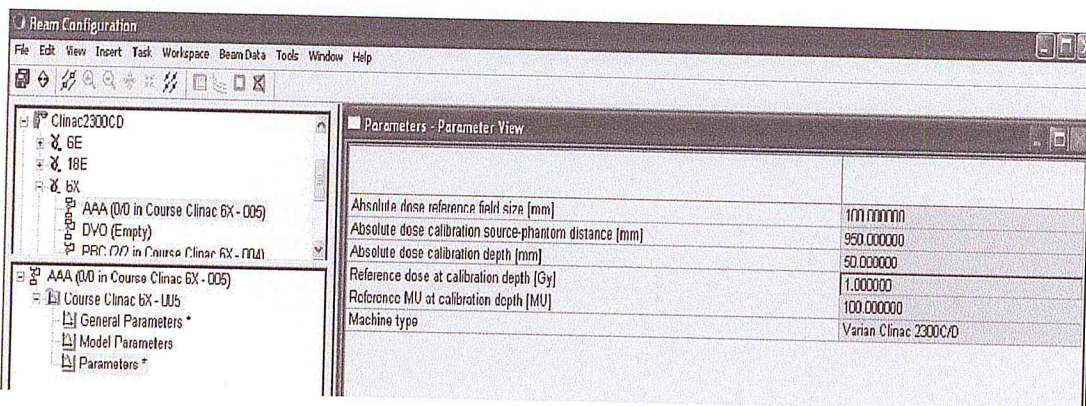


8. Sélectionnez Paramètres généraux (*General Parameters*) et entrez la *DSF (SPD)*, le plus petit et plus grand champ ouvert en direction X et Y, le nombre de profils, ainsi que les profondeurs d'acquisition des profils.



9. Aucun modèle de paramètres (*Model Parameters*) ne doit être entré.

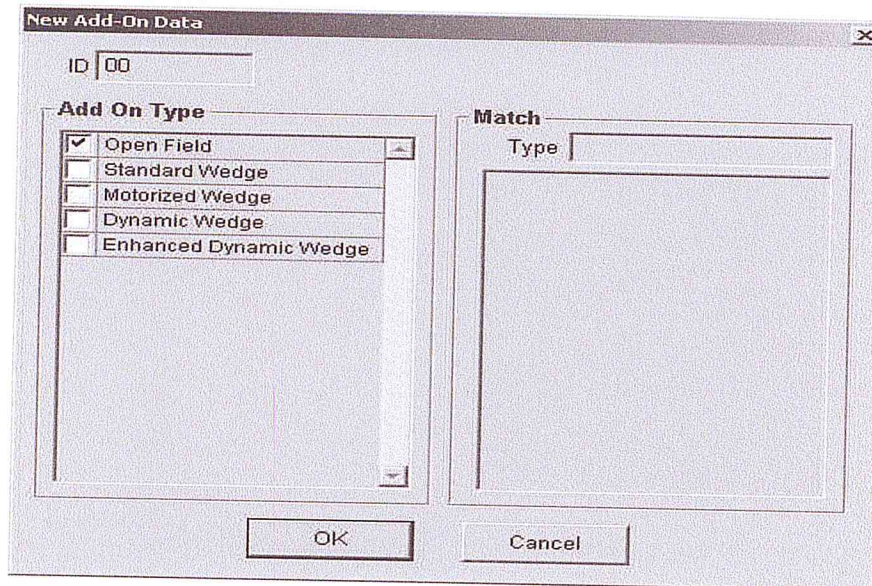
10. Sélectionnez Paramètres (*Parameters*) et entrez la taille du champ de référence pour la mesure de dose absolue, la DSF de calibration (*SPD*), la profondeur de calibration, la dose de référence et les UM de référence à la profondeur de calibration. Sélectionnez ensuite le type de machine.



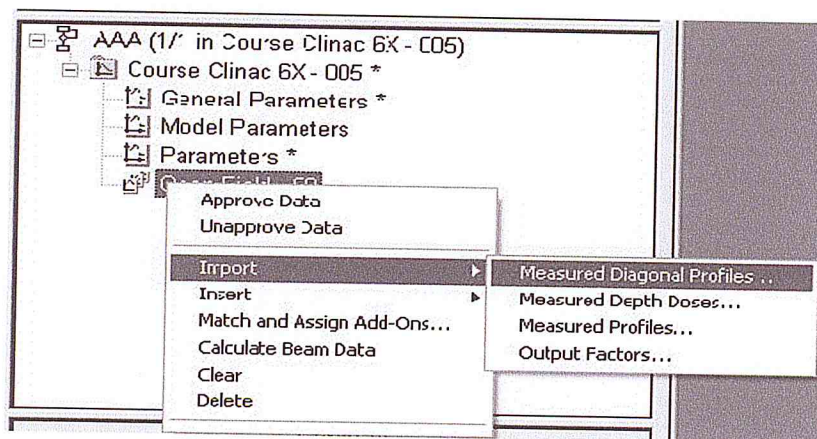
11. Cliquez avec le bouton droit de la souris sur le nom de la machine de thérapie et sélectionnez *Nouvel accessoire (New Add On)*.



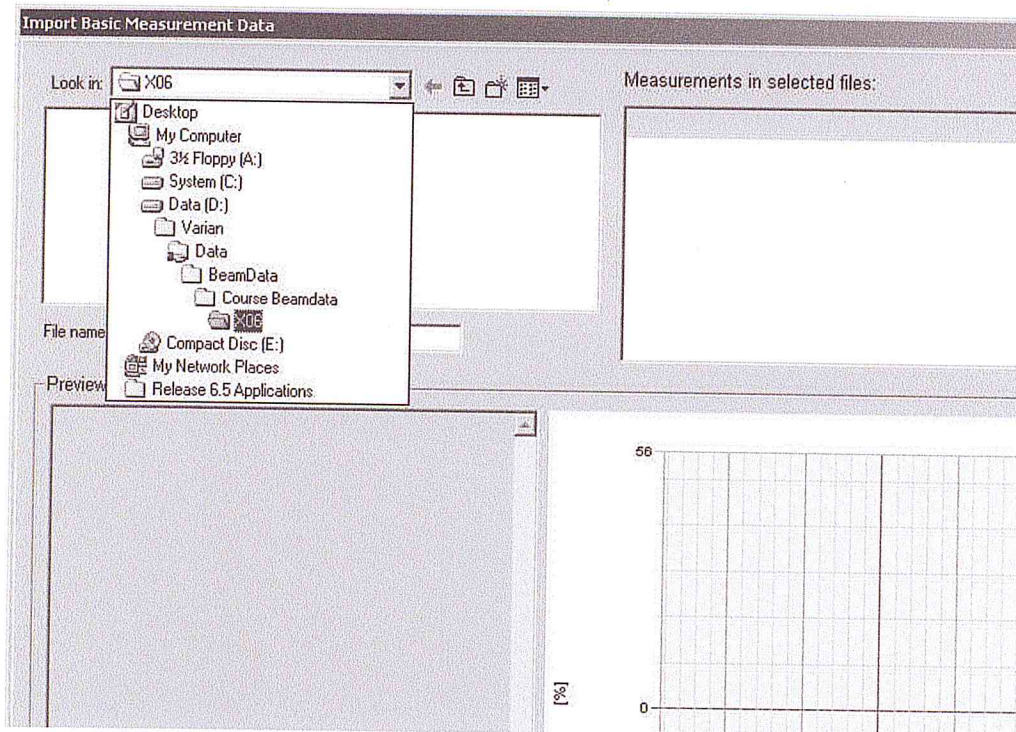
12. Sélectionnez Champ ouvert, puis cliquez sur OK.



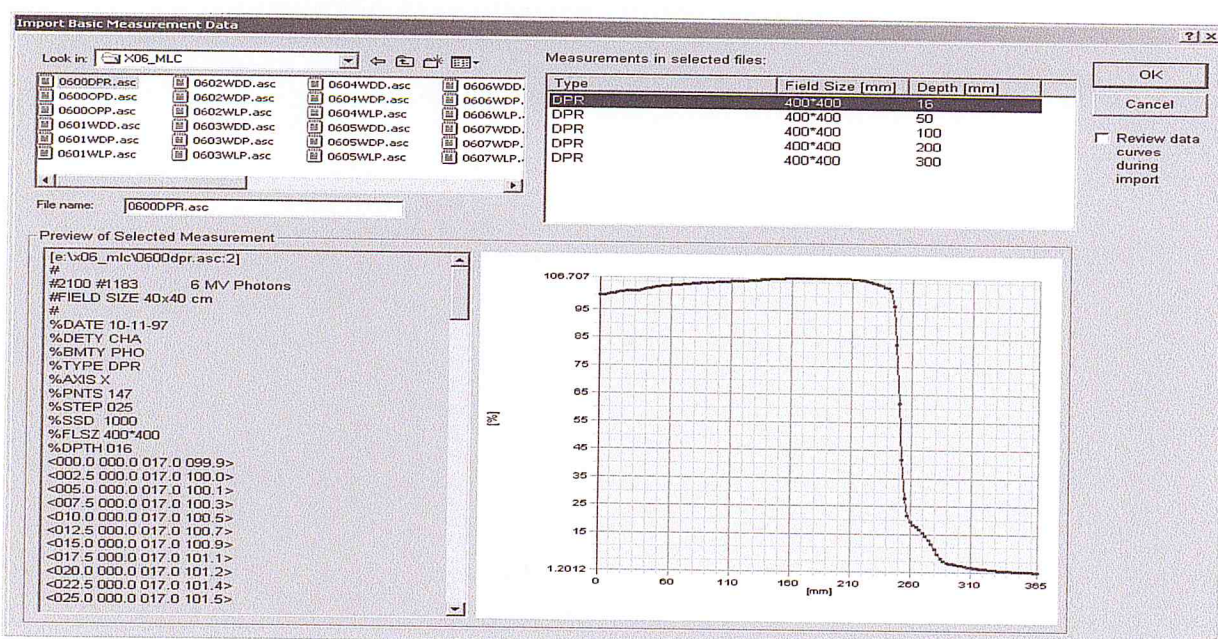
13. Sélectionnez le nouvel accessoire Champ ouvert – 00 (*Open Field – 00*), cliquez avec le droit de la souris, sélectionnez Importer (*Import*), puis Profils diagonaux mesurés (*Measured Diagonal Profiles*).



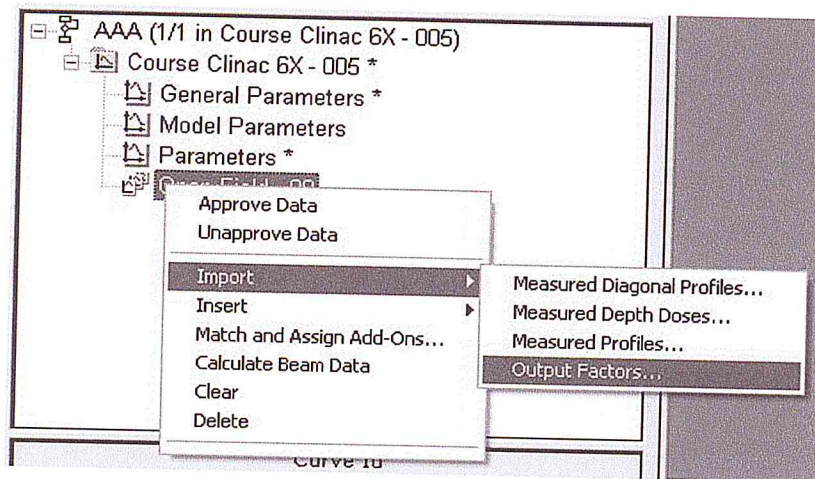
14. Localisez le répertoire dans lequel vos données sont stockées.



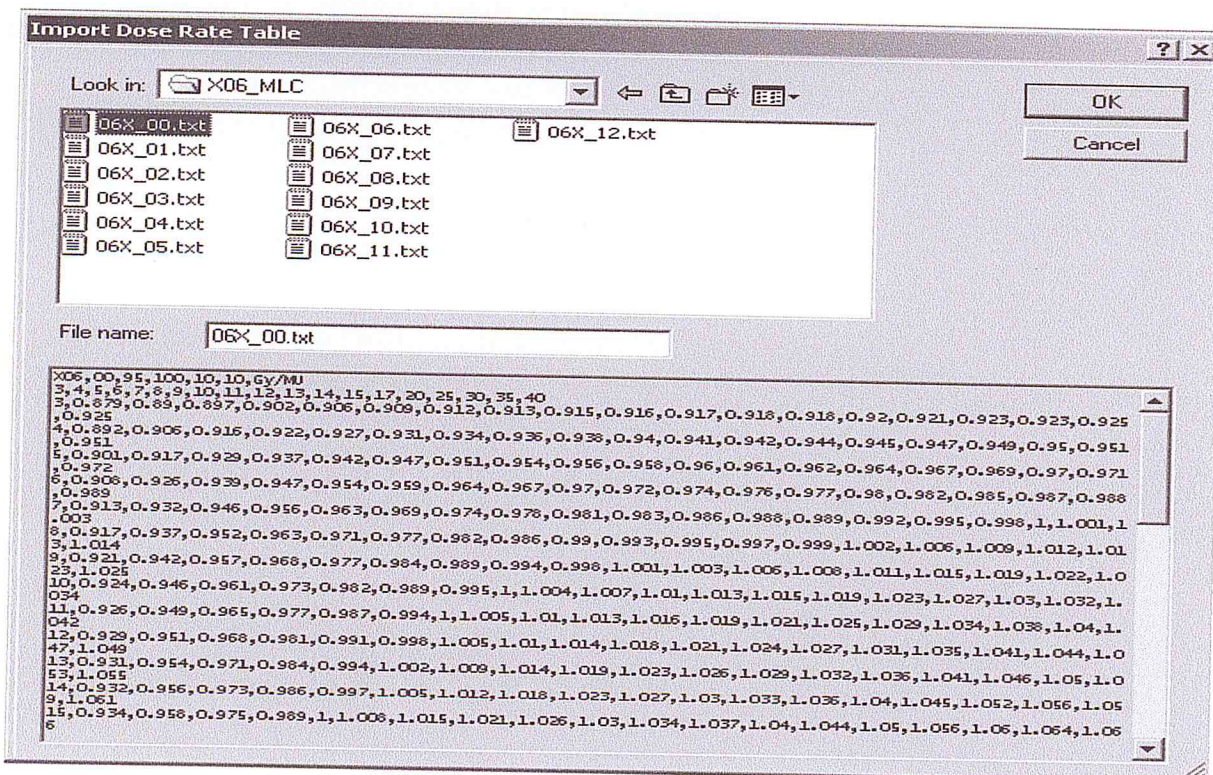
15. Sélectionnez les fichiers avec les mesures de profils diagonaux correspondantes. Vous devez éventuellement taper « * » dans le champ *File name* pour visualiser tous les fichiers du répertoire. Lorsque vous sélectionnez les courbes de données dans la fenêtre Mesures dans les fichiers sélectionnés (*Measurements in selected files*), vous pouvez afficher l'aperçu des données mesurées. Si vous ne souhaitez importer que partiellement les données stockées dans le fichier, cochez la case pour l'importation interactive, Revoir les courbes de données pendant l'importation (*Review data curves during import*).



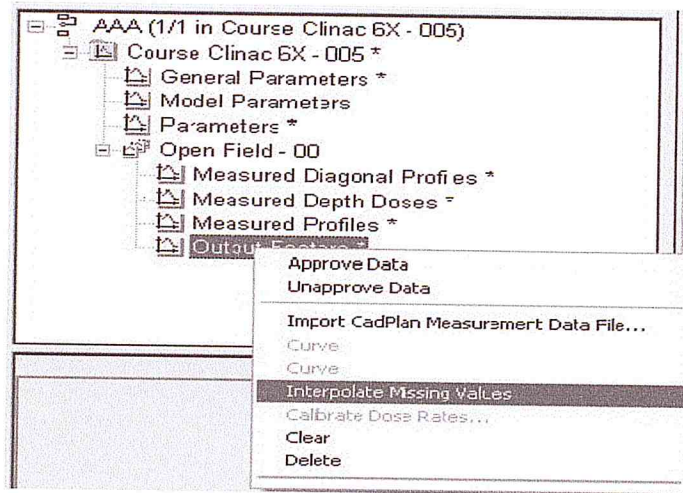
- Répétez les procédures 13 à 15 pour les doses mesurées en profondeur et les profils mesurés.
- Cliquez avec le bouton droit de la souris sur Champ ouvert – 00, sélectionnez Importer, puis Facteurs d'ouverture du collimateur (Output Factors).



- Localisez le répertoire et le fichier avec la table Facteurs d'ouverture du collimateur (*Output Factors*). Vous devez éventuellement taper « * » dans le champ *File name* pour visualiser tous les fichiers du répertoire. Pour poursuivre, cliquez sur OK. (Si nécessaire, confirmez le message concernant la conversion des UM/Gy en Gy/UM en cliquant sur OK).



19. Cliquez avec le bouton droit de la souris sur Facteurs d'ouverture du collimateur (*Output Factors*) et sélectionnez Interpoler des valeurs manquantes (*Interpolate Missing Values*).

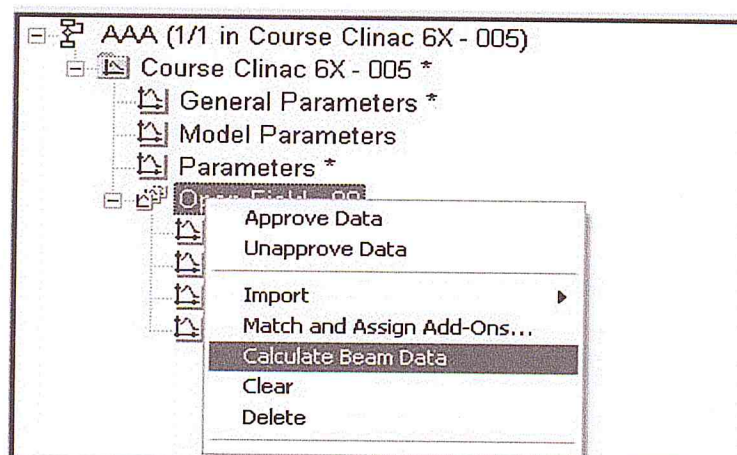


20. Définissez la géométrie de mesure dans la section *Output Factors – Parameter View*.

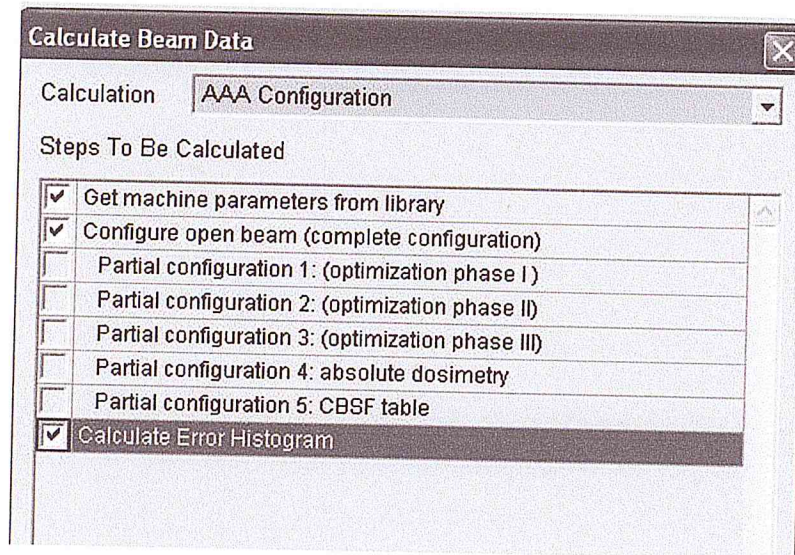
150.0	0.000	0.000	0.932	0.958	0.975	0.983	0.997
150.0	0.000	0.000	0.934	0.958	0.975	0.983	1.000
160.0	0.000	0.000	0.935	0.959	0.977	0.991	1.002
170.0	0.000	0.000	0.936	0.961	0.979	0.993	1.004
180.0	0.000	0.000	0.938	0.962	0.981	0.995	1.006

Output Factors - Parameter View	
Source-phantom distance [mm]	950.0
Detector depth from phantom surface [mm]	50.0

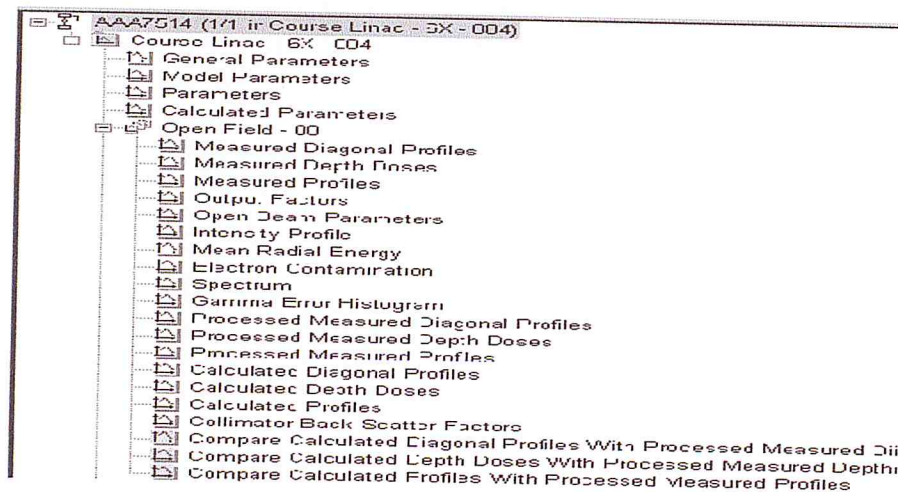
21. Sélectionnez l'accessoire correspondant, cliquez avec le bouton droit de la souris, puis sélectionnez Calculer des données de faisceau (*Calculate Beam Data*). Confirmez en cliquant sur OK le message "Toutes les données vont être enregistrées" (*All data will be saved*).



22. Sélectionnez « Configurer le faisceau à champ ouvert (Configure Open beam (complete configuration)) » ainsi que « Get machine parameters from library » et « Calculate Error Histogram » puis lancez le calcul des données de faisceau en cliquant sur OK.



23. Notez que le calcul des données de faisceaux prend plus temps que la configuration de l'algorithme PBC. Les données suivantes pour le champ ouvert doivent être disponibles lorsque le calcul est achevé:



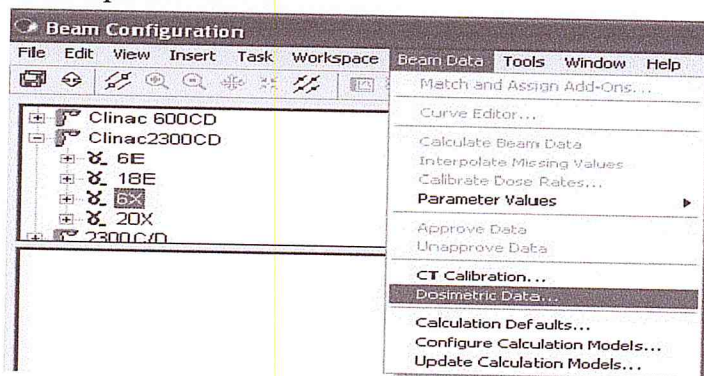
24. Enregistrez toutes les données.



II. Données dosimétriques

Certains paramètres ne dépendent que de la machine de traitement et de l'énergie et non pas du modèle de calcul (PBC, AAA, DVO), même si certains d'entre eux ne sont utilisés que par l'un ou l'autre :

- Transmission Cache, Plaque et MLC.

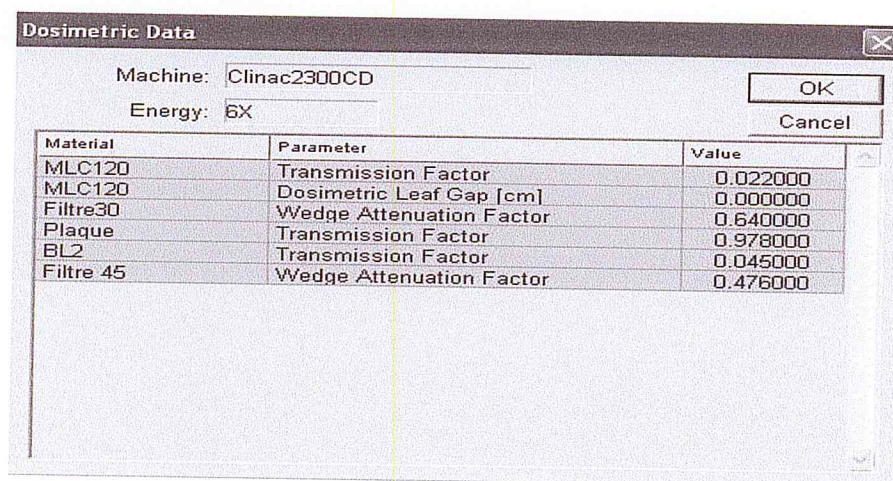


- Leaf Gap dosimétrique du MLC
- Atténuation du compensateur....

Par conséquent, il est possible qu'ils aient déjà été entrés (à la configuration du PBC) et qu'il ne soit plus nécessaire de les entrer de nouveau.

1. Sélectionnez l'énergie sous la machine, puis l'option « *Dosimetric Data* » dans le menu « *Beam data* ».

2. Entrez les paramètres correspondants :

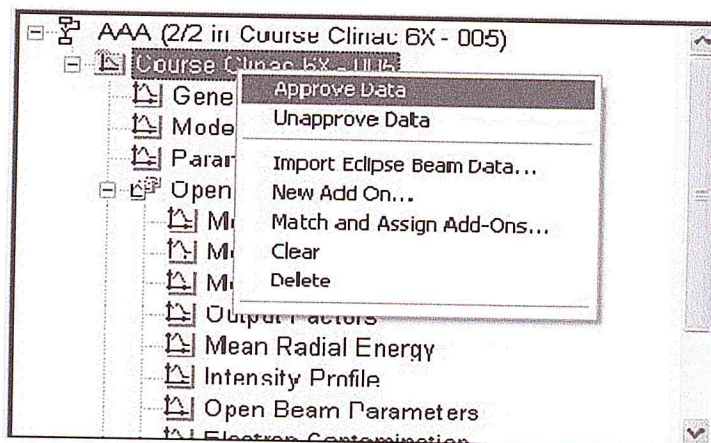


3. Enregistrez toutes les données.

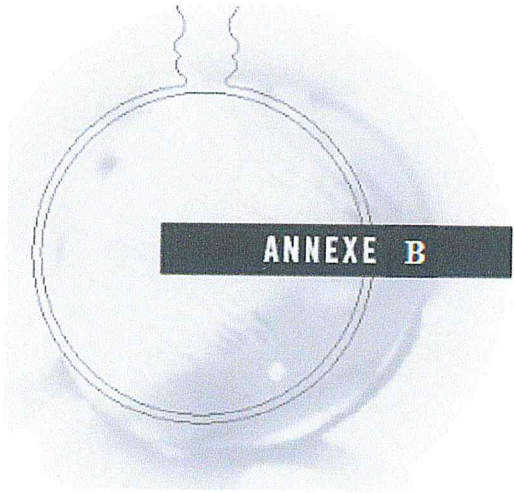
III. Approuver les données

Pour que le faisceau configuré soit calculé, les données doivent être approuvées.

1. Cliquez avec le bouton droit de la souris sur le nom de la machine de thérapie, sélectionnez Approuver des données (*Approve Data*), puis confirmez en cliquant sur OK le message indiquant que toutes les données seront enregistrées.



2. L'énergie correspondante peut maintenant être utilisée pour le calcul dans l'espace de travail *Analyse de faisceau*, ainsi que pour la tâche *Planification de radiothérapie*.



**Worksheet for the determination of the absorbed dose to water
in a high-energy photon-beam**

User: **Centre Anti Cancer de Blida** Date: _____

1. Radiation treatment unit and reference conditions for $D_{w,Q}$ determination

Accelerator: **VARIAN CLINAC 2100C**

Nominal dose rate: _____ MU min⁻¹ Nominal Acc Potential: **18** MV

Reference phantom: **water** Beam quality, Q ($TPR_{20,10}$): **0,784**

Reference field size: **10x10** cm x cm Set up: SSD SAD

Reference depth z_{ref} : **10,0** g cm⁻² Reference distance: **10** cm

2. Ionization chamber and electrometer

Ion. chamber model: **PTW 31003 flexible** Serial No.: **141**

Chamber wall material: **PMMA** thickness: **0,078** g cm⁻²

Waterproof sleeve material: _____ thickness: _____ g cm⁻²

Phantom window material: _____ thickness: _____ g cm⁻²

Abs. dose-to-water calibration factor ^a $N_{D,w,Q_0} =$ **0,0984** Gy/nC Gy/rdg

Calibration quality Q_0 : Co-60 photon beam Calibration depth: **5** g cm⁻²

If Q_0 is photons, give $TPR_{20,10}$:

Reference conditions for calibration

P_0 : **101,3** kPa T_0 : **20,0** °C Rel. humidity: **50** %

Polarizing potential V_1 : **-400** V

Calibration polarity: +ve -ve corrected for polarity effect
User polarity: +ve -ve

Calibration laboratory: **SSDL** Date: _____
Electrometer model: _____ Serial no.: _____
Calib. separately from chamber: yes no Range setting: _____
If yes Calibration laboratory: _____ Date: _____

3. Dosimetry reading ^b and correction for influence quantities

Uncorrected dosimeter reading at V_1 and user polarity: **8,165** nC rdg

Corresponding accelerator monitor units: **100** MU

Ratio of dosimeter reading and monitor units: $M_1 =$ **0,0817** nC/MU rdg/MU

(i) P : **99,5** kPa T : **17,4** °C Rel. humidity: **50** %

$$k_{T,P} = \frac{(273.2 + T) P_0}{(273.2 + T_0) P} = \mathbf{1,010}$$

(ii) Electrometer calibration factor k_{elec} : nC/rdg dimensionless

(iii) Polarity correction ^a rdg at $+V_1$ $M_+ =$ **8,165** rdg at $-V_1$: $M_- =$ **8,124**

$$k_{pol} = \frac{|M_+| + |M_-|}{2M} = \mathbf{0,997}$$

(iv) Recombination correction (two-voltage method)

Polarizing voltages: V_1 (normal) = **-400** V V_2 (reduced) = **100** V

Readings at each e^- V: M_1 = **8,165** M_2 = **8,147**

Beam type: pulsed pulsed-scanned

Voltage ratio V_1 / V_2 = **-4,0000** Ratio of read. M_1 / M_2 = **1,002**

a_0 = 12,6930 a_1 = -28,2240 a_2 = 16,5190

$$k_s = a_0 + a_1 \left(\frac{M_1}{M_2} \right) + a_2 \left(\frac{M_1}{M_2} \right)^2 = \mathbf{0,999} \text{ r.g}$$

Corrected dosimeter reading at the voltage V_1 :

$$M_Q = M_1 k_{TP} k_{elec} k_{pol} k_s = \mathbf{8,2139E-02} \quad \text{[x] nC / MU} \quad \text{[] rdg / MU}$$

4. Absorbed dose rate to water at the reference depth, z_{ref}

Beam quality corr. factor for user quality Q: k_{Q,Q_0} = **0,9663**

taken from Table 14 Other, specify:

$$D_{w,Q}(z_{ref}) = M_Q N_{D,w,Q_0} k_{Q,Q_0} = \mathbf{7,8103E-03} \text{ Gy / MU}$$

5. Absorbed dose rate to water at the depth of dose maximum, z_{max}

Depth of dose maximum: z_{max} = **3,00** g cm^{-2}

(i) SSD set-up

Percentage depth-dose at z_{ref} for a 10x10 cm x cm field size

$$PDD(z_{ref} = 10,0 \text{ g } cm^{-2}) = \mathbf{79,06} \%$$

Absorbed-dose rate at z_{max} :

$$D_{w,Q}(z_{max}) = 100 D_{w,Q}(z_{ref}) / PDD(z_{ref}) = \mathbf{9,8789E-03} \text{ Gy / MU}$$

(ii) SAD set-up

TMR at z_{ref} for a 10 cm x 10 cm field size:

$$TMR(z_{ref} = 10,0 \text{ g } cm^{-2}) =$$

Absorbed-dose rate at z_{max} :

$$D_{w,Q}(z_{max}) = D_{w,Q}(z_{ref}) / TMR(z_{ref}) = \text{Gy / MU}$$

Notes:

GLOSSAIRE

AAA :	Anisotropic Analytical Algorithm
AAPM :	American Association of Physicists in Medicine
IAEA :	International Atomic Energy Agency
ICRU :	International Committee on Radiation Units and Measurements
CAC :	Centre Anti Cancer
CT :	Computed Tomographie
DSD :	Distance Source Détecteur
DVH :	Dose Volume Histogram
FOC :	Facteur Overture Collimateur
KERMA :	Kinetic Energy Released per unit Mass in the Medium
KERNEL :	(scatter kernel, energy deposition kernel) : concept décrivant la distribution de l'énergie dans un milieu autour d'un site d'interaction d'un photon primaire.
MC :	Monte Carlo
MNCPX :	Monte Carlo N Particules X
MPS	Modified Phase Space
MU :	Monitor Units
PDD :	Percentage Depth Dose
SSD :	Source Surface Distance.
TAR :	Tumor Air Ratio
TERMA	Total Energy Released per unit Mass
TMR :	Tumor Maximum Ratio
TPR :	Tumor Phantom Ratio
TRS :	Technical Reports Series