

Université Saâd DAHLAB de Blida



Faculté des Sciences

Département de : Physique.

Mémoire Présenté par :

ALLOUT Mohammed

En vue d'obtenir le diplôme de Master

Domaine : Sciences de la matière.

Filière : Physique.

Spécialité : Physique médical.

Option : Radiothérapie.

**Sujet : Commissioning d'un algorithme de calcul de dose
"GGPB" en mode électrons, implémenté dans le système de
planification de traitement Eclipse.**

Soutenu le : 04 juin 2011, devant le jury composé de :

M.R.KHELIFI	Maître de conférences A, USD Blida	Président
M.S.KHOUDRI	Attaché de recherche	Rapporteurs
M.B.HOCINI	Maître assistant A, USD Blida	Examineurs
M.M.CHEKIRINE	Maître assistant A, USD Blida	Examineurs

Résumé

La radiothérapie constitue une modalité très importante des traitements des tumeurs cancéreuse par les rayonnements ionisants délivrés par les machines de haute tension telle que les accélérateurs linéaires produisant des faisceaux de photons et d'électrons de haute énergie. Le commissioning c'est le processus suivi par un physicien (responsable pour faire le commissioning), qui démontra la performance positive des nouveaux matériels médical de la radiothérapie, telle que l'accélérateur linéaire, convenable pour service clinique.

L'objectif de ce travail c'est de prendre connaissance de la procédure du commissioning d'un nouveau modèle de calcul en mode électrons GGPB (Generalized Gaussian Pencil Beam). Cet algorithme est implémenté dans le système de planification de traitement Eclipse développé par firme Varian Médical, a nécessité moins de données expérimentales comparativement à l'ancien algorithme Pencil Beam utilisé par le système de planification de traitement Theraplan Plus.

L'acquisition expérimentale des données vont permettre la mise en application de l'algorithme GGPB en routine clinique (électron thérapie pour traiter des localisations cutanées et peu superficielle).

Abstract

The radiotherapy constitutes a very significant method of the treatments of the tumors cancerous by ionizing radiations delivered by the machines of high voltage such as the linear accelerators producing beams of the X-rays and electrons of high energy. The commissioning it is the process followed by a physicist (responsible to do it commissioning), which showed the positive performance of the new materials medical of the radiotherapy, such as the linear accelerator, suitable for service private clinic.

The objective of this work is to take note of the procedure of commissioning of a new model of calculation in mode electrons GGPB (Generalized Gaussian Pencil Beam). This algorithm is implemented in the treatment planning system Eclipses

developed by medical Varian firm, required minimal of the experimental data compared to the old Pencil algorithm Beam used by the treatment planning system Theraplan Plus.

The experimental acquisition of the data will allow the implementation of algorithm GGPB in clinical routine (electron therapy to treat localizations cutaneous and not very surface).

ملخص

العلاج الإشعاعي هو وسيلة مهمة جدًا لعلاج الأورام السرطانية بالإشعاع المؤين الذي تلقه الآلات ذات الضغط العالي مثل المسرعات الخطية المنتجة للأشعة السينية والإلكترونات ذات الطاقة العالية. الكوميسيونينغ هو سير إجراء) يتبعه الفيزيائي (المسؤول عن القيام بالكوميسيونينغ)، الذي سيثبت النتائج الإيجابية للأجهزة الطبية الجديدة للعلاج بالأشعة، مثل المسرع الخطي، ملائمة للخدمات العيادية.

هدف هذا البحث التعرف على إجراء الكوميسيونينغ لنوع جديد للحساب، في صيغة الإلكترونات، ج ج ب ب (شعاع قلم غوص العام). هذه الخوارزمية منقذة في نظام التخطيط العلاجي إكلبيس مطورة من طرف شركة فاريون ميدكال، تُلزم بمعطيات تجريبية قليلة مقارنة مع الخوارزمية القديمة شعاع قلم مستعملة في نظام التخطيط العلاجي ثيرابلون پلیس.

الأخذ التجريبي للمعطيات يسمح بتطبيق خوارزمية ج ج ب ب في الروتين العيادي (إلكترون علاجي لعلاج الأورام الجلدية والسطحية).

Remerciements

Au terme de cette étude, je remercie avant tout "DIEU" tout puissant de m'avoir guidé durant les années d'études à la réalisation de ce travail.

Je voulais adresser mes vifs remerciements à mes parents et ma famille qu'ils étaient toujours proches de moi par leurs encouragements.

Je tiens à remercier vivement mon directeur de thèse monsieur "KHOUDRI Saad", qui a accepté de me prendre par la main pour mener ce travail jusqu'à son aboutissement, et pour ses aides, ses conseils, malgré toutes les difficultés.

Je remercie également le président et les membres du jury qui ont accepté d'examiner mon travail.

Un remerciement pour le chef de département physique M.A. ALI MESSAOUD pour son aide et encouragement.

Je tiens à remercier vivement tous les membres de l'équipe de recherche de laboratoire de l'interaction rayonnement matière (LIRM) de département physique.

Je remercie aussi mes amis de la promotion du physique médicale et tout le personnel du département de physique de l'université de Saad DAHLEB.

Liste des tableaux

<i>TAB .1. Résultats obtenu pour calculer la position de la source virtuelle.....</i>	<i>33</i>
<i>TAB .2. Résultats trouver lors de calcul de rendement des électrons 12 MeV.....</i>	<i>37</i>
<i>TAB .3. Données initiales du faisceau.....</i>	<i>53</i>
<i>TAB .4. Caractéristiques de la chambre plate « Roos ».....</i>	<i>61</i>
<i>TAB .5. Comparaison des données dosimétriques nécessaires entre Pencil Beam et GGPB.</i>	<i>65</i>

Liste des figures

<i>Fig.1. Effet d'ionisation.....</i>	<i>12</i>
<i>Fig.2. éjectant un électron Auger.</i>	<i>12</i>
<i>Fig.3. Ejection d'électron secondaire.....</i>	<i>12</i>
<i>Fig.4. Effet d'excitation.....</i>	<i>13</i>
<i>Fig.5. Rayonnement de freinage (BremsStrahlung).</i>	<i>14</i>
<i>Fig.6. Variation du TEL en fonction de la vitesse de l'ion incident</i>	<i>16</i>
<i>Fig.7. Pouvoir d'arrêt massique des trois particules : alpha, proton et l'électron dans l'eau.....</i>	<i>17</i>
<i>Fig.8. Pouvoir d'arrêt électronique et nucléaire des particules α dans l'air</i>	<i>18</i>
<i>Fig.9. Pouvoir d'arrêt massique des électrons dans l'eau.....</i>	<i>19</i>
<i>Fig.10. Pouvoir d'arrêt massique des électrons dans le Plomb.</i>	<i>19</i>
<i>Fig.11. longueurs de trajectoires des électrons dans l'eau et le plomb</i>	<i>20</i>
<i>Fig.12. Comparaison de la dose absorbée et du Kerma en fonction de la profondeur dans un milieu.....</i>	<i>23</i>
<i>Fig.13. Représentation schématique de l'établissement de l'équilibre électronique entre A et B, est réalisé l'équilibre électronique pour des électrons de 1MeV.....</i>	<i>23</i>
<i>Fig.14. Distribution de la fluence différentielle en énergie d'un faisceau d'électron émis par un accélérateur linéaire.....</i>	<i>24</i>
<i>Fig.15. Principaux composants d'un accélérateur linéaire d'électrons.....</i>	<i>25</i>
<i>Fig.16. Contamination des chambres moniteurs par les électrons rétrodiffusés par les mâchoires du collimateur principal</i>	<i>26</i>
<i>Fig.17. Distribution des électrons en énergie.....</i>	<i>27</i>
<i>Fig.18. Variation relative du FOC avec l'ouverture carré du collimateur pour différentes faisceaux d'électrons, pour une DSP 110 cm.....</i>	<i>29</i>
<i>Fig.19. Différentes dimensions d'applicateur</i>	<i>30</i>
<i>Fig.20. Position de la source effective des électrons et de la source virtuelle ponctuelle.....</i>	<i>31</i>

<i>Fig.21. Influence de l'énergie des électrons sur la variation du débit de dose en fonction de la distance de la source à l'entrée du milieu.....</i>	<i>32</i>
<i>Fig.22. Influence des dimensions du faisceau sur la variation du débit de dose en fonction de la distance de la source à l'entrée du milieu, pour des électrons d'E 6 MeV...</i>	<i>32</i>
<i>Fig.23. \sqrt{D} en fonction de la distance g(cm) : applicateur - eau</i>	<i>33</i>
<i>Fig.24. Courbe de rendement d'un faisceau d'électrons</i>	<i>34</i>
<i>Fig.25. Courbe de rendement d'un faisceau d'électrons 12 MeV.....</i>	<i>38</i>
<i>Fig.26. Profil de dose pour un faisceau d'électrons de 12 MeV et un champ de 25 x 25 cm².....</i>	<i>41</i>
<i>Fig.27. Courbes Isodoses</i>	<i>42</i>
<i>Fig. 28. La géométrie de l'algorithme GGPB tridimensionnel</i>	<i>49</i>
<i>Fig. 29. Dispersion du pencil beam dans l'air</i>	<i>49</i>
<i>Fig. 30. Dispersion du pencil beam dans le patient.....</i>	<i>49</i>
<i>Fig. 31. Sommation des trois Gaussiennes</i>	<i>51</i>
<i>Fig. 32. Calcul de la fluence dans l'air</i>	<i>52</i>
<i>Fig. 33. Extended Depth Dose</i>	<i>55</i>
<i>Fig. 34. Composants principaux d'un accélérateur linéaire.....</i>	<i>57</i>
<i>Fig. 35. Accélérateur linéaire.....</i>	<i>59</i>
<i>Fig. 36. Forme d'une chambre d'ionisation plate.....</i>	<i>60</i>
<i>Fig. 37. Chambre d'ionisation plate Type « Roos ».....</i>	<i>61</i>
<i>Fig. 38. Fantôme d'eau PTW 1D.....</i>	<i>61</i>

Table des matières

<i>Introduction</i>	9
<i>Chapitre I : GENERALES</i>	10
<i>I.1. Interaction des électrons avec la matière</i>	11
<i>I.1.1. les électrons</i>	11
<i>I.1.2. La collision inélastique</i>	11
<i>I.1.2.1. Effet d'ionisation</i>	11
<i>I.1.2.2. Effet d'excitation</i>	13
<i>I.1.3. Interaction coulombienne</i>	13
<i>I.2. Coefficient d'interaction des particules chargées avec la matière</i>	14
<i>I.2.1. Transfert d'énergie linéique TEL</i>	14
<i>I.2.2. Densité linéique d'ionisation DLI</i>	16
<i>I.2.3. Pouvoir d'arrêt massique (stopping power)</i>	16
<i>I.2.4. Portée (Parcours)</i>	20
<i>I.3. Grandeurs dosimétriques</i>	21
<i>I.3.1. CEMA</i>	21
<i>I.3.2. DOSE absorbée</i>	21
<i>I.3.3. Équilibre électronique</i>	22
<i>I.4. Paramètres dosimétriques caractérisant les faisceaux d'électrons</i>	23
<i>I.4.1. Description du spectre d'énergie d'un faisceau d'électrons</i>	23
<i>I.4.2. Spécification de la qualité des faisceaux d'électrons</i>	28
<i>I.4.3. Facteur d'ouverture collimateur</i>	29
<i>I.4.4. Détermination de la position de la source virtuelle ponctuelle</i>	30
<i>I.4.5. Description d'une courbe de rendement en profondeur</i>	34
<i>I.4.6. Détermination pratique des énergies du faisceau d'électrons</i>	38
<i>I.4.7. Profils</i>	39
<i>I.4.8. Courbe Isodoses</i>	41

Chapitre II : MODELISATIONS DES FAISCEAUX D'ELECTRONS	43
II.1. Algorithmes de calcul de dose en mode électrons	44
II.1.1. Le Pencil Beam	44
II.1.2. Le Monte Carlo	45
II.1.3. Generalized Gaussian Pencil Beam (GGPB)	48
Chapitre III : IMPLEMENTATION DU GGPB DANS LE SYSTEME TPS ECLIPSE	56
III.1. Acquisition des données faisceaux d'électrons nécessaire pour l'éclipse	57
III.1.1. Matériel et moyens dosimétriques	57
III.1.1.1. Accélérateur	57
III.1.1.2. Chambre d'ionisation	60
III.1.1.3. Fantôme	61
III.1.2. Caractérisation de la qualité des faisceaux	62
III.1.2.1. Choix de l'indice de qualité des faisceaux	62
III.1.2.2. Mesure de la qualité des faisceaux	62
III.1.3. Détermination de la dose absorbée dans l'eau	63
III.1.3.1. Conditions de référence	63
III.1.3.2. Dose absorbée dans l'eau à la profondeur de référence	63
III.2. Tableau comparatif concernant des données dosimétriques nécessaires entre Pencil Beam et GGPB	65
III.3. Configuration du faisceau d'électrons algorithme GGPB	66
Conclusion	67
Annexe	
Références	

INTRODUCTION

La compréhension des phénomènes naturels est un problème posé depuis des siècles. Parmi ces phénomènes essentiels, les rayonnements et leurs interactions. D'ailleurs, les applications de ces rayonnements dans le domaine médical est un sujet d'actualité. Donc, il est nécessaire d'insister sur l'importance de la compréhension des phénomènes des interactions des particules chargées avec la matière, les logiciels et les algorithmes qui simulent ces interactions.

L'objectif de ce travail c'est de prendre connaissance de la procédure du commissioning d'un nouveau modèle de calcul en mode électrons GGPB (Generalized Gaussian Pencil Beam) implémenté dans le (TPS) système de planification de traitement Eclipse développé par la firme Varian médical, afin de l'utilisé en routine clinique (électron thérapie pour traiter des localisations cutanées et peu profonds).

Le chapitre I est consacré à l'étude des électrons, et les aspects fondamentaux de leurs interactions. On commence par une définition générale des électrons, ensuite, les paramètres d'interaction des particules chargés avec la matière, ainsi que les grandeurs dosimétriques des électrons, et on termine par les paramètres dosimétriques caractérisant les faisceaux d'électrons.

Dans le chapitre II, nous présentons les différentes modélisations des faisceaux d'électrons, par des Algorithmes de calcul de dose en mode électrons, tel que le Pencil Beam, le Monte Carlo, et essentiellement la description détaillée du Generalized Gaussian Pencil Beam (GGPB).

Dans le chapitre III, Nous décrivons l'Implémentation du GGPB dans le système TPS Eclipse, et l'acquisition des données faisceaux d'électrons exigée par cet algorithme, et on les compare avec celles exigées par l'ancien algorithme Pencil Beam utilisé pour modélisé les faisceaux d'électrons. A l'issue du chapitre III on décrit les différentes étapes de la configuration GGPB. Enfin on termine par une conclusion générale.

Chapitre I

GENERALTES

I.1. Interaction des électrons avec la matière :

Les interactions possibles des électrons avec la matière sont : la collision élastique, la collision inélastique et le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung).

I.1.1. Les Electrons :

L'électron porte une charge électrique fondamentale négative égale à $-1,6 \times 10^{-19}$ coulombs, et une masse d'environ $9,1 \times 10^{-31}$ kg (environ 1/1 836 fois la masse d'un proton).

L'électron fait partie de la famille de particules appelées « leptons », et est de ce fait considéré, en l'état actuel des connaissances, comme étant une particule *fondamentale*. De plus, l'électron est un fermion : il possède ainsi un spin de valeur 1/2 et suit la statistique de Fermi-Dirac.

Les électrons proviennent des émissions β^- de noyaux radioactifs. Ils sont issus de l'interaction de photons X ou γ avec la matière. Les électrons sont mis en mouvement par exemple par un accélérateur de particules.

I.1.2. La Collision inélastique :

Collision qui se traduit par un transfert d'énergie de l'électron incident aux atomes du matériau (cible) conduisant à une réémission soit d'électrons (secondaire, Auger) soit de photon (RX).

Les mécanismes de la perte d'énergie pour des électrons avec des énergies intermédiaires et basses sont des collisions inélastiques. Ces interactions produites des excitations des électrons et l'ionisation des atomes du milieu.

I.1.2.1. Effet d'ionisation :

Si l'énergie transférée par l'électron incident est supérieure à l'énergie de liaison ($E > 30$ eV) d'un électron de l'atome cible, celui-ci est expulsé du cortège et il y a ionisation de l'atome. Les électrons atomiques concernés sont les électrons fortement

liés de la couche K. pour revenir à son état normale, un électron peut récupérer sa place par émission d'un photon X.

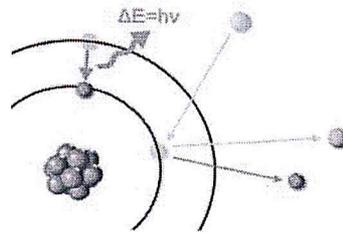


Fig.1. Effet d'ionisation

L'atome peut aussi récupérer son état en éjectant un électron peu lié, appelé « électron Auger ». Dans certaines spectroscopies on détecte ces électrons pour identifier les éléments du matériau.

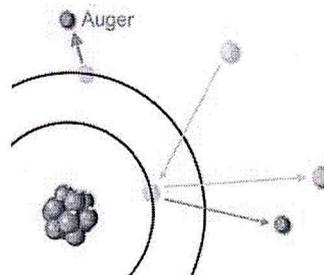


Fig.2. éjection d'électron Auger.

Ejection d'électron secondaire : lorsque un électron est peu lié, celui-ci peut acquérir une énergie suffisante pour être éjecté. On l'appelle électron secondaire. Il a une énergie plus faible que les électrons primaires. Ces électrons subissent des interactions inélastiques dans le matériau.

Si leur énergie est suffisante, certains peuvent être éjectés de la surface du matériau.

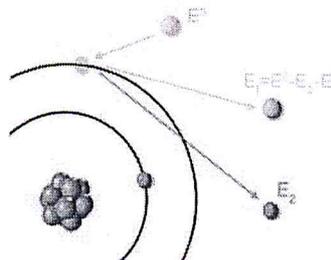


Fig.3. Ejection d'électron secondaire

I.1.2.2. Effet d'excitation :

Si l'énergie transférée par l'électron incident, est exactement égale à la différence entre les énergies de liaison de deux couches électroniques de l'atome cible, un électron de cet atome saute sur une couche moins liée et il y a excitation. Les électrons atomiques concernés sont les électrons faiblement liés des couches externes.

Pour revenir à sa position d'origine, l'électron émet un photon. Le plus souvent un photon X.

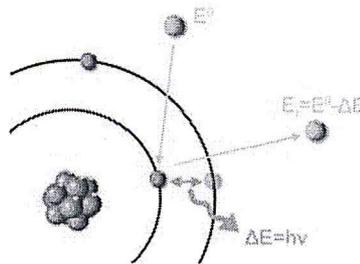


Fig.4. Effet d'excitation.

L'énergie de ce photon ne prend que des valeurs précises, caractéristiques de l'élément des atomes du matériau. On peut alors faire une analyse qualitative en détectant ses photons.

I.1.3. Interaction Colombienne :

Les électrons interagissent avec les noyaux des atomes constituant le milieu traversé. L'électron incident est dévié dans le champ coulombien de l'atome cible et ce changement de trajectoire s'accompagne de l'émission d'un rayonnement X appelé rayonnement de freinage (Bremsstrahlung). Le spectre d'énergie de ce rayonnement est continu, il prend des valeurs de 0 à E.

Ce phénomène ne concerne que les électrons de très fortes énergies (plusieurs MeV) et qui de plus traversent un milieu constitué d'atomes lourds, c'est-à-dire un milieu dense.

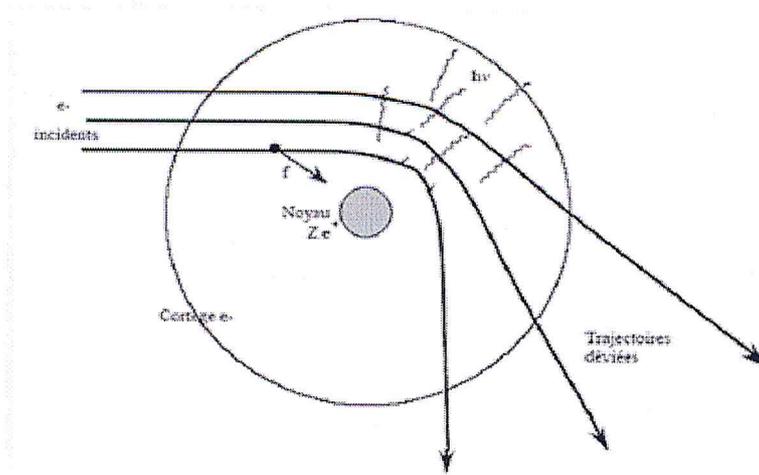


Fig.5. Rayonnement de freinage (Bremsstrahlung).

I.2. Coefficient d'interaction des particules chargées avec la matière :

I.2.1. Transfert d'énergie linéique TEL :

Pour étudier le ralentissement des particules chargées ; et pour évaluer l'énergie perdue par la particule dans le milieu traversé, on introduit la notion de transfert linéique d'énergie qui représente la perte d'énergie par unité de longueur de trajectoire des particules incidentes consécutivement à leurs chocs avec les électrons. Son expression en mécanique relativiste, est donnée par la formule de Bethe sans les corrections [1] :

$$TLE = \left| \frac{dE}{dx} \right| = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_0 v^2} nB \quad (1)$$

Où :

$$B = Z \left[\ln\left(\frac{2m_0 v^2}{I}\right) - \ln\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) - \frac{v^2}{c^2} \right] \quad (2)$$

TLE : s'exprime en (MeV/mm).

n, Z : densité et numéro atomique des atomes du milieu.

v et z : vitesse et charge de la particule.

m_0 et e : masse au repos et charge de l'électron.

c : la vitesse de la lumière dans le vide.

I : constante caractéristique de l'espèce atomique considérée, définie comme une énergie moyenne d'excitation et d'ionisation des atomes du milieu.

Le transfert linéique d'énergie des particules chargées (électrons, positrons), est donné par la formule suivante :

$$\text{TLE} = \left| \frac{dE}{dx} \right| = \frac{2\pi e^4}{m_0 v^2} n \dot{B}$$

$$\text{Où : } \dot{B} = \left[\text{Ln} \left(\frac{m_0 v^2 E}{2 I^2 \left(1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right)} \right) - (\text{Ln} 2) \left(\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} - 1 + \frac{v^2}{c^2} \right) + 1 - \frac{v^2}{c^2} + \frac{\left(1 - \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \right)^2}{8} \right] \quad (3) [2]$$

Dans la formule (4) la charge est alors remplacée par la charge effective z^* . Cette charge effective est calculée par la relation empirique [3] :

$$z^* = z \left[1 - \exp \left(- \frac{v}{v_0 z^{2/3}} \right) \right] \quad (4)$$

$$\text{Où : } v_0 = \frac{e^2}{\hbar} = \frac{c}{137} \quad (5)$$

Pour un milieu composé de N éléments, la loi de Bragg permet de calculer le TEL dans ces milieux :

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{composé}} = \sum_{i=1}^N m_i \left(\frac{dE}{dx} \right)_i \quad (6)$$

Avec : $\left(\frac{dE}{dx} \right)_i$: le pouvoir d'arrêt de l'élément i fraction massique m_i .

A partir de cette étude, on peut aussi montrer que la perte d'énergie est fonction de la distance de pénétration d'une particule dans la matière. Ce type de courbe est connu sous le nom de courbe de Bragg. Etant donné que la perte d'énergie est fonction de l'énergie cinétique, la particule ne perdra pas la même quantité d'énergie à chaque étape de son parcours. Elle est beaucoup plus ionisante au début de sa trajectoire. Ce comportement est particulièrement

utilisé dans les applications médicales où l'on désire donner une grande dose de radiation à une certaine distance de la surface.

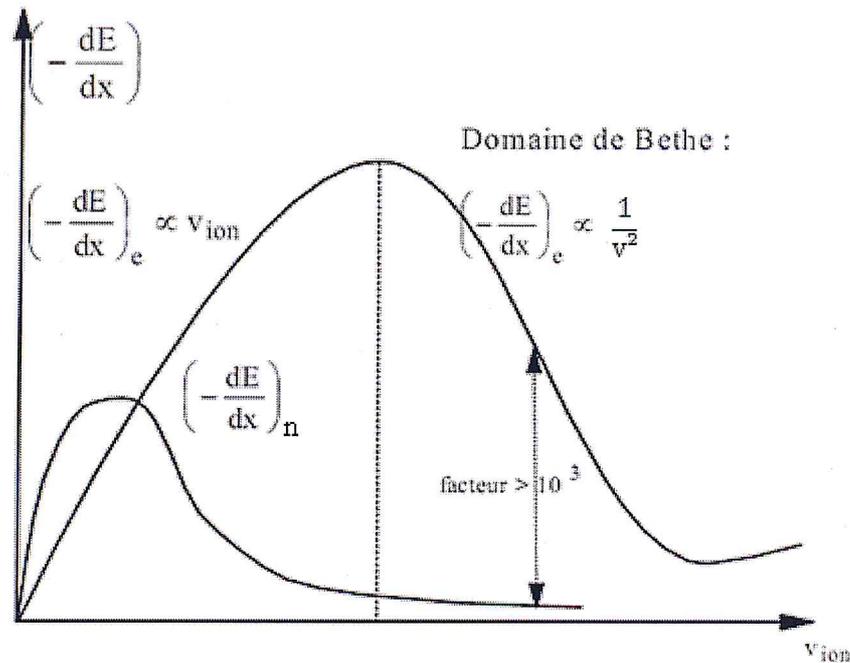


Fig.6. variation du $TEL = \frac{dE}{dx}$ en fonction de la vitesse de l'ion incident.

I.2.2. Densité linéique d'ionisation :

C'est le nombre de paires d'ions créés par unité de longueur de la particule incidente, s'exprimé en (μm^{-1}).

$$DLI = \frac{TEL}{\omega_i} \quad (7)$$

Avec : ω_i : c'est l'énergie moyenne transférée pour chaque ionisation, est donc le double de l'énergie nécessaire à cette ionisation qui dépend peu de la vitesse, la charge des particules et essentiellement du milieu traversé.

Exemple (valeur de ω_i) : 32 eV pour l'eau, 35 eV pour l'air.

I.2.3. Pouvoir d'arrêt massique (Stopping Power) :

Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu donné (solide, liquide), il se produit une interaction électromagnétique avec les électrons de ce milieu à cause de leurs charges.

Cette particule perd son énergie progressivement dans ce milieu. L'élément d'énergie perdue dE par la particule chargée parcourant un élément de distance dl dans un milieu de densité ρ est appelé le pouvoir d'arrêt massique, noté S et donné par la formule suivante :

$$S = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dl} \quad (8)$$

Le Pouvoir d'arrêt massique s'exprime en $(\text{MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1})$.

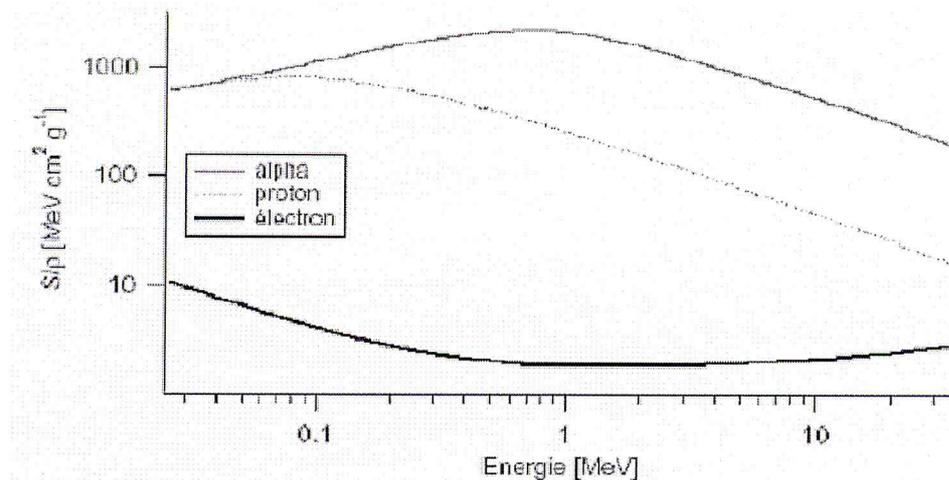


Fig.7. pouvoir d'arrêt massique des trois particules : alpha, proton et l'électron dans l'eau [4].

En réalité, le pouvoir d'arrêt massique est composé de trois termes représentés par la relation suivante :

$$S = S_{el} + S_{rad} + S_{nuc} = \frac{1}{\rho} \cdot \left(\frac{dE}{dl} \right)_{el} + \frac{1}{\rho} \cdot \left(\frac{dE}{dl} \right)_{rad} + \frac{1}{\rho} \cdot \left(\frac{dE}{dl} \right)_{nuc} \quad (9)$$

S_{el} : Le pouvoir d'arrêt massique électronique (ou de collision) dû aux collisions avec les électrons atomiques.

S_{rad} : Le pouvoir d'arrêt massique radiatif provenant des émissions de rayonnement de freinage dans le champ électrique des noyaux ou des électrons atomiques.

S_{nuc} : Le pouvoir d'arrêt massique nucléaire dû aux collisions élastiques coulombiennes dans lesquelles l'énergie de recul est impartie aux atomes. Il ne se rapporte pas à des interactions nucléaires.

Le terme le plus important dans la relation précédente est le premier S_{el} où l'interaction dominante est l'interaction électromagnétique. Elle est donnée par la formule de Bethe qui montre tous les paramètres dépendants des deux particules incidente (de charge z et de vitesse v) et le noyau cible de charge Z où :

$$S_{el} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dl} \right)_{el} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{4\pi z^2 e^4}{m_0 v^2} nZ \left[\text{Ln} \left(\frac{2m_0 v^2}{I} \right) - \text{Ln} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right] \quad (10)$$

; Voir la formule (1).

D'après la formule de Bethe on voit très bien que le pouvoir d'arrêt linéaire varie en $1/v^2$. Autrement dit, l'énergie perdue par la particule incidente est inversement proportionnelle à son énergie cinétique, et proportionnelle à sa charge z et celle du noyau cible Z . Pour le même milieu (cible), la particule alpha perd plus d'énergie que le proton.

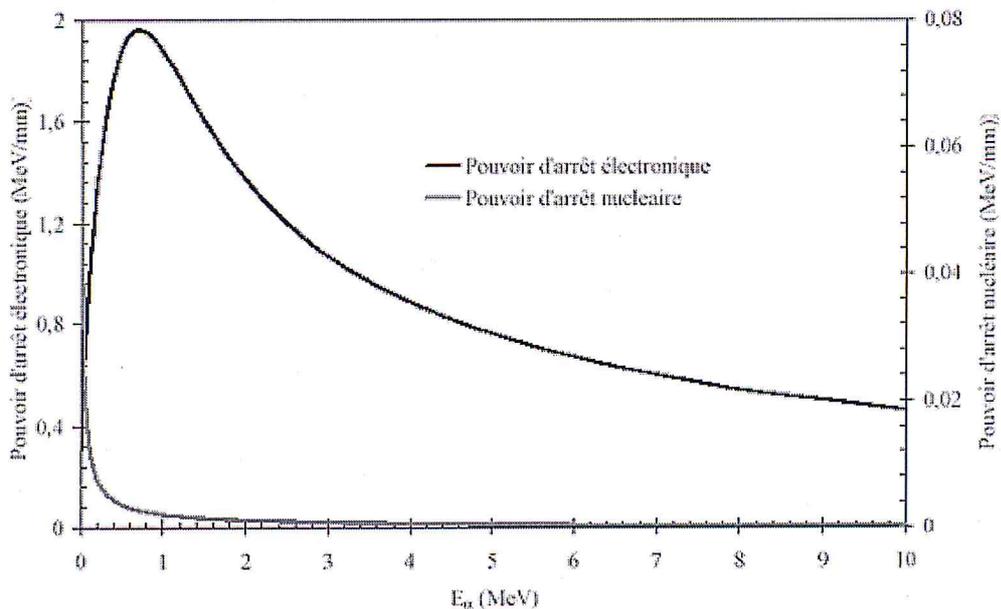


Fig.8. pouvoir d'arrêt électronique et nucléaire des particules α dans l'air [4].

A titre d'exemple, il est représenté Figure 9 pour l'eau (milieu de référence en dosimétrie) et Figure 10 pour le plomb (milieu d'intérêt majeur en radioprotection) [5].

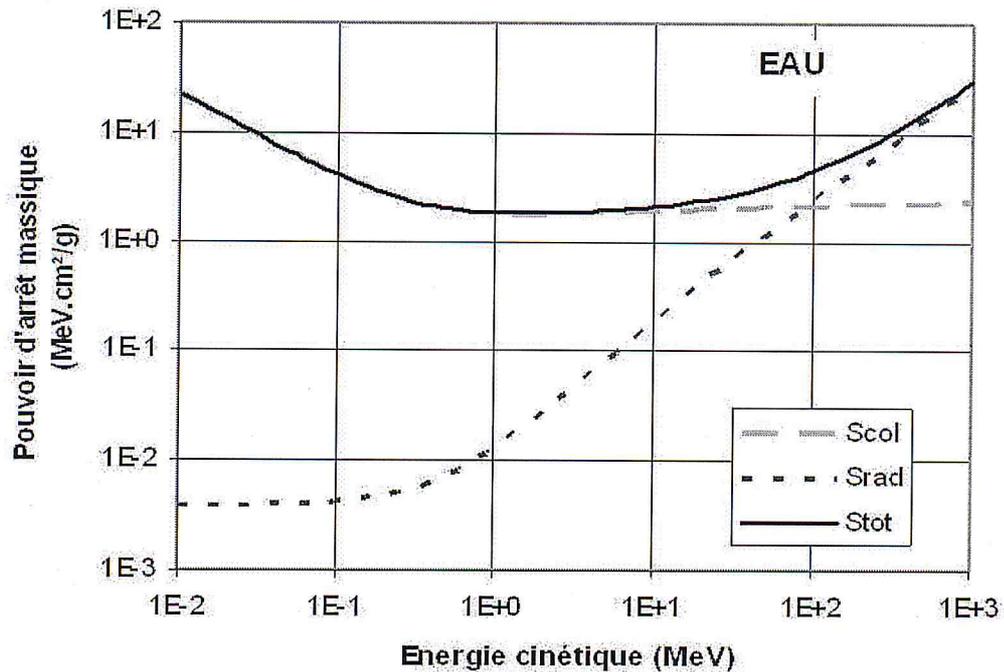


Fig.9.Pouvoir d'arrêt massique des électrons dans l'eau [5].

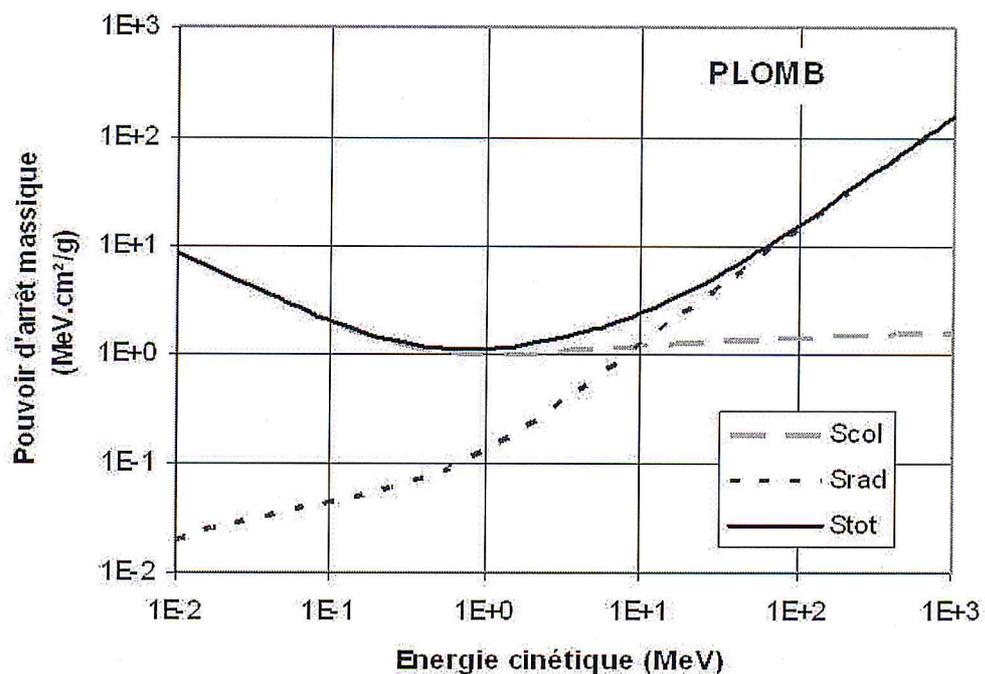


Fig.10.Pouvoir d'arrêt massique des électrons dans le Plomb [5].

- Le graphique relatif à l'eau met en exergue la prépondérance du transfert par collision, Jusqu'à quelques dizaines de MeV dans l'eau. C'est donc l'effet majoritaire en radiothérapie, où l'énergie des rayonnements utilisés est de l'ordre du MeV.
- Au-delà de 100 MeV, le freinage devient majoritaire.
- Le pouvoir d'arrêt (SP) augmente avec Z.

I.2.4. Portée (Parcours) [5] :

Les interactions fondamentales des électrons avec la matière que nous venons d'aborder permettent d'appréhender les différents mécanismes de transfert d'énergie mis en jeu par les électrons, notamment aux énergies de la radiothérapie. Il n'est néanmoins pas possible de considérer les transferts d'énergie mis en jeu à chaque interaction, ce qui rend nécessaire l'utilisation d'une grandeur globale afin de caractériser le comportement moyen d'un faisceau d'électrons mono-énergétiques. Comme cela a été vu plus tôt, les électrons interagissent de façon continue avec le milieu qu'ils traversent et finissent par s'y arrêter une fois la totalité de leur énergie cédée. La distance alors parcourue dépend de l'énergie initiale de l'électron et de la nature du matériau traversé. La Figure 11 présente les parcours d'électrons dont l'énergie varie de 10 keV à 1 GeV dans l'eau et le plomb.

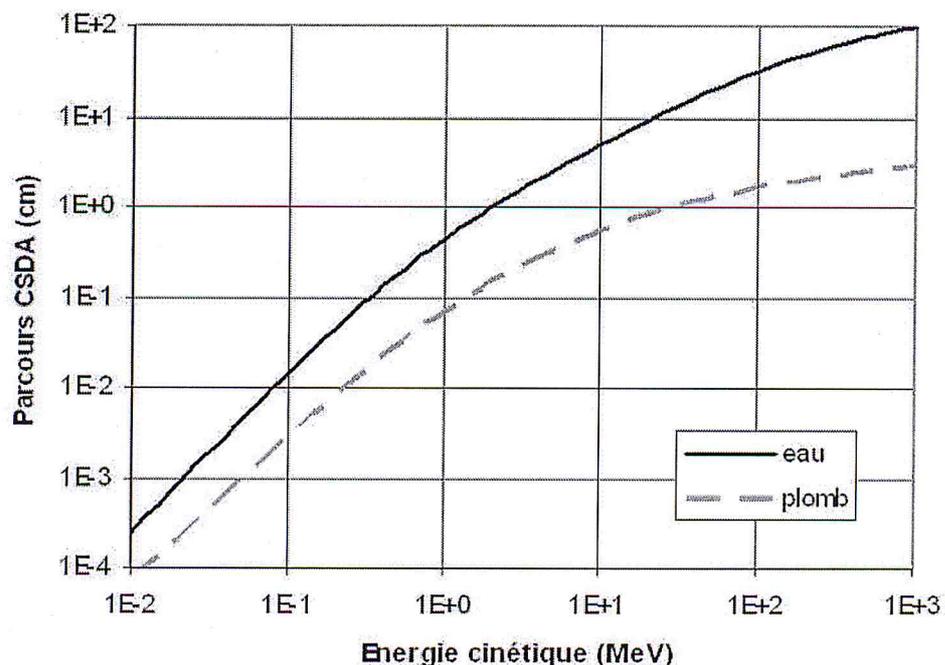


Fig.11. longueurs de trajectoires des électrons dans l'eau et le plomb [5].

Les distances dont il est question ici sont des parcours CSDA (Continuous Slowing-Down Approximation) qui représente le parcours maximal d'une particule. Ce parcours n'est pas directement mesurable à cause des trajectoires erratiques des électrons (dus aux nombreuses collisions) et, globalement, un paquet d'électrons "s'étendra" sur une distance plus petite appelée portée.

Nous pouvons constater, sur la Figure 11, que les distances considérées s'étendent, dans l'eau, de quelques μm , aux alentours de 10 keV, à plusieurs dizaines de cm, au-dessus de la dizaine de MeV (5 mm à 1 MeV et 10 cm à 20 MeV dans l'eau par exemple).

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

I.3. Grandeurs dosimétriques :

I.3.1. CEMA [6] :

CEMA c'est l'énergie perdue par les particules chargées, prend en compte seulement l'énergie perdue lors de la collision. Son unité est le Gray (Gy), équivalent à 1 J/kg.

$$CEMA = \frac{d E_c}{dm} \quad (11)$$

dE_c : énergie perdue par les particules chargées au cours des collisions électroniques inclus les énergies dépensées contre les énergies de liaison et les énergies cinétiques libérées par les électrons secondaires.

dm : élément de la matière.

I.3.2. Dose absorbée :

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

$$D = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm} \quad (12)$$

Cette définition implique que, dans l'élément de masse dm , il y ait un nombre suffisant d'événements individuels de dépôt d'énergie pour que l'évaluation d'une valeur moyenne soit significative.

La dose absorbée est une mesure des effets biologiques significatifs produits par des radiations ionisantes. Son unité est le Gray (Gy), équivalent à 1 J/kg.

Par facilité, nous utiliserons dans la suite du texte le terme « dose » seul pour parler de la dose absorbée.

I.3.3. Equilibre électronique [8]:

Il s'agit d'une notion très importante qui reviendra tout au long de ce travail.

Considérons un volume élémentaire au sein d'un matériau irradié par un faisceau de rayons X. L'énergie cinétique cédée aux électrons à l'intérieur du volume est absorbée à l'intérieur et à l'extérieur du volume, tandis que des ionisations réalisées en dehors du volume peuvent aboutir à un dépôt d'énergie dans le volume.

Dans le cas où l'élément de volume est loin des faces du matériau par rapport au libre parcours des électrons secondaires et si l'atténuation du faisceau de photons est négligeable dans l'élément de volume, on atteint l'équilibre électronique : il y a compensation entre l'énergie des électrons entrants dans le volume et l'énergie des électrons sortants du volume. Si l'on tient compte de l'atténuation du faisceau, nous parlons de quasi équilibre électronique (voir figure 12).

Dans des conditions d'équilibre électronique, il y a presque égalité entre kerma et dose absorbée.

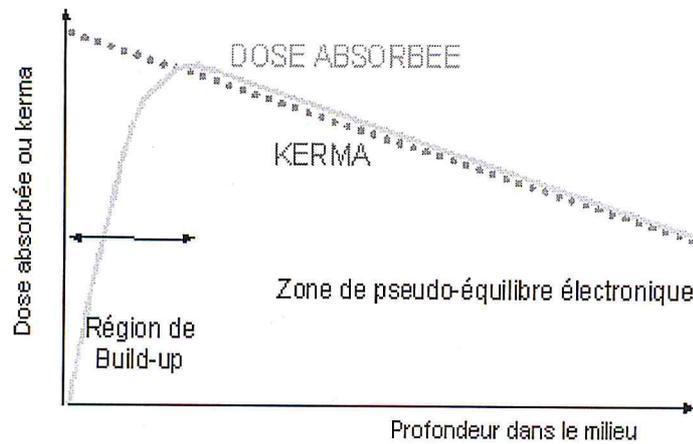


Fig.12. Comparaison de la dose absorbée et du Kerma en fonction de la profondeur dans un milieu.

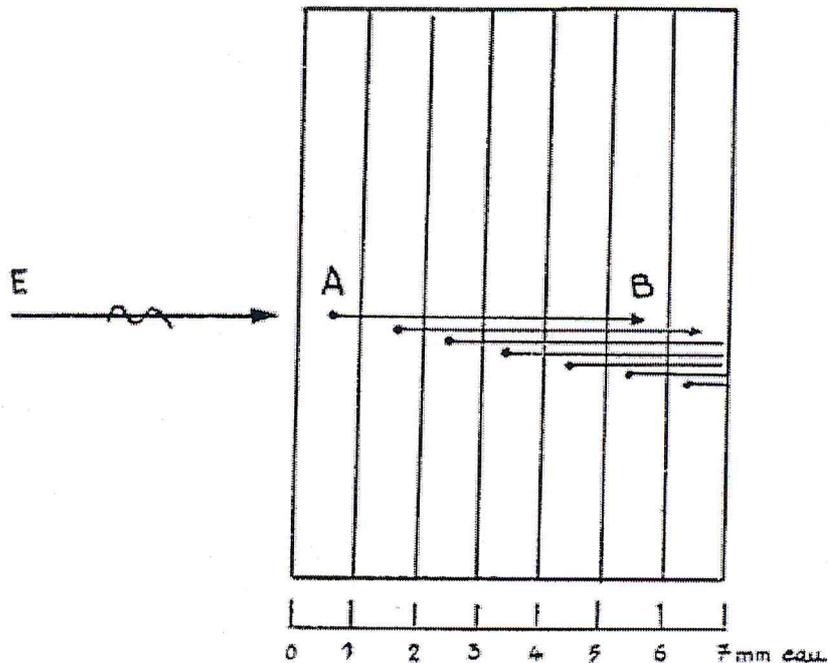


Fig.13. Représentation schématique de l'établissement de l'équilibre électronique entre A et B, est réalisé l'équilibre électronique pour des électrons de 1MeV

I.4. Paramètres dosimétriques caractérisant les faisceaux d'électrons :

I.4.1. Description du spectre d'énergie d'un faisceau d'électrons [6, 9]:

Le spectre d'énergie d'un faisceau d'électrons dépend de la dispersion intrinsèque de l'énergie de faisceau de l'accélérateur. Le faisceau est aussi fortement modifier par la diffusion et par la perte d'énergie dans les différents matériaux à travers lesquelles le faisceau passe.

La distribution différentielle en énergie d'un faisceau d'électrons après le passage à travers une tranche de matériau a la forme générale présentée dans la **Fig.14**.

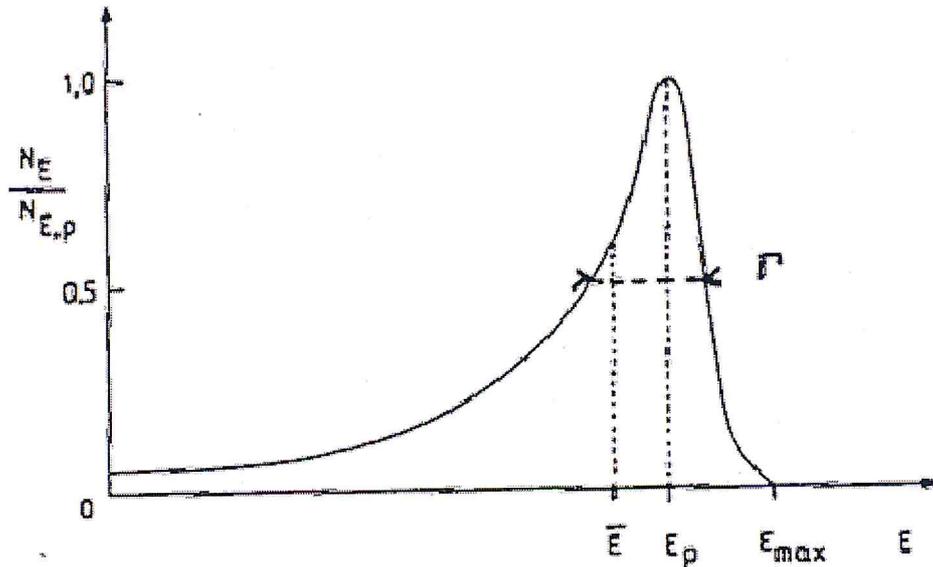


Fig.14. Distribution de la fluence différentielle en fonction de l'énergie d'un faisceau d'électron émis par un accélérateur linéaire [10].

Le spectre est délimité par une énergie maximale E_{\max} donnée, E_p est l'énergie modale, c'est-à-dire l'énergie la plus probable correspondant au pic de la distribution d'énergie. \bar{E} est l'énergie moyenne de la fluence de particule, tel que :

$$\bar{E} = \frac{\int_0^{E_{\max}} \phi_E E dE}{\int_0^{E_{\max}} \phi_E dE} \quad (13)$$

Et Γ c'est la dispersion en énergie, c'est-à-dire la dispersion à la moitié du maximum du spectre en énergie.

La qualité du faisceau peut être exprimée d'une manière pratique au moyen de deux de ces paramètres : \bar{E}_0 , $E_{p,0}$.

Le faisceau modifié passe à travers la fenêtre du tube à vide (dans lequel une certaine diffusion a lieu) avant de subir la modification et la collimation finales. **Fig.15**.

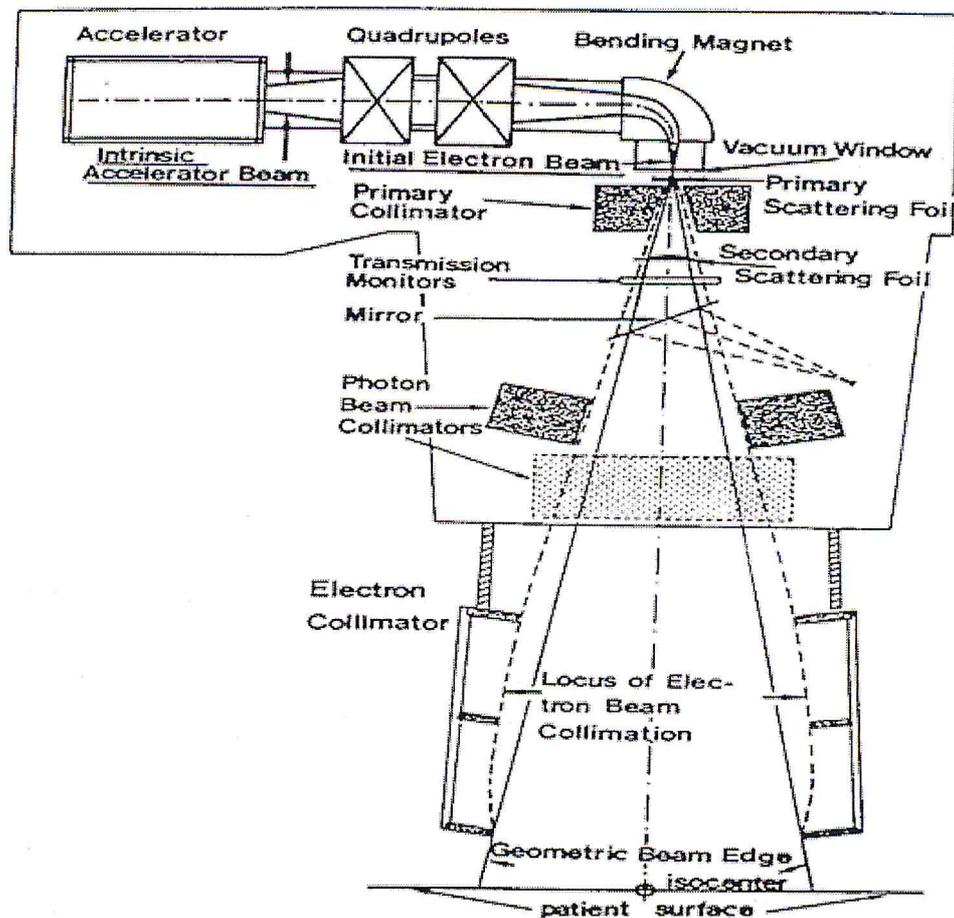


Fig.15. Principaux composants d'un accélérateur linéaire d'électrons [11].

Pour assurer des distributions de dose convenable, le faisceau initial d'électrons doit être élargi, et uniformisé. Les méthodes les plus communes utilisent une feuille de diffusion dont le matériau a un Z élevée, soit une série de feuilles de diffusions ou des quadripôles.

Ces deux dernières méthodes surmontent la perte d'énergie excessive, la dispersion d'énergie et la contamination par les rayons X résultant d'une simple feuille de diffusion de Z élevée.

Après cette étape d'élargissement et d'uniformité, les électrons passent généralement à travers une chambre moniteur puis à travers une distance d'air avant d'attendre la surface du fantôme. De plus le faisceau doit être collimaté pour être utilisé à des fins cliniques ou autres.

Une petite partie des électrons frappant les parois du collimateur est rétrodiffusée vers le faisceau principal. L'uniformité du faisceau et la forme des courbes isodopes peuvent varier considérablement avec la taille du champ et l'indice de collimation pour diverses formes de collimateur car le collimateur agit comme une source secondaire d'électrons, certains de ces collimateurs étant conçus sous forme de diaphragmes plats et permettant un ajustement continu de la taille du champ.

Le spectre d'électron à la surface du fantôme $E_{P,0}$ dépende fortement des matériaux à travers lesquels le faisceau initial d'électrons passe ainsi que de la conception du collimateur (**Fig.16**), cependant que l'énergie modale $E_{P,0}$ du spectre peut être exprimée par l'équation suivante :

$$E_{P,0} = E_{P,i} - \sum S_{coll} \cdot x \quad (14)$$

Où $E_{P,i}$, $E_{P,0}$ sont les énergies modales respectivement du faisceau initial et du faisceau à la surface du fantôme.

S_{coll} : le pouvoir d'arrêt linéaire de collision pour l'électron d'énergie $E_{P,i}$ dans le matériau d'épaisseur x .

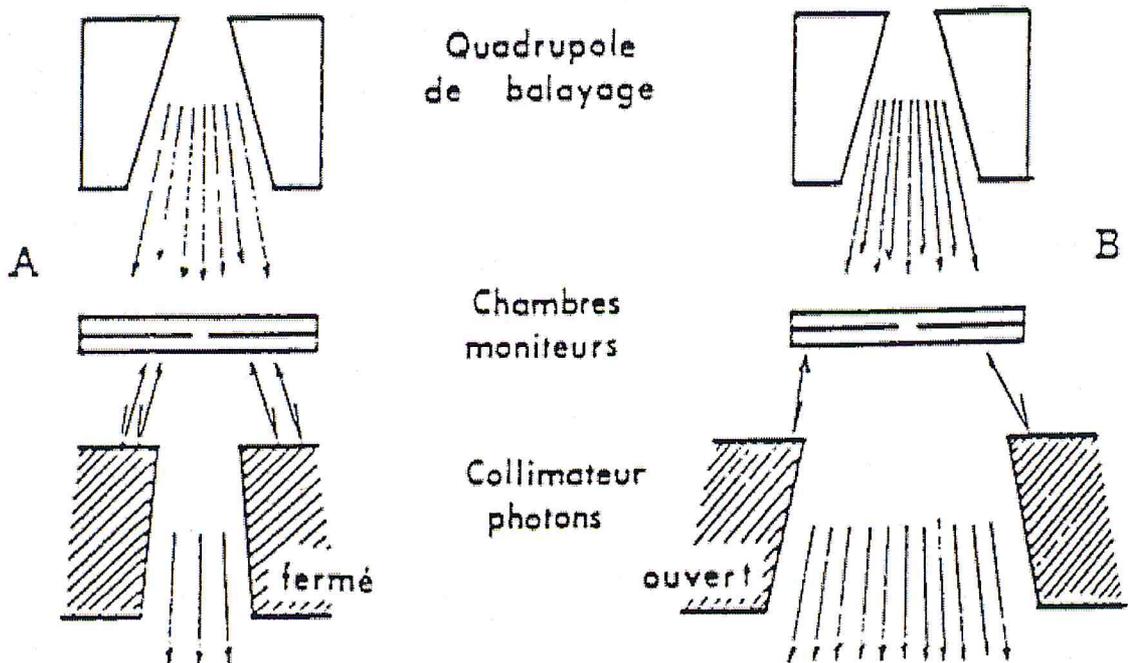


Fig.16. Contamination des chambres moniteurs par les électrons rétrodiffusés par les mâchoires du collimateur principal [12].

A : le collimateur est fermé, la contamination est importante et entraîne une chute du débit.

B : le collimateur est largement ouvert, l'indication des chambres moniteurs est due uniquement aux électrons venant de la source.

$E_{p,0}$ s'est révélée paramètre commode pour caractériser les courbes isodoses ou la distribution de dose en profondeur. Elle peut en effet être reliée à une accessible expérimentalement, le parcours pratique R_p . Toutefois, différents faisceaux d'électrons ayant la même énergie modale $E_{p,0}$, la même dimension de faisceau et la même SSD peuvent conduire à des distributions de dose absorbée différentes. Ceci dû à ce que l'énergie et la dispersion angulaire des électrons incidents à la surface peuvent être différents. Par exemple, le parcours thérapeutique R_{85} , qui se rapporte à un certain niveau de dose absorbée (en général 85%) peut varier considérablement d'un accélérateur à l'autre par $E_{p,0}$ donné.

L'énergie la plus probable à la fenêtre de sortie $E_{p,0}$ est une propriété intrinsèque du faisceau, et il peut être commode de s'en servir pour caractériser celui-ci au pupitre de commande.

Ainsi, la dispersion énergétique Γ à mi-hauteur du spectre augmente de tel sort que $\Gamma_a < \Gamma_0 < \Gamma_z$ où a, 0 et Z indiquent respectivement la fenêtre de l'accélérateur (coté vide), la surface du fantôme et une certaine profondeur de celui-ci. Fig.17.

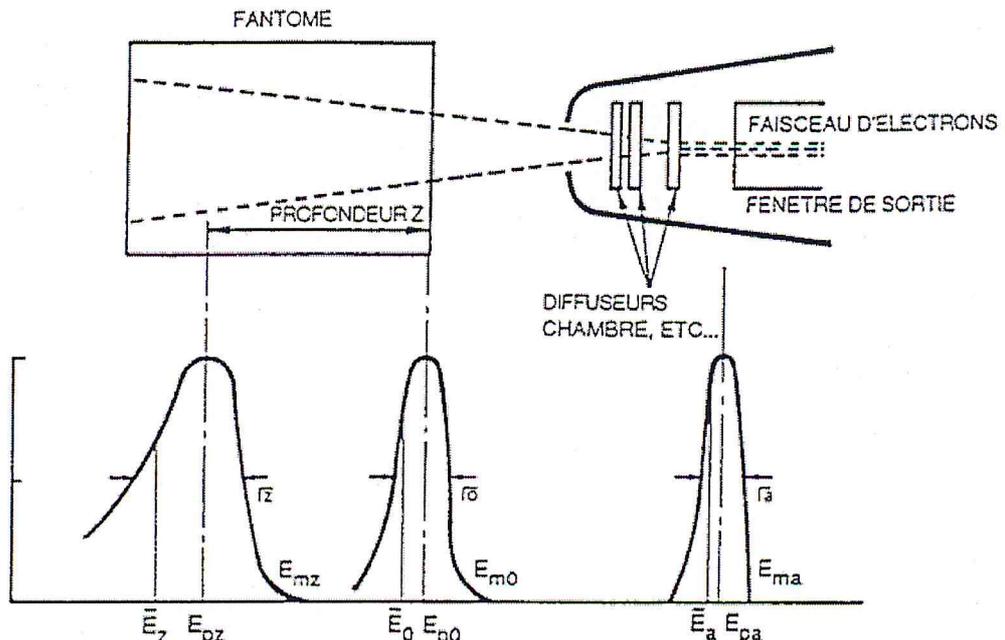


Fig.17. Distribution des électrons en énergie [12].

I.4.2. Spécification de la qualité des faisceaux d'électrons :

La nécessité de spécifier la qualité du rayonnement est liée au fait que plusieurs des particules sauvent à la détermination de la dose absorbée dépendent de l'énergie des photos ou des électrons. Tel est le cas des coefficients d'absorption des photos, du pouvoir de ralentissement des électrons et de divers facteurs de perturbations.

Pour caractérisé complètement un faisceau, il faudrait spécifier le type de particule ainsi que leur distribution angulaire et énergétique. Bien qu'il soit en général très difficile d'obtenir toutes ces données, il est possible d'effectuer des mesures dosimétriques précises avec moins d'exigences.

➤ **Pour spécifier le faisceau :**

Energie modale à la surface du milieu : $E_{p,0}$ (MeV)

$$E_{p,0} = 0.22 + 1.98 (R_p) + 0.0025 (R_p^2) \quad (15), [13, 14, 15]$$

$$E_{p,0} = 1.954 (R_p) + 0.481 \quad (16), [6, 16]$$

; DSP \geq 100 cm, Champ \geq 20 x 20 cm²,

; R_p (parcours pratique) : mesurée sur courbe de rendement en profondeur.

➤ **Pour mesurer la dose absorbée :**

Energie moyenne à la surface du milieu : \bar{E}_0 (MeV)

$$\bar{E}_0 = 2.33 (R_{50}) \quad (17), [13, 14]$$

$$\bar{E}_0 = 2.13 (R_{50}) - 1.085 \quad (18), [17]$$

; R_{50} : à partir de la profondeur du 50% mesurée sur courbe de rendement en profondeur.

➤ **Pour comparaison entre traitements :**

Parcours thérapeutique : R_{85} (cm).

; R_{85} : déterminée à partir de la profondeur du 85% mesurée sur courbe de rendement en profondeur.

I.4.3. Facteur d'ouverture collimateur :

Habituellement, les mesures réalisés pour un champ de référence de taille $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Cependant, le traitement requiert différentes tailles de champ. Afin d'en tenir compte, il est nécessaire de disposer de courbes représentant les valeurs de FOC en fonction de la taille du champ.

Il s'agit du rapport de la dose à l'isocentre à une profondeur de référence Z_{cal} pour une certaine taille de champ A et de la dose à la même profondeur pour un champ de référence A_{cal} (généralement un $10 \times 10 \text{ cm}^2$) :

$$OF(A, z_{cal}) = \frac{D(A; Z_{cal})}{D(A_{cal}; Z_{cal})} \quad (19)$$

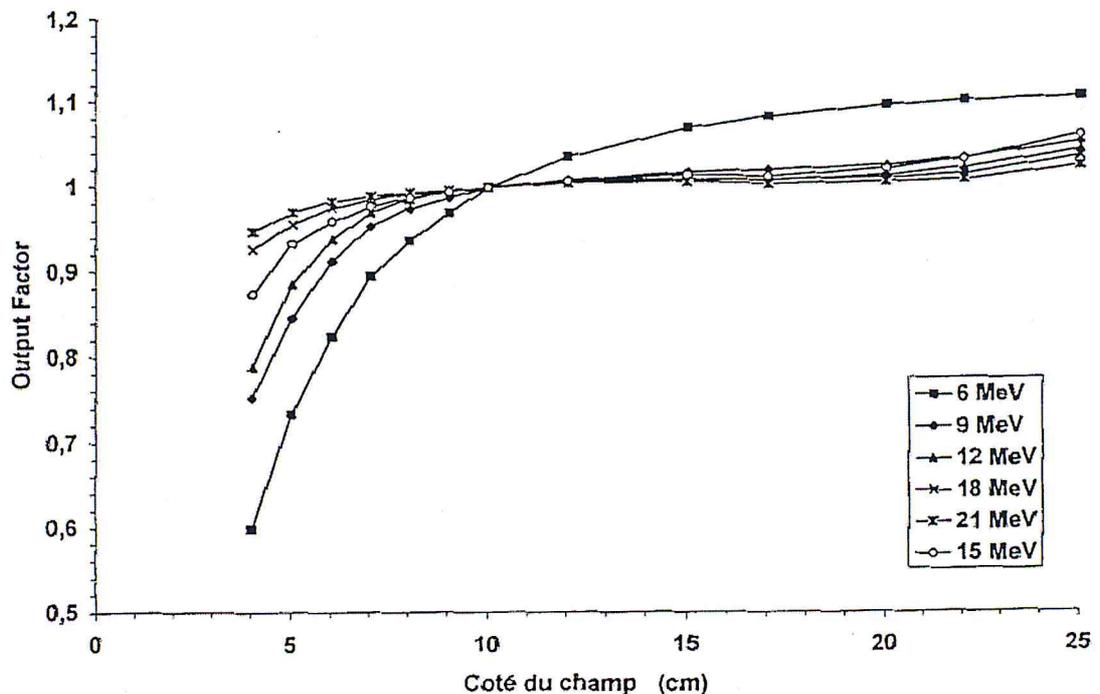


Fig.18. Variation relative du FOC avec l'ouverture carré du collimateur pour différents faisceaux d'électrons, pour une DSP = 110 cm.

Les faisceaux d'électrons sont utilisés avec des applicateurs ou des cônes extérieurs qui permettent de réduire la diffusion des électrons dans l'air.

La conception dépend du constructeur de l'accélérateur et influe sur les propriétés dosimétriques du faisceau. **Fig.18.**

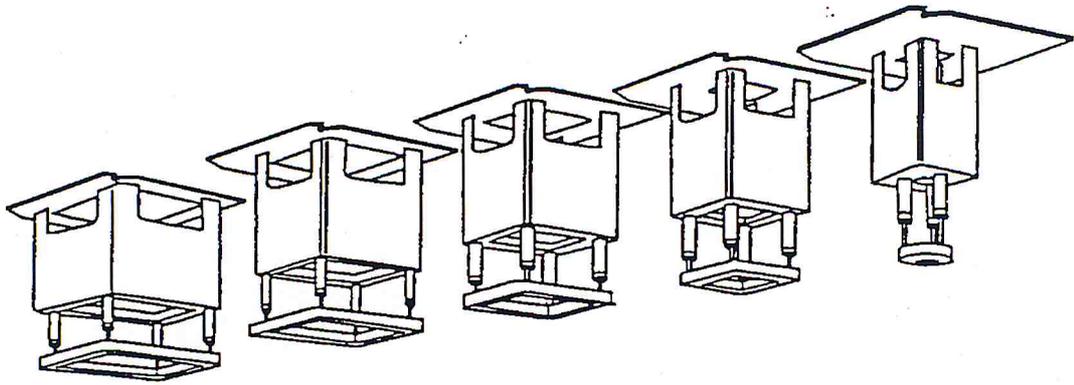


Fig.19. Différentes dimensions d'applicateur.

I.4.4. Détermination de la position de la source virtuelle ponctuelle [6] :

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

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

A la sortie du tube d'accélération, les électrons trouvent la fenêtre de sortie qui est la surface de séparation entre le vide et l'air, et la chambre moniteur, ainsi qu'un système de diffuseurs dans le cas de Clinac Varian 2100C. Ces différents matériaux provoquent la diffusion des électrons à laquelle s'ajoute une diffusion par le volume d'air situé entre la source et la surface du fantôme. En présence des divers matériaux différents qui modifient la distribution latérale et angulaire du faisceau, il est possible de déterminer une source fictive étendue d'électrons. Cette source placée dans le vide à une distance S_{eff} de la surface du fantôme produit exactement la même fluence à la profondeur $Z=0$ que le faisceau réel.

Cette source fictive est caractérisée par trois paramètres :

$\overline{r_{eff}^2}$: Valeur quadratique moyenne du rayon de la source.

$\overline{\theta_{eff}^2}$: Angle quadratique moyenne de diffusion.

S_{eff} : Distance de la source à la surface du milieu.

Puisque la source fictive est supposée être placée dans le vide, l'angle quadratique moyen de diffusion du faisceau réel. Ainsi, les valeurs de S_{eff} et $\overline{r_{eff}^2}$ sont telle que $\overline{\theta_{eff}^2} = \theta_0^2$.

En pratique, la description de la géométrie du faisceau d'électrons issu de l'accélérateur est complexe et pour se ramener à des conditions géométriques simples, il est commode de considérer que le faisceau d'électrons est issu d'une source ponctuelle qui serait placée dans le vide de telle façon qu'elle produirait la même fluence d'électrons à la surface du patient ou du fantôme que le faisceau réel. Cette source virtuelle étant ponctuelle, il devient possible de calculer la valeur du débit de dose pour différentes distances en utilisant les formules de correction basées sur la loi de l'inverse carré des distances. Cette source est appelé « source virtuelle ponctuelle ».

Les calculs théoriques montrent que la distance S_{vir} de la source virtuelle ponctuelle à la surface du fantôme est également plus grande que S_{eff} ; $S_{vir} > S_{eff}$.

Le schéma de la Fig.20 illustre la position respective de la source effective et de la source virtuelle ponctuelle.

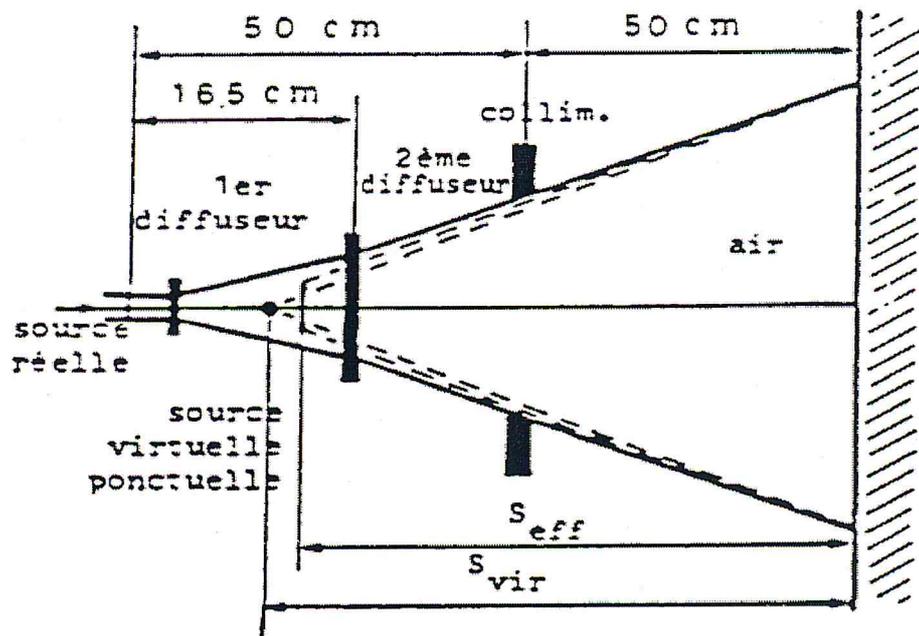


Fig.20. Position de la source effective des électrons et de la source virtuelle ponctuelle.

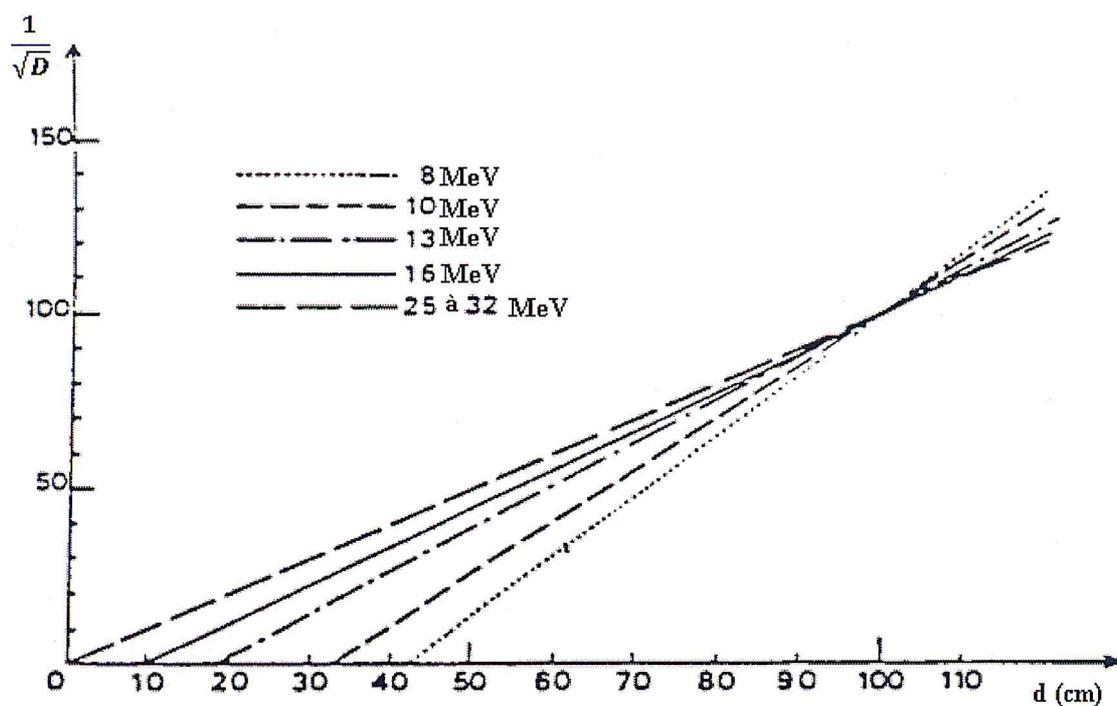


Fig.21. Influence de l'énergie des électrons sur la variation du débit de dose en fonction de la distance de la source à l'entrée du milieu.

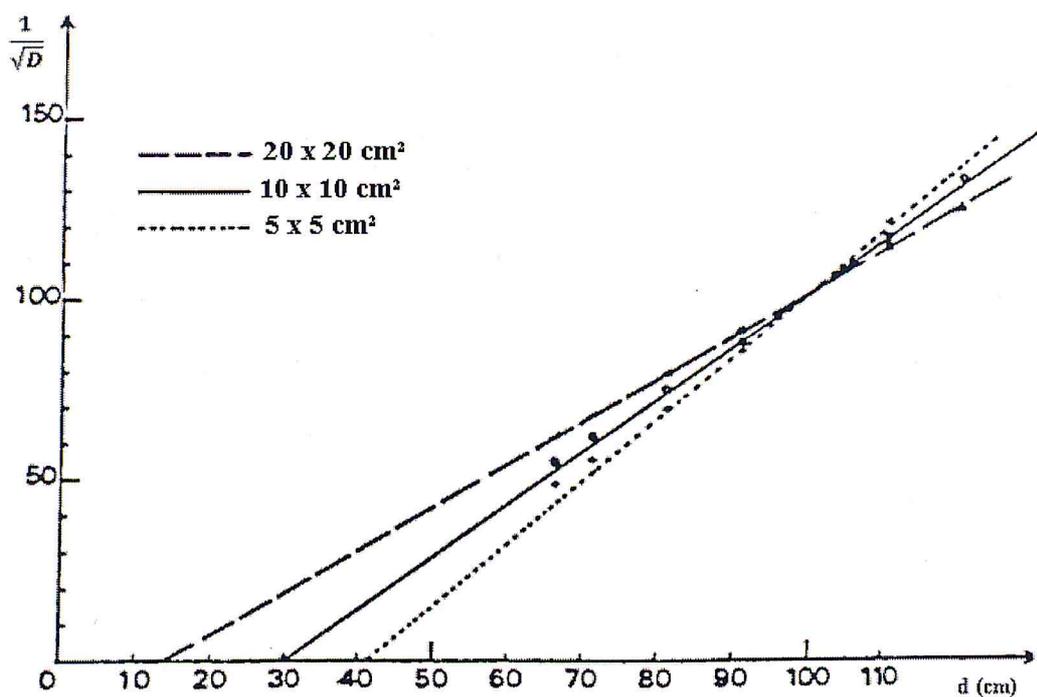


Fig.22. Influence des dimensions du faisceau sur la variation du débit de dose en fonction de la distance de la source à l'entrée du milieu, pour des électrons d'énergie 6 MeV.

A titre d'exemple, On a fait une détermination expérimentale de la position de la source virtuelle S_{vir} pour l'accélérateur linéaire Varian 2100C d'énergie 12 MeV (CAC Blida-2010) :

g (cm) (appl – eau)	Hauteur du table (cm)	Q (pC)	T (°C)	P(mbar)	$K_{T,P}$	Q * $K_{T,P}$	D	\sqrt{D}
0	29	11,29	20,7	997,63	1,01807946	11,4941171	1	1
1	30	11,07	20,7	997,63	1,01807946	11,2701396	1,01987353	1,00988788
2	31	10,8	20,7	997,63	1,01807946	10,9952581	1,04537037	1,02243355
3	32	10,56	20,7	997,63	1,01807946	10,7509191	1,06912879	1,03398684
4	33	10,33	20,7	997,63	1,01807946	10,5167608	1,0929332	1,04543446
5	34	10,11	20,7	997,63	1,01807946	10,2927833	1,11671612	1,0567479
6	35	9,881	20,7	997,63	1,01807946	10,0596431	1,1425969	1,06892324
7	36	9,67	20,7	997,63	1,01807946	9,84482836	1,16752844	1,0805223
8	37	9,463	20,7	997,63	1,01807946	9,63408591	1,19306774	1,0922764
9	38	9,255	20,7	997,55	1,0181611	9,42232539	1,21988115	1,1044823
10	39	9,07	20,7	997,55	1,0181611	9,23472122	1,24466314	1,11564472
11	40	8,874	20,7	997,55	1,0181611	9,03516164	1,27215401	1,12789805
12	41	8,7	20,7	997,55	1,0181611	8,85800161	1,29759709	1,13912119
13	42	8,529	20,7	997,55	1,0181611	8,68389606	1,32361293	1,15048378
14	43	8,356	20,7	997,55	1,0181611	8,50775419	1,35101659	1,16233239
15	44	8,2	20,7	997,55	1,0181611	8,34892106	1,37671886	1,17333664

TAB .1. Résultats obtenu pour calculer la position de la source virtuelle.

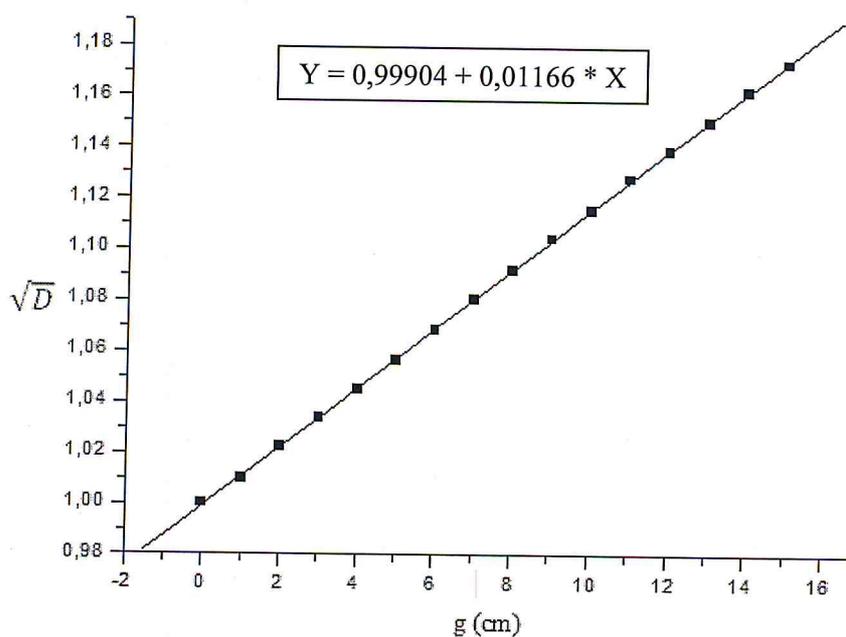


Fig.23. \sqrt{D} en fonction de la distance g(cm) : applicateur-eau.

Par l'équation : $Y = 0,99904 + 0,01166 * X$; $Z_{max} = 2,7 \text{ cm}$

$$S_{vir} = \frac{1}{0,01166} - Z_{max} \quad (20)$$

$$\rightarrow S_{vir} = \frac{1}{0,01166} - 2,7 \approx 83 \text{ cm}$$

I.4.5. Description d'une courbe de rendement en profondeur [6, 9]:

Un rendement en profondeur (PDD : Percentage Depth Dose) est défini comme le quotient, exprimé en pourcents, de la dose absorbée à une profondeur quelconque d et de la dose absorbée à une profondeur de référence fixée d_0 , le long de l'axe central du faisceau. Ce qui mené à :

$$PDD(d) = \frac{D_d}{D_{d_0}} \times 100 \quad (21)$$

Pour des faisceaux de haute énergie utilisés en radiothérapie, la profondeur de référence d_0 correspond généralement à la profondeur d_{max} du maximum de dose.

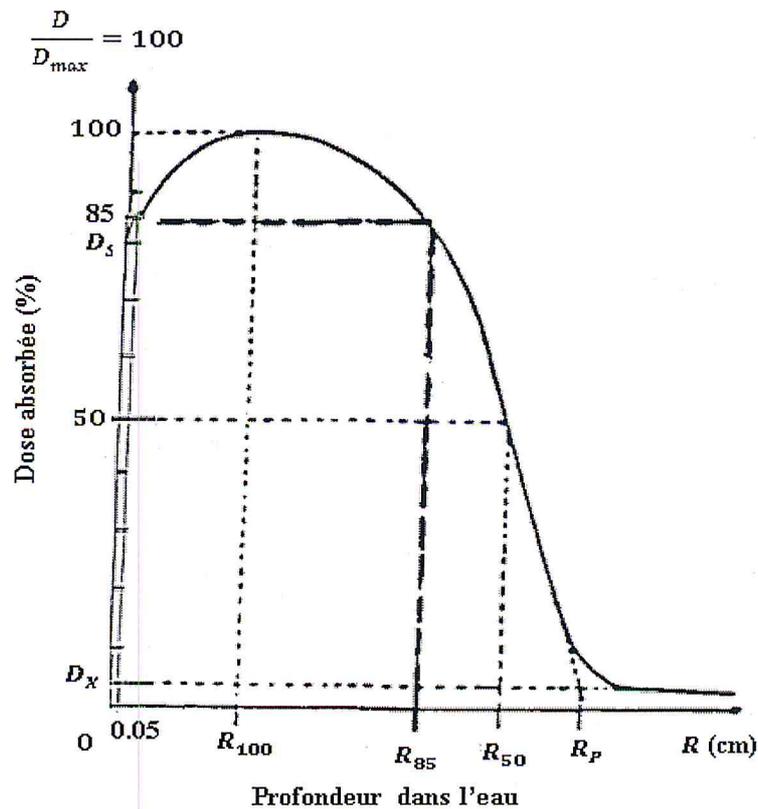


Fig.24. Courbe de rendement d'un faisceau d'électrons [10].

La Fig.24.représente la courbe de rendement en profondeur mesurée pour un champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ (DSP =100 cm, 19 MeV).

La profondeur R_{100} du maximum de dose dépend fortement de :

- La distribution d'énergie du faisceau initial ;
- L'énergie la plus probable ;
- La contamination de faisceau par les électrons de basse énergie diffusés par les parois de collimateur ;
- La distance séparant la source de l'entrée du milieu.

Dans quelques faisceaux fortement contaminés, la dose est maximale à la surface du fantôme ($R_{100}=0$).

R_{50} est le parcours où le pourcentage de dose est de 50% de la dose maximale, la mesure de cette profondeur permet de déterminer l'énergie moyenne de faisceau d'électrons.

R_P Le parcours pratique correspond à l'intersection entre la tangente au point d'inflexion de la partie descendant de la courbe correspondant au seuil du rayonnement de freinage (Bramsstrahlung) D_X . Le parcours pratique est couramment utilisé pour déterminer l'énergie la plus probable à l'entrée du milieu.

R_{85} le parcours thérapeutique, est défini comme la distance à l'intérieur de laquelle la dose absorbée est supérieure à 85% de sa valeur maximale. Cette profondeur devient coïncider avec la limite la plus profonde de volume cible, ce qui est un compromis entre une homogénéité suffisante de la dose absorbée dans le volume cible et un fois guident de dose dans les termes sains situées juste au de la du volume cible.

Dans les faisceaux d'électrons de haute énergie, le parcours thérapeutique s'étend depuis la surface du milieu jusqu'à la profondeur 85%, puisque la dose à la surface est souvent supérieur à 85% de la dose maximum.

L'uniformité de la dose absorbée dans le volume cible est un facteur d'une très grande importance sur le plan clinique et il est nécessaire de déterminer R_{85} dans les conditions

exactes de traitement sur la courbe de rendement en profondeur exprimée en dose absorbée relative.

D_S : c'est la dose à l'entrée (à 0.5 mm de profondeur) dans un milieu irradié par un faisceau d'électrons à une grande importance d'un point de vue clinique.

La dose à l'entrée ou dose à la peau est définie comme le rapport (D_S/D_{Max}) de la dose absorbée à 0.5 mm de profondeur à la dose absorbée maximum. En effet, la couche sensible à l'entrée des tissus s'étend sur une profondeur de 0.5 cm sur la peau. La valeur de la dose à la surface varie avec l'énergie des électrons primaires, mais elle dépend essentiellement de l'importance de la contamination par des électrons diffusés d'énergie plus faible, et donc dépend beaucoup des conditions pratiques d'utilisation.

D_X : due rayonnement de freinage (Bramsstrahlung), Ce rayonnement dépend à la présence des photons diffusés contribue à la dose en profondeur. Cette contribution augmente avec l'énergie des électrons primaire et le nombre atomique du milieu absorbant. Elle peut être considérablement augmentée si le faisceau d'électrons contaminé avant son entrée dans le milieu par des photons de haute énergie qui provient généralement des diffuseurs ou des différents éléments intervenant dans la contribution du collimateur.

A titre d'exemple, on a mesuré le rendement en profondeur des électrons d'un accélérateur de 12 MeV (CAC Blida-2010) pour un champ : 20 x 20 cm², les résultats trouvés sont exprimé dans le tableau suivant :

Profondeur (cm)	Q (pC)	T (°C)	P(mbar)	$K_{T,P}$	Q * $K_{T,P}$	PDD (%)	$S_{w,air}(R_{50,Z})$
0	9,423	21,6	997,82	1,02099946	9,6208779	90,8305509	0,83475089
0,4	9,532	21,6	997,82	1,02099946	9,73216684	91,881228	0,8456955
0,8	9,947	21,6	997,82	1,02099946	10,1558816	95,8815122	0,85821823
1	10,1	21,6	997,82	1,02099946	10,3120945	97,3563158	0,86518205
1,4	10,12	21,6	997,82	1,02099946	10,3325145	97,5491006	0,88079852
1,8	10,23	21,6	997,82	1,02099946	10,4448245	98,6094169	0,89916184
2	10,28	21,6	997,82	1,02099946	10,4958744	99,0913789	0,90961047
2,2	10,32	21,6	997,82	1,02099946	10,5367144	99,4769485	0,92106664
2,4	10,35	21,6	997,82	1,02099946	10,5673444	99,7661256	0,93368347
2,5	10,37	21,6	997,41	1,02141916	10,5921166	100	0,94048369
2,6	10,37	21,6	997,41	1,02141916	10,5921166	100	0,94764676
2,7	10,37	21,6	997,41	1,02141916	10,5921166	100	0,95520253
2,8	10,36	21,6	997,41	1,02141916	10,5819024	99,903568	0,96318419
2,9	10,35	21,6	997,41	1,02141916	10,5716883	99,807136	0,9716288
3	10,32	21,6	997,41	1,02141916	10,5410457	99,5178399	0,98057785
3,5	9,918	21,6	997,41	1,02141916	10,1304352	95,6412733	1,0347492
4	8,949	21,6	997,41	1,02141916	9,14068002	86,2970109	1,11199022
4,5	7,296	21,6	997,41	1,02141916	7,45227416	70,3567985	1,23102459
5	5,113	21,6	997,41	1,02141916	5,22251614	49,3056895	1,43835263
5,5	2,797	21,6	997,41	1,02141916	2,85690938	26,9720347	1,89012388
6	1,131	21,6	997,41	1,02141916	1,15522506	10,9064609	3,63947508
6,5	0,3075	21,6	997,41	1,02141916	0,31408639	2,96528447	-6,13252993
7	0,214	21,6	997,41	1,02141916	0,2185837	2,06364513	-0,91301547
7,5	0,1985	21,6	997,41	1,02141916	0,2027517	1,91417551	-0,2249765

TAB .2. Résultats trouvés lors de calcul de rendement des électrons de 12 MeV.

Où : facteur de calibration $N_{w,Q} = 0,09843 \text{ Gy/ nC}$.

- Les grandeurs caractéristiques :

$$R_{100} = 2,6 \text{ cm ;}$$

$$R_{85} = 4 \text{ cm ;}$$

$$R_p = 6,2 \text{ cm ;}$$

$$D_s = 91 \text{ % ;}$$

$$D_x = 1,8 \text{ % ;}$$

- La qualité de faisceau :

$$R_{50} = 1,029 * R_{50,ion} - 0,06 \quad (22)$$

$$\approx 5,085 \text{ g /cm}^2$$

$$; R_{50,ion} = 5 \text{ cm.}$$

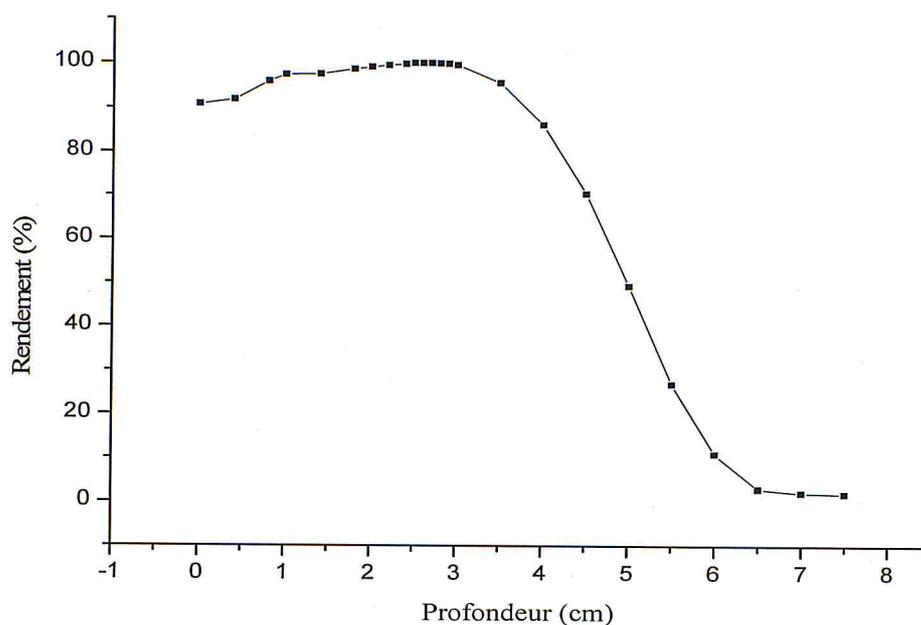


Fig.25. Courbe de rendement d'un faisceau d'électrons de 12 MeV.

I.4.6. Détermination pratique des énergies du faisceau d'électrons [9]:

L'énergie moyenne des électrons varie rapidement avec la profondeur ; pour cette raison on caractérise le faisceau d'électrons par trois énergies :

- L'énergie la plus probable à la surface $E_{p,0}$;
- L'énergie moyenne à la surface E_0 ;
- L'énergie moyenne à la profondeur Z : \bar{E}_Z ;

Pour déterminer ces énergies, il faut tracer une courbe de rendement en profondeur et déterminer les parcours : R_{100} , R_{85} , R_{85} et R_p . Les relations empiriques entre ces paramètres (énergie et parcours) pour un faisceau perpendiculaire à la surface du fantôme sont les suivantes :

$$E_{p,0} = 0.22 + 1.98 R_p + 0.0025 (R_p)^2 \quad (15), [13, 14, 15]$$

; (15) : Valable pour des énergies de quelques KeV à 50 MeV.

$$E_{p,0} = 1.954 R_p + 0.485 \quad (16), [6, 16]$$

; (16) : Prend en compte l'importante augmentation de la perte d'énergie pour les haute énergies ; $E \geq 25$ MeV.

L'énergie moyenne à la surface du fantôme \bar{E}_0 (en MeV) est déterminée par les relations suivantes :

$$\bar{E}_0 = 2.33 (R_{50}) \quad (17), [13, 14]$$

$$\bar{E}_0 = 2.13 (R_{50}) - 1.085 \quad (18), [17]$$

; (17) Valable pour des énergies : $5 \text{ MeV} \leq E \leq 35 \text{ MeV}$.

A cause de la faible contribution en énergie des électrons secondaire (**Fig.14.**) \bar{E}_0 est toujours plus petite que $E_{p,0}$, la différence entre les valeurs calculées \bar{E}_0 et $E_{p,0}$ pour un faisceau d'électrons reliée à largeur du spectre d'énergie. La relation qui montre que l'énergie modale décroît linéairement avec la profondeur est (en MeV) :

$$E_{P,Z} = E_{P,0} \left(1 - \frac{Z}{R_P}\right) \quad (23), (\text{HARDER } 1966), [6]$$

En dosimétrie, l'énergie utilisée en l'absence d'autre source d'information est l'énergie moyenne E_Z à la profondeur Z du point d'intérêt (plutôt que $E_{P,Z}$), mais en première approximation il faut supposer que l'énergie des électrons décroît linéairement avec la profondeur :

$$E_Z \approx \bar{E}_0 \left(1 - \frac{Z}{R_P}\right) \quad (24), [6]$$

I.4.7. Profils :

La courbe de rendement en profondeur permet de calculer la dose délivrée en des points situés sur l'axe du faisceau, mais ne suffise pas à évaluer la dose en d'autres points, pour cela on recherche des profils.

Une courbe de profil traduit la distribution de la dose selon une direction perpendiculaire à l'axe du faisceau à une profondeur donnée.

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

➤ **La région centrale :**

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

➤ **La région de la pénombre :**

C'est la partie du profil où la dose varie rapidement où la dose tombe de 20% à 80%, elle est sensible à la taille de champ, à la taille de la source et à l'équipement électronique latéral. Une partie de la dose qui forme la pénombre est due à une transmission à travers les mâchoires des collimateurs, c'est la pénombre de transmission, une autre partie est due avec dimensions fines de la source c'est pénombre géométrique, et la dernière partie qui est la plus significative est due au rayonnement diffusé par le patient c'est la pénombre de diffusion. La pénombre totale est la somme de ces trois pénombres, elle est nommée pénombre physique et dépend des paramètres suivants :

L'énergie du faisceau, la dimension de la source, la distance source-surface, la distance source-collimateur et de la profondeur de mesure.

➤ **La région d'ombre :**

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

Les mesures de profils et de rendements permettent de calculer les courbes isodoses.

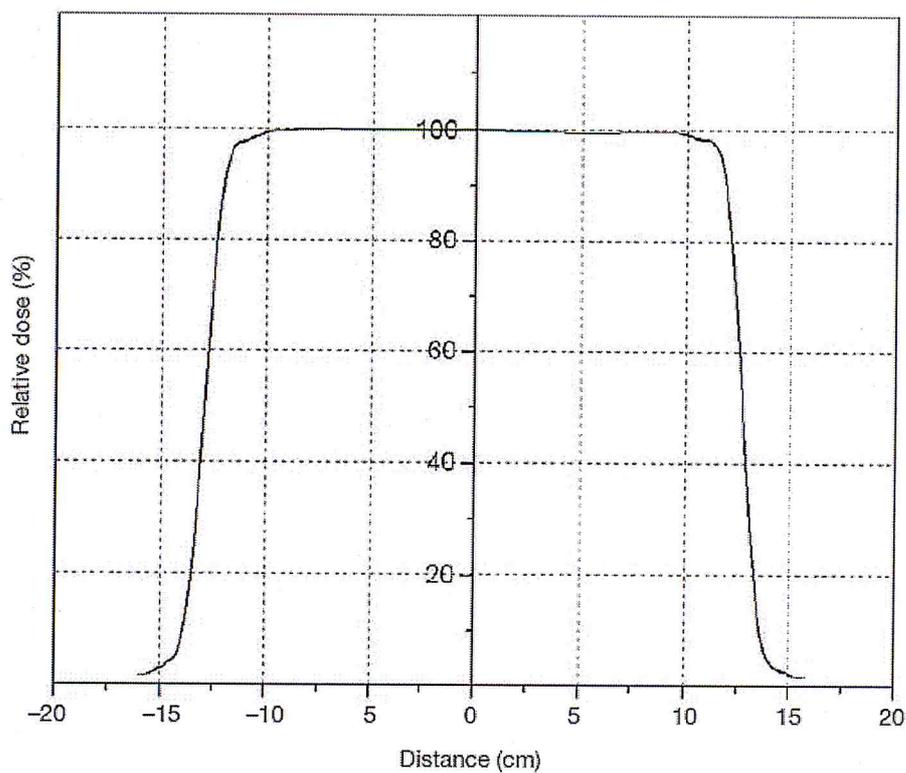


Fig.26. Profil de dose pour un faisceau d'électrons de 12 MeV et un champ de 25 x 25 cm², [6].

I.4.8. Courbe isodose :

Les points qui, dans le volume irradié par un faisceau, reçoivent une même dose se situent sur des surfaces appelées surfaces isodoses, on considère leur intersection avec un plan qui constitue les courbes isodoses (longitudinales ou transversal). **Fig. 27**

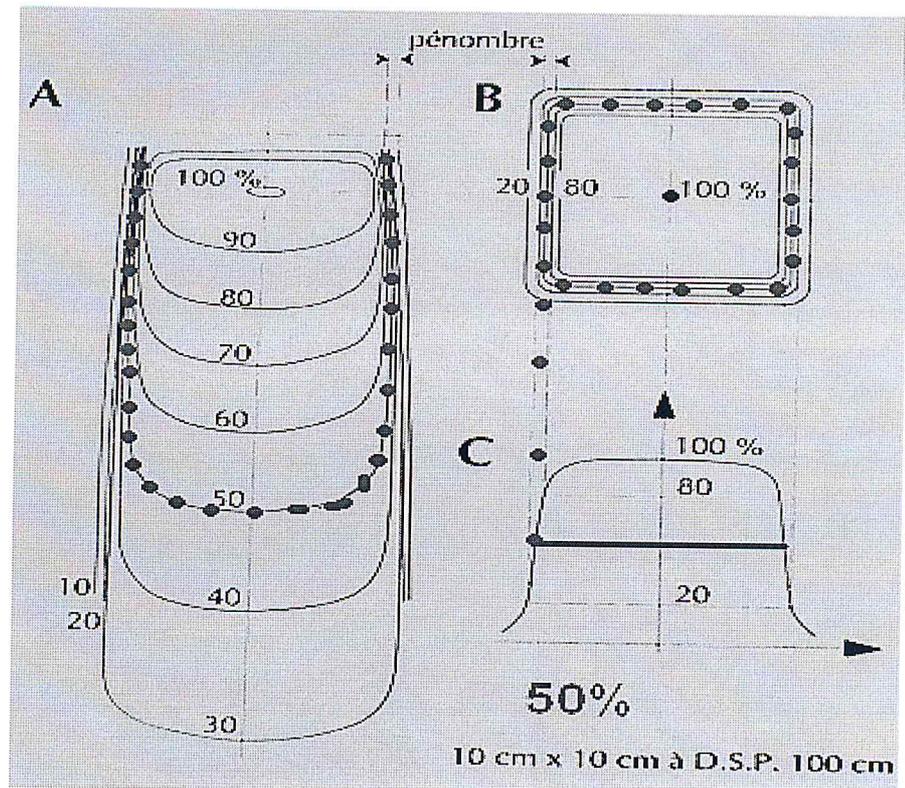


Fig.27. Courbes Isodoses :

- A- Isodoses dans un plan contenant l'axe du faisceau : ISODOSES LONGITUDINALES.
- B- Isodoses dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau : ISODOSES TRANSVERSALES.
- C- Profil de dose le long d'un axe.

En général, les courbes isodoses étudiées dans un milieu équivalent tissu (eau, polystyrène) de surface plan et perpendiculaire au faisceau. Leur représentation étant délicat, elles sont donc représentées en pratique par leurs intersections avec des plans principaux, ce sont les isodoses de base. Ces plans passent par l'axe du faisceau et sont parallèles aux côtés du champ ou perpendiculaire à l'axe.

Par convention, les valeurs des courbes isodoses seront toujours exprimées en pourcentage de la valeur maximale de la dose sur l'axe du faisceau dans le plan considéré.

Les distributions de dose pour les faisceaux d'électrons doivent être mesurées pour chaque accélérateur linéaire, car elles dépendent fortement de l'énergie et des caractéristiques mécaniques et géométriques du collimateur.

Chapitre II

MODELISATIONS DES FAISCEAUX D'ELECTRONS

II.1. Algorithmes de calcul de dose en mode électrons :

II.1.1. Le Pencil Beam [8] :

Nous allons commencer 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 car il s'agit de l'algorithme de base utilisé par Varian dans son système de planification Eclipse.

-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. *Bortfeld et al* ont montré que la dose en un point arbitraire peut être interpolée par 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), et le pencil kernel exprimé dans des coordonnées cylindriques peut être paramétrés de manière précise par :

$$\frac{P}{\rho}(r, z) = \frac{A_z e^{-a_z r} + B_z e^{-b_z r}}{r} \quad (25)$$

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* 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 ou le manque de diffusé dans des régions médiastinales. En effet, modéliser de tels effets augmenterait dramatiquement les 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.

II.1.2. Le Monte Carlo [8] :

-Définition et généralités :

On appelle **méthode Monte Carlo**, toute méthode visant à calculer une valeur numérique et utilisant des procédés pseudo aléatoires. L'aléa inhérent au Monte Carlo implique que toute réponse donnée est accompagnée d'une incertitude de nature statistique. La simulation Monte Carlo se doit de remplir certaines conditions de reproductibilité pour être homologuée.

En radiothérapie, la technique Monte Carlo consiste en un programme informatique 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. Au plus le nombre de particules simulées est grand (« histories »), au plus la précision des distributions de dose prédites sera grande. Cependant, en augmentant le nombre de particules simulées, le temps de calcul devient trop long et l'algorithme inutilisable en pratique. En fonction d'un temps de calcul que l'on estime raisonnable, il faudra donc effectuer un compromis entre la précision désirée et la complexité de l'algorithme (nombre minimal d'opérations élémentaires nécessaires à la résolution du problème).

L'objectif d'un code Monte Carlo est donc d'utiliser un échantillon relativement petit de particules aléatoires choisies afin de prédire un bon comportement moyen des particules du faisceau. La distribution de dose est calculée en accumulant par voxel les événements ionisants qui donnent lieu à un dépôt d'énergie dans le milieu.

Concrètement, la simulation a pour objectif de créer des particules selon une distribution donnée par les hypothèses de la source et ensuite à les suivre une par une dans le patient. Pour chacune de ces particules, on déterminera leur lieu d'interaction (à partir des sections efficaces totales) et les nouvelles caractéristiques « post interaction » de la particule ainsi que celles des particules secondaires générées (au moyen des sections efficaces différentielles). Comme les photons ont un nombre limité d'interactions avant qu'ils ne soient absorbés, il est facile de simuler toutes les interactions directement. Par contre, concernant le transport des électrons, une

simulation Monte Carlo directe est pratiquement impossible en raison du trop grand nombre d'interactions coulombiennes avec les noyaux. C'est ce qui a motivé le développement de techniques d'« histoires condensées » où différentes interactions microscopiques sont classifiées dans des groupes qui donnent une représentation « macroscopique » du transport des particules.

Après avoir généré un certain nombre d'événements, on peut calculer sur l'ensemble de ces événements les valeurs moyennes caractéristiques des grandeurs que l'on veut étudier.

Il existe une série de codes Monte Carlo qui permettent de simuler le transport de radiations (GEANT 4, EGSnrc, ...). Certains d'entre eux sont plus dédiés à la radiothérapie comme EGSnrc qui est compatible avec le programme BEAMnrc spécialement conçu pour la modélisation d'accélérateurs linéaires.

-Modélisation de la tête :

Afin de bien modéliser la tête de l'accélérateur, il est important de bien connaître le fonctionnement de ce dernier. L'accélération d'électrons à des hautes énergies (jusqu'à 25 MeV en clinique) est le processus de base d'un accélérateur linéaire (Linac). Après avoir été accéléré dans la section accélératrice, le faisceau d'électrons est défléchi par un système d'aimants électromagnétiques à 270°, afin de l'amener perpendiculairement à la cible. Une série de bobines de focalisation et autres aimants défecteurs sont également présents avant la cible, afin de mettre le faisceau mono-énergétique en forme et de le rendre le plus homogène possible. Les rayons X sont produits par le bremsstrahlung émis lors de la décélération des électrons dans la cible. Etant donné l'émission préférentielle des photons dans la direction des électrons incidents, un cône égalisateur (flattening filter) permet d'homogénéiser la distribution radiale du faisceau afin de le rendre plus acceptable en clinique.

Tous les éléments diffusants se trouvant au-delà de la cible devront être modélisés dans le programme. Il s'agit de :

- La cible, composée de cuivre, d'un alliage de tungstène et autres éléments lourds. Notons que le Bremsstrahlung est essentiellement produit par le tungstène ;
- Le collimateur primaire, constitué d'un cône divergent en tungstène ;
- Le cône égalisateur, composé d'acier inoxydable ;

- Les chambres moniteurs, sont deux chambres à ionisation qui permettent de contrôler le débit de dose, la dose intégrée et la symétrie du faisceau. Elles permettent d'arrêter le faisceau lorsque le nombre programmé d'UM (Unité Moniteur) est atteint ou lorsqu'une inhomogénéité est détectée dans le faisceau ;
- Le miroir permettant de visualiser un champ lumineux en réfléchissant la lumière d'une ampoule située hors du faisceau ;
- Les mâchoires X (cross-plane) et Y (in-plane) à ouverture variable ;
- Le collimateur multi-lames (MLC), les blocks, les filtres (wedges),

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 est 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.

-Le 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 du patient. Le Monte Carlo s'impose donc comme étant le moyen le plus précis de calculer une distribution de dose dans un patient, malgré les temps de calcul excessifs 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. Avec les avancées technologiques constantes dans le domaine informatique, il semble probable que la technique Monte Carlo sera implémentée en routine dans les TPS dans un futur assez proche.

II.1.3. Generalized Gaussian Pencil Beam (GGPB) [18, 19]:

Cet algorithme faisant l'objet de cette mémoire, ce deuxième chapitre lui a été entièrement consacré.

Historique :

Le système de planification de traitement Eclipse propose deux algorithmes pour le calcul de la répartition de la dose d'électrons: l'électron Monte Carlo (EMC) et le Generalized Gaussian Pencil Beam (GGPB). En ces jours EMC est prise en charge la tâche de calcul de dose, mais GGPB est encore fréquemment utilisé dans de nombreux centres à travers le monde.

Le calcul de point de dose GGPB résulte est la somme des contributions des Pencil Beam individuels, qui sont décrits analytiquement par fonctions de Gauss (en fonction de la position radiale et de la profondeur) (dérivée de la théorie de Fermi-Eyges par exemple Jette 1988).

- Dose calculé du faisceau d'électron, Hogstrom et Brahme, 1981, PMB; inhomogénéités considérée comme infinie de l'étendue latérale
- Les propriétés du Pencil Beam ont encore été améliorées par la modélisation de profils de dose radiale d'inclure un grand angle scatter en additionnant quelques fonctions gaussiennes. (Lax 1983-1986).
- Plus tard (Hyodynmaa, 1991-1994) constituée 3D correction hétérogénéité, qui est utilisé dans la mise en œuvre Eclipse.

Dans certaines situations, Eclipse donne des résultats peu plausibles physiquement quand GGPB est utilisé. Spécialement, lorsque le calcul impliqué sur une surfaces rondes, la dose maximum peut apparaître sur la surface. Un autre problème signalé par le calcul Eclipse d'électrons GGPB est le mauvais (ou pas) l'utilisation des facteurs de production pour les tailles de champ différentes.

Définition :

**Géométrie de l'algorithme
Generalized Gaussian Pencil Beam
tridimensionnel**

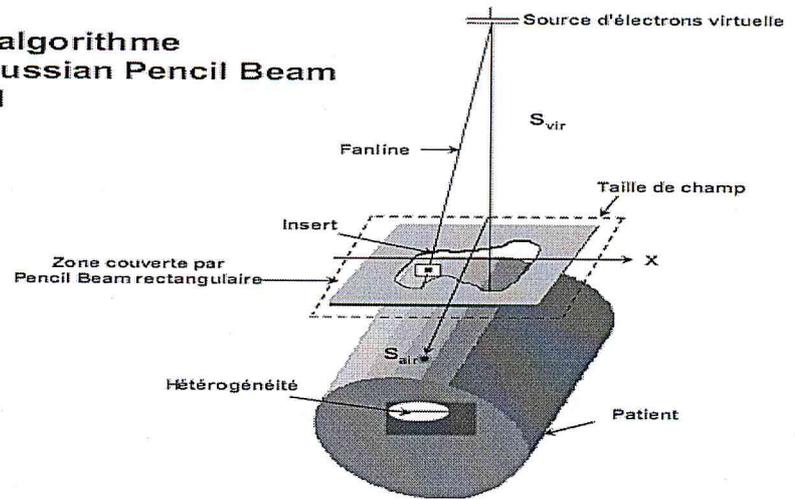


Fig. 28. La géométrie de l'algorithme GGPB tridimensionnel.

Fig. 29. Dispersion du pencil beam dans l'air.

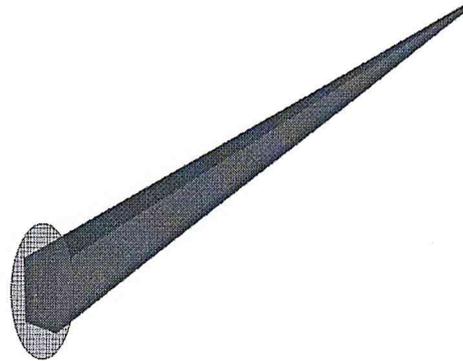
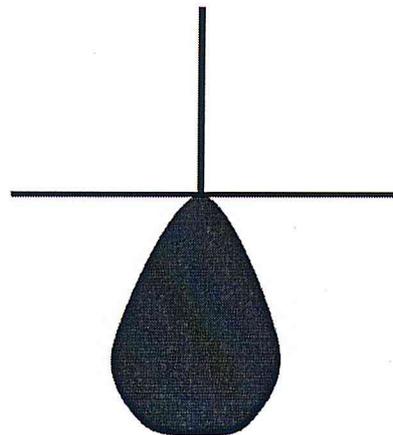


Fig. 30. Dispersion du pencil beam dans le patient.



Modèle Pencil Beam :

La distribution de dose radiale $D(r, z)$ dans un pencil beam à la profondeur z est décrite par la somme de m gaussiennes pondérées :

$$D(r, z) = \sum_{k=1}^m B_k(z) \exp\left(-\frac{r^2}{b_k \bar{r}^2(z)}\right) \quad (26)$$

$D(r, z)$: Distribution radiale de dose dans un pencil beam pour les électrons de haute énergie (Gy).

r : Distance radiale à partir de l'axe du pencil beam (m).

B_k : Amplitude de la fonction gaussienne k .

b_k : Facteur de pondération de la largeur de la fonction gaussienne k .

\bar{r}^2 : Rayon moyen au carré du faisceau (m^2).

La dose en un point (x, y, z) (géométrie de l'algorithme 3D Generalized Gaussian Pencil Beam) dans un faisceau de la zone du champ incident A est donnée par :

$$D(x, y, z) = \frac{P(z) \sum_{k=1}^m B_k(z) \int_{field A} \int S_{air}(x, y, z) \exp\left(-\frac{(x-x)^2 + (y-y)^2}{b_k(z) \bar{r}^2(z) \rho(z)}\right) dx dy}{\pi r^2(z) \rho(z) \sum_{k=1}^m B_k(z) b_k(z)} \quad (27)$$

$P(z)$: Correction de l'hétérogénéité.

S_{air} : Fluence dans l'air (m^{-2}).

B_k : Amplitude de la fonction gaussienne k .

$\rho(z)$: Facteur de réduction empirique à prendre en compte pour le « range straggling ».

Données d'interaction physique/ Constantes Gaussiennes :

Les données suivantes sont enregistrées pour cinq types de tissus (air, poumons, tissus gras, musculaires et osseux) comme fonction de l'énergie des faisceaux d'électrons :

S_{tot}/r : pouvoir total d'arrêt massique ($MeV.cm^2.g^{-1}$).

T/r : pouvoir de diffusion massique.

r_0 : parcours moyen (m).

r_0/R_p : parcours moyen / parcours pratique.

$e=S_0/E_0$: pouvoir d'arrêt spécifique.

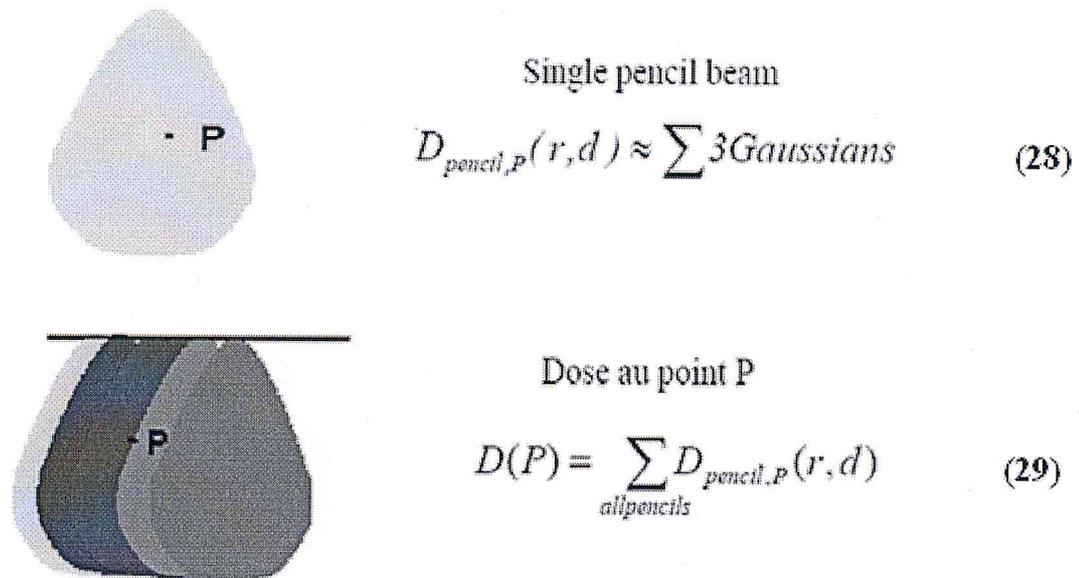


Fig. 31. Sommation des trois Gaussiennes.

Corrections d'hétérogénéités :

$$P_0(Z) = P_0(Z_{eff}) \left[\frac{S_{vir} + Z_{eff}}{S_{vir} + Z} \right]^2 \quad (30)$$

$P_0(z)$: Rendement en profondeur sur l'axe central d'un grand champ.

S_{vir} : Distance source virtuelle-applicateur (m).

Z_{eff} : Profondeur effective prenant en compte les hétérogénéités (m).

La profondeur effective (comparativement à l'eau) est calculée selon la formule suivante :

$$Z_{eff} = \sum_{i=1}^n (Z_i - Z_{i-1}) \frac{S_{tot,i}}{S_{tot,w}} \quad (31)$$

Où

$S_{tot,i}$: le pouvoir d'arrête total de la matière dans la couche de i .

$S_{tot,w}$: le pouvoir d'arrête total de l'eau.

$\rho(z)$: Facteur de réduction empirique à prendre en compte pour le « range straggling » (la diminution de la largeur de la gaussienne du pencil beam à la profondeur autour et au-delà de la portée totale).

La formule du facteur de réduction empirique est la suivante :

$$\rho(Z) = \exp(-S^{12(15-s)}) \quad (32)$$

Où $S = 0,95(z/Rp)$. (33)

Fluence dans l'air :

La fluence relative dans l'air est supposée être uniforme sur toute la surface du champ, l'influence de la forme du champ dans la zone de pénombre est prise en compte.

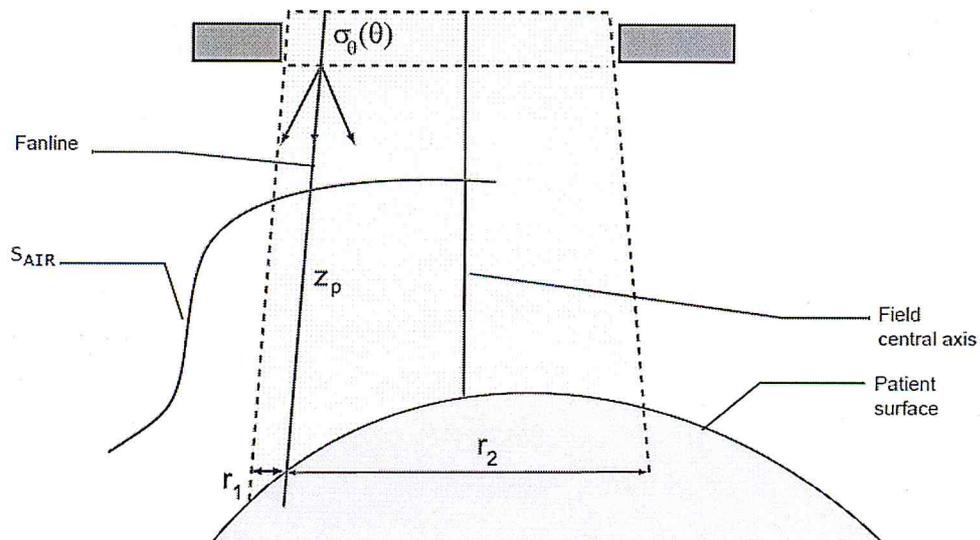


Fig. 32. Calcul de la fluence dans l'air.

La variance angulaire θ indiquée par σ_θ est dérivée de la moyenne de la variance au carré

$$\sigma_\theta(0) = \sqrt{\bar{\theta}_0^2/2} \quad (34)$$

La variation angulaire dans l'air à une distance z du plan de référence est calculée :

$$\sigma_\theta(Z) = \sqrt{\sigma_\theta^2(0)Z^2 + \frac{T_{air}}{6} Z^3} \quad (35)$$

Où T_{air} représente le « scattering power » dans l'air.

La fluence relative dans l'air à la distance z_p où le faisceau entre dans le patient est calculée :

$$S_{air}(x, y, z_p) = \frac{1}{2} \left[erf\left(\frac{r_1(x, y, z_p)}{\sigma_\theta(z_p)\sqrt{2}}\right) + erf\left(\frac{r_2(x, y, z_p)}{\sigma_\theta(z_p)\sqrt{2}}\right) \right] \quad (36)$$

r_1, r_2 : Distance équidirectionnel proche et plus proche du bord de champ à niveau de l'entrée de pencil beam dans le patient.

erf : fonction erreur.

La fluence relative est utilisée comme facteur de pondération pour le pencil beam. Elle est également utilisée pour la prise en compte de formes de champs irrégulières arbitraires et pour le changement de pénombre comme fonction de DSP modifiée.

Données initiales du faisceau (mesures) :

Paramètre	Signification
$P_0(Z)$	Courbe de rendement en profondeur sur l'axe central (champ ouvert)
$P_b(Z)$	Courbe de rendement en profondeur sur l'axe central (champ complètement fermé par un cache) Non normalisée : pour prendre en compte la transmission du faisceau d'électrons sous cache.
S_{vir}	Distance source virtuelle-applicateur

DCS	Distance normale collimateur-surface du fantôme
$\overline{\theta_0^2}$	angle quadratique moyen de la diffusion au plan de référence
$\overline{E_0}$	énergie moyenne des électrons à la surface du fantôme
FOC	pour tous les applicateurs disponibles

TAB .3. Données initiales du faisceau.

Lors de la configuration, Eclipse calcule le rayonnement de freinage et la proportion « d'électrons purs » à partir des données brutes :

$$D_x(z) = D_{x,p}(z) + D_{x,c}(z) \quad (37)$$

Première partie : rayonnement de freinage généré par le fantôme (en % de D_{max} à une DSP de 100cm) :

$$D_{x,p,max} = \begin{cases} 0 & ; 0 \leq \overline{E_0} \leq E_{x,0} \\ (\overline{E_0} - E_{x,0})/E_x & ; \overline{E_0} \geq E_{x,0} \end{cases} \quad (38)$$

$$D_{x,p}(z) = \begin{cases} \frac{z}{R_{max}} D_{x,p,max} & ; 0 \leq z \leq R_{max} \\ D_{x,p,max} e^{-\mu_p(z-R_{max})} & ; z \geq R_{max} \end{cases} \quad (39)$$

R_{max} : parcours maximum des électrons.

μ_p : coefficient d'atténuation pour la région descendante de la courbe de rendement en profondeur dans l'eau.

$E_{x,0}$: 4,5 MeV [20].

E_x : 940 MeV pour l'eau [20].

La fraction restante représente la contamination par rayonnement de freinage :

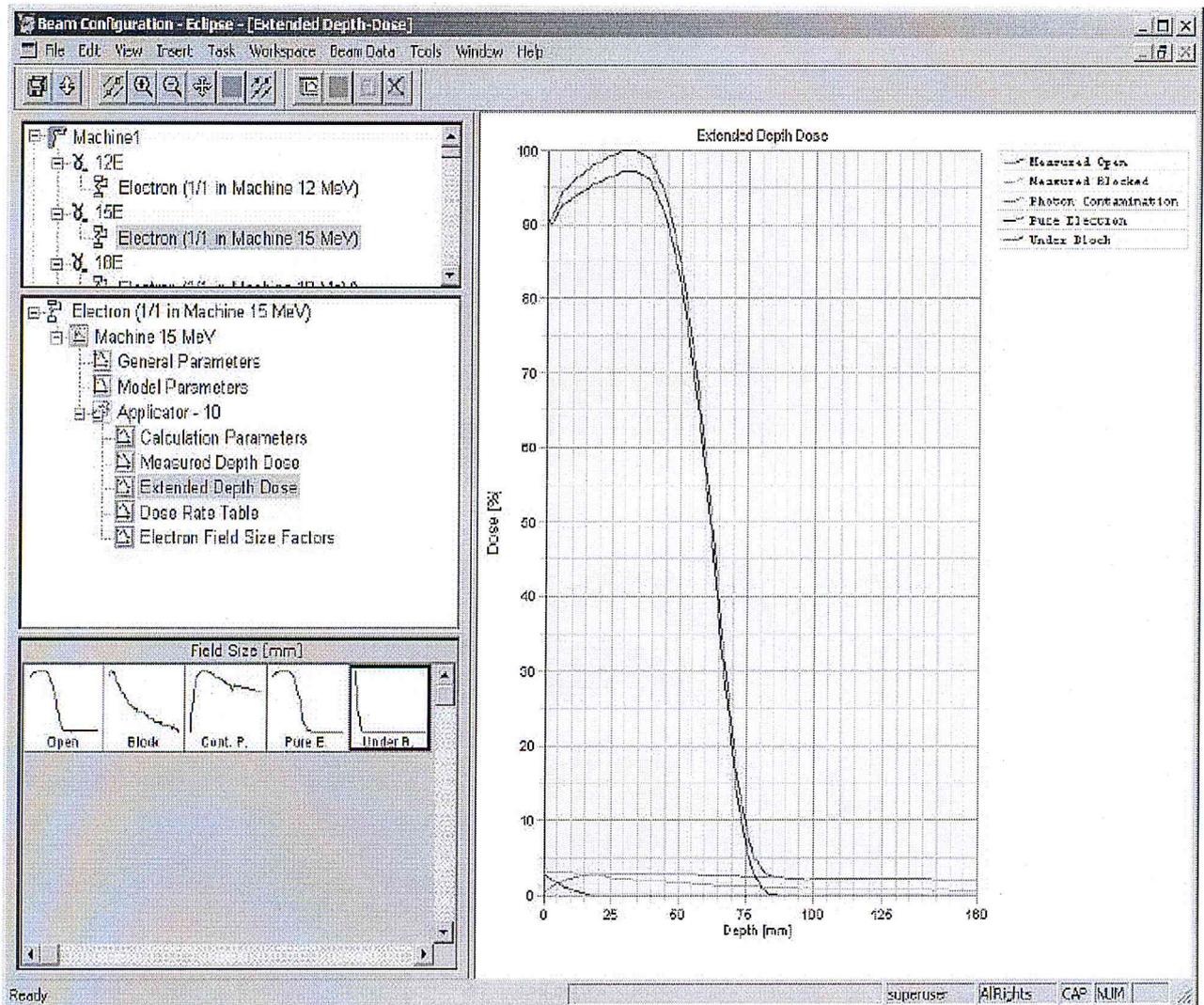
$$D_{x,c}(z) = D_c(e^{-\mu_p z} + V^{-\mu_e z}) \quad (40)$$

D_c : Facteur d'échelle.

m_e et v : Paramètres associés à la région de mise en équilibre électronique de la courbe de rendement en profondeur.

m_p et m_e : Fonctions de \bar{E}_0 .

Fig. 33. Extended Depth Dose.



Chapitre III

IMPLEMENTATION DU GGPB DANS LE SYSTEME TPS ECLIPSE

III.1. Acquisition des données faisceaux d'électrons nécessaire pour l'Eclipse :

III.1.1. Matériel et moyens dosimétriques :

III.1.1.1. Accélérateur [6]:

Les accélérateurs modernes les plus répandus en radiothérapie sont des accélérateurs linéaires d'électrons qui permettent également la production des rayons X de haute énergie. Le schéma d'une telle machine est présenté par la Fig. 34.

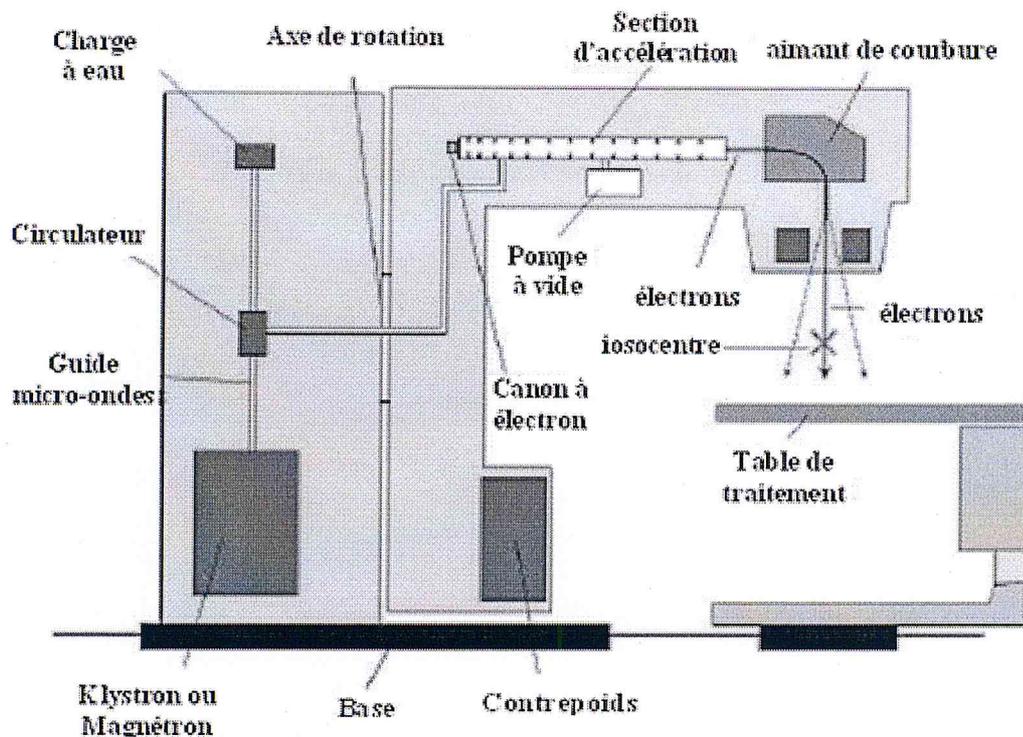


Fig. 34. Composants principaux d'un accélérateur linéaire.

Les électrons produits dans un premier temps, à l'aide d'une cathode métallique chauffée, sont ensuite soumis à un champ électrique constant (pour les extraire), associé à un champ électrique alternatif (pour maintenir le faisceau groupé). Ils sont ensuite injectés dans un tube où règne un vide très poussé, et sont, finalement, accélérés sur une trajectoire linéaire de dimension finie par l'intermédiaire d'une onde électromagnétique haute fréquence et de forte puissance, fournie par un pilote et amplifiée par un résonateur-amplificateur : Klystron ou Magnétron.

Le faisceau d'électrons, ainsi produit est soit délivré au patient, soit converti en photons X, par rayonnement de freinage sur une cible de tungstène (ou d'autre matériau) insérée sur la trajectoire du faisceau d'électrons.

Les accélérateurs linéaires disposent en général de plusieurs niveaux d'énergie.

Principe général de fonctionnement des accélérateurs linéaires :

- ✓ Le **modulateur** fournissant l'énergie électrique. Il génère des impulsions hautes tension à intervalles réguliers (fréquence de 50 à 200 Hz). On a ainsi des pulses d'énergie de quelques microsecondes qui sont envoyés vers la source hyperfréquence, et vers un canon à électrons pour les injecter dans la section accélératrice.
- ✓ Le générateur d'onde électromagnétique **Klystron** ou **magnétron**. Ce sont deux technologies différentes de production d'onde mais le principe reste le même à savoir une conversion d'une impulsion haute tension en une impulsion haute fréquence (3 GHz). Le Klystron est un tube amplificateur qui convient aux accélérateurs d'énergie supérieur à 15 MV et nécessite un pilote. Le est un tube auto-oscillateur (pas besoin de pilote) haute fréquence.
- ✓ Le **canon à électrons**, sorte de tube à rayons X dont l'anode serait creuse. Ainsi les électrons accélérés sous une tension de quelques dizaines de KV sont focalisés par une électrode et passent à travers l'anode pour pénétrer dans la section accélératrice.
- ✓ Le **contrôle automatique de fréquence (CAF)** permet de maintenir la fréquence de résonance de la structure.
- ✓ Le **système de guide** d'onde transporte l'onde hyperfréquence depuis la source vers la section accélératrice.

- ✓ La **section accélératrice**, dans laquelle règne un vide poussé, est constituée d'un assemblage de cylindre creux à parois de cuivre, appelés cavités résonantes. Elle peut être comparée à un circuit RLC, ayant donc sa propre fréquence de résonance. Une cavité est généralement constituée de deux cellules, ses parois forment l'iris. Les différentes caractéristiques géométriques des cavités seront déterminantes à la fois pour conditions de

propagation de l'onde hyperfréquence et pour l'efficacité de l'accélération. L'*élément porte cible* dont la cible sera nécessaire pour l'obtention d'un faisceau de photon X. elle est généralement en tungstène et d'épaisseur différentes en fonction de l'énergie pour limiter les pertes. Pour le traitement en électrons l'élément porte cible est contient des « prés diffuseurs » permettant la première étape de la mise en forme du faisceau d'électrons sur le patient ainsi qu'un dispositif lumineux de simulation de faisceau.

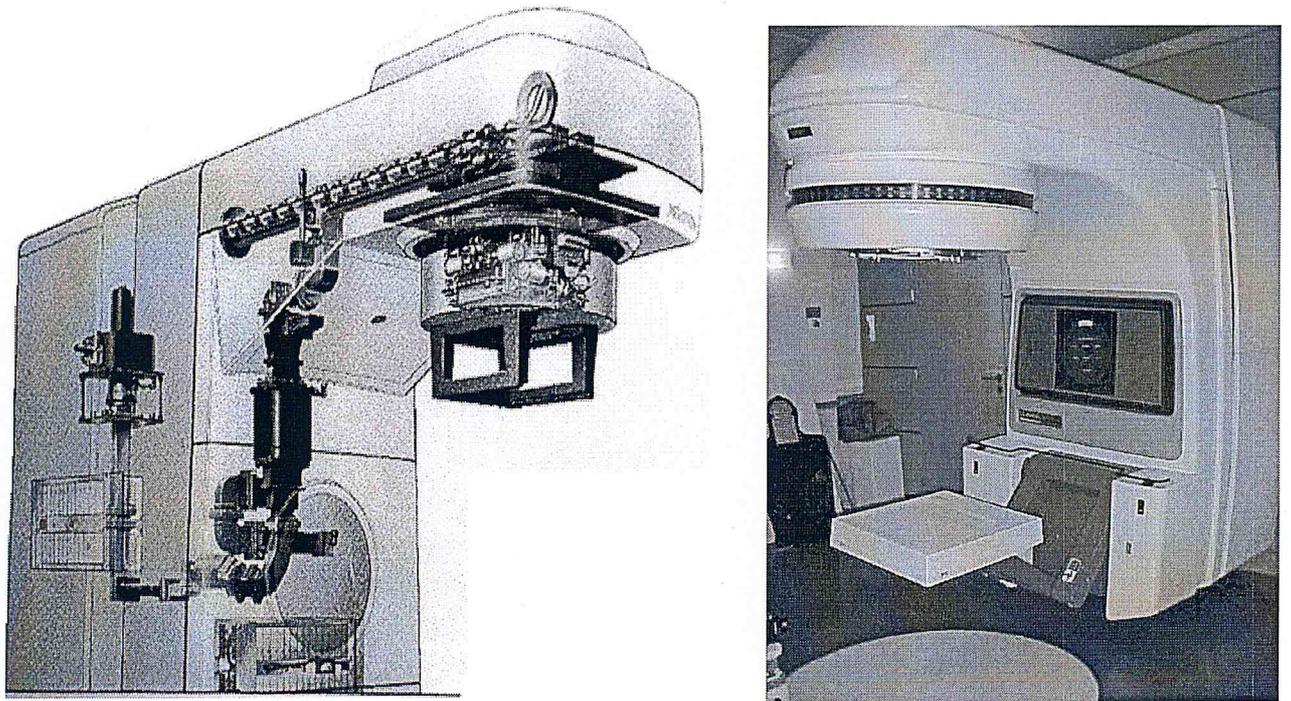


Fig. 35. Accélérateur linéaire.

III.1.1.2. Chambre d'ionisation :

En comparaison avec d'autres détecteurs, ce sont les détecteurs les plus utilisés. En dosimétrie clinique la chambre d'ionisation est la moyenne la plus commode pour la mesure de dose absorbée.

Le principe des chambres d'ionisation est de se place dans les conditions où le nombre d'ions collectés est égal au nombre d'ions formés lors de l'irradiation, ce qui permet de mesurer la quantité d'électricité transporté par ces électrons. Ce principe est basé sur la théorie de « BRAGG-GRAY ».

Il y a deux types de chambre d'ionisation : cylindrique et plate. Dans ce travail, on parler sur ce dernière, et particulièrement sur le type « Roos » [21].

Les chambres de la parallèle-plate sont recommandées pour:

- o Dosimétrie le faisceau d'électrons avec énergies au-dessous de 10 MeV.
- o mesurer la dose en profondeur de faisceau des photons et des électrons.
- o mesurer la dose au surface (D_{surface}) de faisceau des photon.
- o mesurer la dose en profondeur dans la région de build-up de faisceau méga-voltage (MV) du photons.

Les différentes parties qui formé la chambre d'ionisation plate **Fig. 36.** :

- (1) électrode Polarisant.
- (2) électrode Mesurant.
- (3) Guard ring.
- (a) Hauteur (séparation de l'électrode) de la cavité de l'air.
- (d) Diamètre de l'électrode polarisant.
- (m) Diamètre de l'électrode collecter.
- (g) Largeur du « Guard ring».

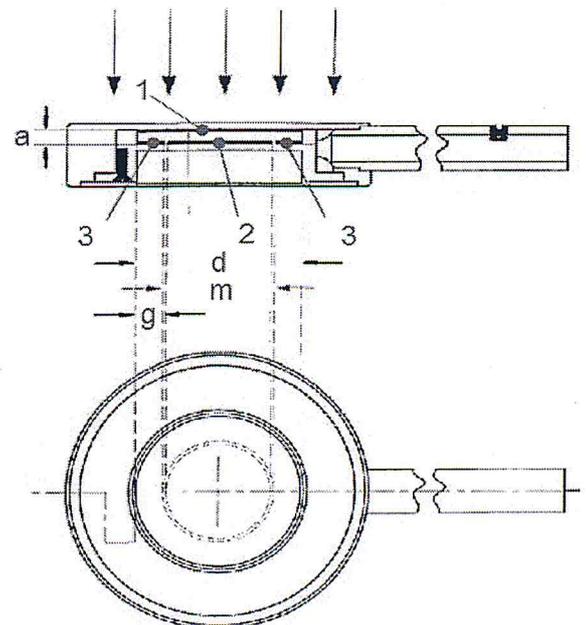


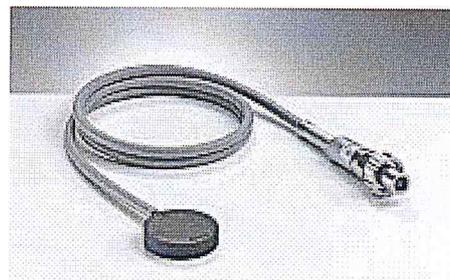
Fig. 36. Forme d'une chambre d'ionisation plate.

Caractéristiques de la chambre plate « Roos » :

	Diamètre (mm)	Hauteur (mm)	Largeur (mm)	Epaisseur du fenêtre antérieure
Roos	16	2	4	0,118

TAB .4. Caractéristiques de la chambre plate « Roos ».

Fig. 37. Chambre d'ionisation plate
Type « Roos »



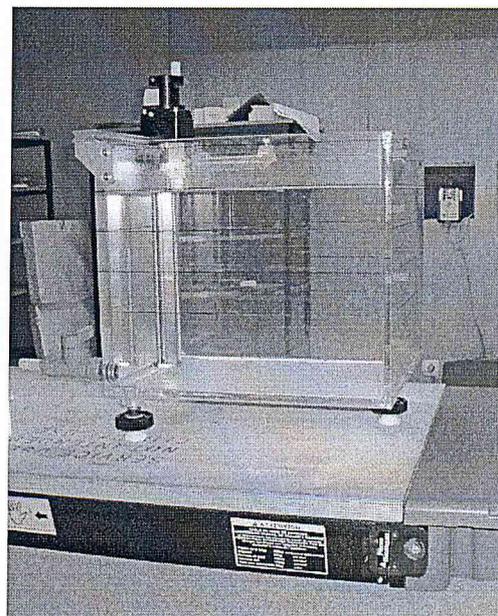
III.1.1.3. Fantôme [9]:

Les mesures en radiothérapie sont faites dans des fantômes d'eau ou des fantômes solides en polystyrène, en plexiglas ou en graphite, dont la densité électronique et volumique est proche de ceux de l'eau et de tissu.

Le fantôme d'eau est constitué d'une cuve en plexiglas en forme de parallélépipède de dimensions supérieur ou égale : $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$ celui-ci comporte un système mécanique permettant un déplacement de la chambre suivant les trois axes.

La chambre d'ionisation se trouve à l'intérieur du fantôme, et celui qui est reliée à un électromètre, qui donner les résultats se forme d'une charge collecté.

Fig. 38. Fantôme d'eau PTW 1D



III.1.2. Caractérisation de la qualité des faisceaux [22]:

III.1.2.1. Choix de l'indice de qualité des faisceaux :

Pour les faisceaux d'électrons, l'indice de qualité et la profondeur de demi-atténuation dans l'eau, R_{50} . Il s'agit de la profondeur dans l'eau (en g/cm²) pour laquelle la dose absorbée vaut 50% de sa valeur maximale, mesurée à une DSP de 100 cm et une grandeur de champ d'au moins 15 X 15 cm² à la surface du fantôme pour toutes les énergies.

III.1.2.2. Mesure de la qualité des faisceaux :

Le détecteur de choix pour la mesure de R_{50} est, pour toutes les qualités de faisceaux, la chambre d'ionisation plane parallèle. On utilisera un fantôme d'eau. En faisceau vertical, la direction de balayage sera en direction de la surface, ceci pour réduire l'effet dû à la formation d'un ménisque.

Des corrections liées à la recombinaison ionique doivent être appliquées à chaque profondeur de mesure. Ces corrections peuvent être déduites d'un set limité de mesures représentative, par exemple près de la surface, au maximum de l'ionisation et aux profondeurs correspondant à 90% et 50% du maximum d'ionisation.

Lorsque l'on utilise une chambre d'ionisation, la quantité mesurée est la profondeur de demi-atténuation en terme de courant d'ionisation $R_{50,ion}$. La profondeur de demi-atténuation en termes de dose absorbée, R_{50} , est obtenir à l'aide de la formule suivant :

$$R_{50} = 1.029 R_{50,ion} - 0.06 \quad (22)$$

On peut utiliser d'autres détecteurs (diodes, diamants) que la chambre d'ionisation pour déterminer R_{50} . Dans ce cas, l'utilisateur vérifiera que le détecteur est adéquat pour la mesure de la dose en profondeur, en le comparant à une chambre d'ionisation pour une série représentative de qualité des faisceaux.

III.1.3. Détermination de la dose absorbée dans l'eau :

Afin d'obtenir des résultats fiables, il est recommandé d'effectuer un contrôle de stabilité avant et après chaque mesure contrôle effectué à l'aide de la source radioactive de contrôle, le Thermomètre et le Baromètre.

III.1.3.1. Conditions de référence :

Les conditions de référence sont celles pour lesquelles le facteur de calibration d'un dosimètre $N_{W,Q}$ permettant d'obtenir la dose absorbée dans l'eau $D_{W,Q}$ est spécifié.

La profondeur de référence Z_{ref} est donnée par :

$$Z_{ref} = 0.6 R_{50} - 0.1 \quad (41)$$

Cette profondeur est proche de la profondeur du maximum de la dose absorbée Z_{max} pour des qualités de faisceaux $R_{50} < 4 \text{ g/cm}^2$ ($E_0 < 10 \text{ MeV}$). Aux qualités de faisceaux plus élevées, elle est supérieure à Z_{max} . Pour un accélérateur donné, chaque faisceau de référence aura une profondeur de référence particulière. Cependant, il a été montré que la nouvelle profondeur permet de réduire significativement les variations des facteurs de calibration d'une machine à l'autre, le gain en précision justifier son application, particulièrement dans le cas des chambres de type plane parallèle.

III.1.3.2. Dose absorbée dans l'eau à la profondeur de référence :

La dose absorbée dans l'eau à la profondeur de référence dans l'eau pour une qualité du faisceau Q et en l'absence de la chambre est donnée par :

$$D_{W,Q} = N_{W,Q} M_Q \quad (42)$$

$$M_Q = M K_{TP} K_S K_{pol} \quad (43)$$

Avec :

$D_{W,Q}$: Dose absorbée dans l'eau pour le rayonnement de qualité Q à la position du point de référence de la chambre quand la chambre, et le cas échéant son fourreau.

K_{TP} : Correction liée à la densité de l'air.

K_S : Correction liée à la recombinaison ionique.

$N_{W,Q}$: Facteur de calibration pour la qualité de rayonnement permettant de convertir la lecture de l'instrument en dose absorbée dans l'eau.

M_Q : Lecture corrigée de l'instrument.

M : Lecture non corrigée de l'instrument.

➤ Correction liée à la densité de l'air (K_{TP}) :

Pour effectuer des mesures précises, il est nécessaire de corriger toute différence entre la densité de l'air dans la chambre au moment de la mesure et celle pour laquelle le facteur de calibration s'applique. Le facteur K_{TP} tient compte de l'influence de la température de l'air et de sa pression sur la densité de l'air dans le volume ouvert de la cavité :

$$K_{TP} = (P_0 \cdot T) / (P \cdot T_0) \quad (44)$$

T est la température (en Kelvin) de l'air dans la chambre dans l'air.

P la pression ambiante de l'air ; $P_0 = 101,325 \text{ K Pa} = 760 \text{ mm Hg}$.

➤ Correction liée à la recombinaison ionique (K_S) :

L'efficacité incomplète de collection des charges dans le volume de la cavité, due à la recombinaison ionique, implique l'utilisation d'un facteur de correction K_S . Cette correction dépend de la géométrie de la chambre d'ionisation, de la tension appliquée à la chambre et de la dose par impulsion de l'accélérateur. Dans le cas d'un rayonnement pulsé, en particulier pour des faisceaux à balayage, le facteur de correction liée à la recombinaison peut être relativement important et ainsi une correction pour la recombinaison ionique doit être appliquée.

Des indications détaillées sur la saturation d'une chambre d'ionisation peuvent être trouvées dans son manuel d'utilisation.

$$k_S = a_0 + a_1 \left(\frac{M_1}{M_2} \right) + a_2 \left(\frac{M_1}{M_2} \right)^2 \quad (45)$$

; a_0, a_1, a_2 : Facteurs données.

➤ Correction liée à la polarité (K_{pol}) : facteurs données

Il est recommandé d'utiliser le dosimètre avec la même tension de polarisation que celle utilisée lors de la vérification. Dans ce cas, aucune correction liée à la

polarisation n'est appliquée dans l'utilisation clinique, car celle-ci est alors implicitement incluse dans le facteur de calibration.

$$K_{pol} = \frac{|Q_+|+|Q_-|}{2Q} \quad (46)$$

III.2. Tableau comparatif concernant des données dosimétriques nécessaires entre Pencil Beam et GGPB :

	GGPB [23]	Pencil Beam [24]
Données de l'Axe central	<ul style="list-style-type: none"> - $P_0(Z)$: Courbes de rendement en profondeur du champ ouvert 15x15, - $P_b(Z)$: Courbes de rendement en profondeur du complètement fermé par un cache, - S_{vir} : distance source virtuelle-applicateur, - DCS : distance normale collimateur-surface du fantôme, - $\overline{\theta_0^2}$: angle quadratique moyen de la diffusion au plan de référence, - $\overline{E_0}$: énergie moyenne des électrons à la surface du fantôme. FOC : pour tous les applicateurs disponibles.	<ul style="list-style-type: none"> - $P(Z)$: Courbes de rendement en profondeur au Minimum de 7 dimensions de Champ (6 dimensions mesurés + extrapolé la dimension zéro), - DSS : Distance Source-Surface, - Profondeur de normalisation, - S_{vir} : distance source virtuelle-applicateur, - Facteurs de la diffusion, pour les mêmes dimensions de champ. - FOC : pour tous les applicateurs disponibles.
Données du Profil (Hors de l'axe central)	/	<ul style="list-style-type: none"> - Profils, au minimum un profil de grande dimension de champ, - 4 profondeurs pour chaque dimension de champ / 4 ou 5 dimensions de champ (par exemple : 25x25, 20x20, 15x15, 10x10, 5x5).

TAB .5. Comparaison des données dosimétriques nécessaires entre Pencil Beam et GGPB.

On constate A partir de ce tableau que l'algorithme GGPB nécessite l'entrée minimale des données expérimentales comparativement à l'algorithme Pencil Beam.

III.3. Configuration du faisceau d'électrons par l'Algorithme GGPB [25] :

Cette procédure décrit la configuration d'un applicateur avec une énergie sélectionnée pour l'algorithme GGPB. Les étapes de cette procédure doivent être répétées pour chaque applicateur (voir l'annexe).

Conclusion

*Le travail effectué nous a permis de prendre connaissance du Commissioning d'un nouveau modèle de calcul de distribution de dose utilisant l'algorithme **GGPB** (Generalized Gaussian Pencil Beam). Cet algorithme est implémenté dans le système de planification de traitement Eclipse développé par firme Varian médical, a nécessité minimales des données expérimentales comparativement à l'ancien algorithme Pencil Beam utilisé par le système de planification de traitement Theraplan Plus, commercialisé par la firme Nucletron. Ces données dosimétriques exigées par l'algorithme **GGPB** ont consisté sur :*

- ✓ *La détermination de l'indice de qualité qui est la profondeur de demi-atténuation dans l'eau R_{50} .*
- ✓ *Détermination du débit de référence selon les recommandations de L'AIEA (Rapport technique N° 398).*
- ✓ *Rendement en profondeur avec applicateur 15 x 15 cm².*
- ✓ *Rendement en profondeur avec champ caché et fermé.*
- ✓ *Position de la source virtuelle ponctuelle S_{vir} .*
- ✓ *Facteur d'ouverture des collimateurs.*

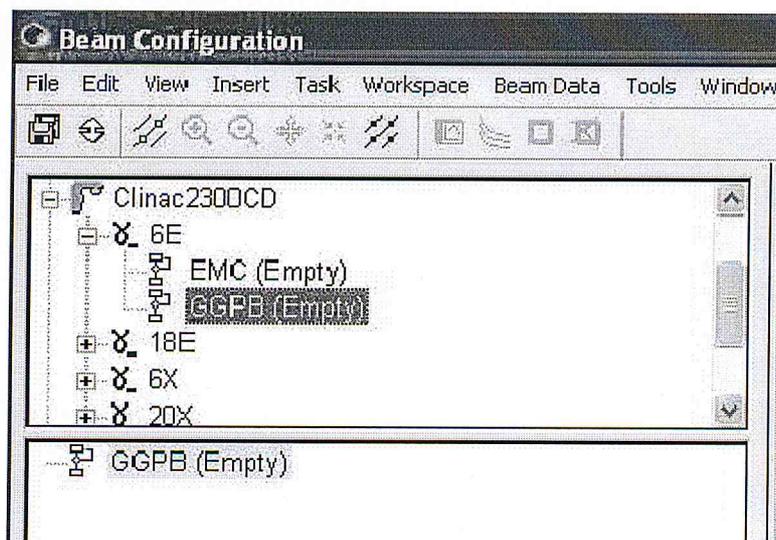
*L'acquisition expérimentale des données vont permettre la mise en application de l'algorithme GGPB en routine clinique, notamment dans la sphère
ORL et des tumeurs superficielles.*

ANNEXE

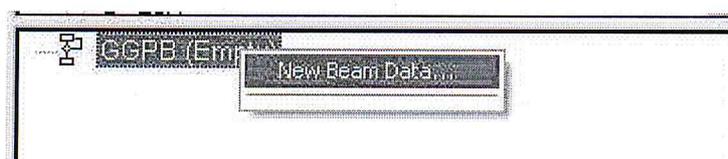
Configuration du faisceau d'électrons par l'Algorithme GGPB [25] :

Cette procédure décrit la configuration d'un applicateur avec une énergie sélectionnée pour l'algorithme GGPB. Les étapes de cette procédure doivent être répétées pour chaque applicateur.

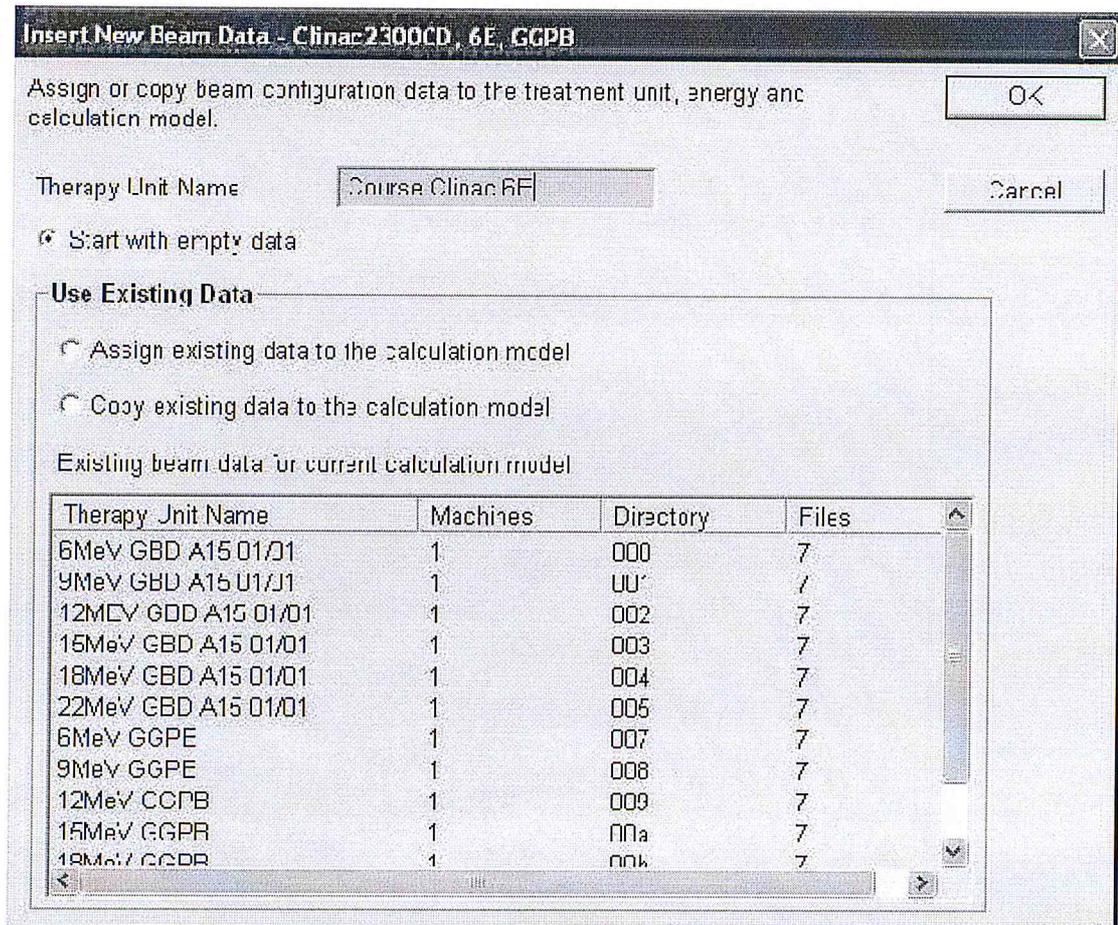
1. Ouvrez une session dans Windows comme Administrateur.
2. Démarrez l'application Eclipse.
3. Ouvrez une session dans Eclipse comme Physicien.
4. Sélectionnez la tâche "Beam Configuration"
5. Sélectionnez la machine de traitement, l'énergie Electron à configurer et le modèle de calcul des électrons.



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



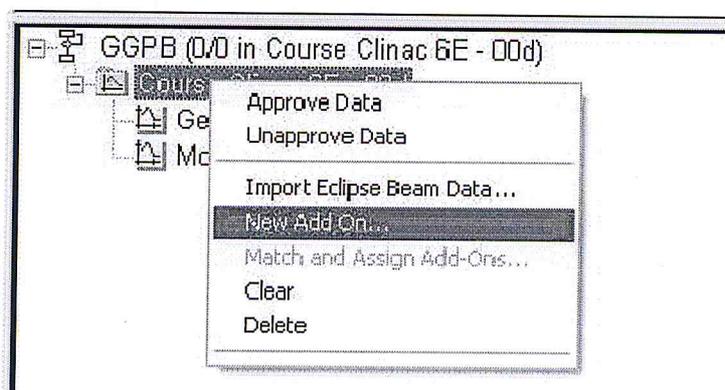
7. Sélectionnez Démarrer avec des données vides (Start with empty data), puis définissez le nom de la machine de thérapie (Therapy Unit Name) et cliquez sur OK.



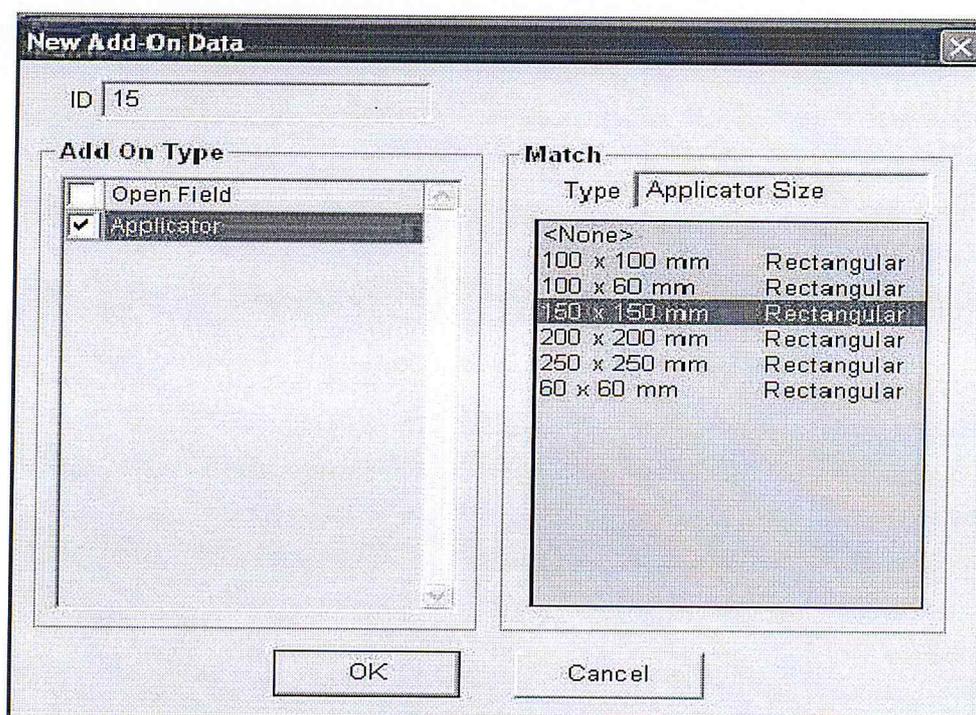
8. Sélectionnez Paramètres généraux (General Parameters), entrez la DSF (SPD), DSA (SAD) et l'intervalle entre les points mesure (depth dose point interval) (généralement entre 0,1 et 0,2 cm, les énergies plus élevées requérant 0,2 cm pour couvrir l'ensemble de la courbe de rendement en profondeur, car il y a une limite de 81 points de données mesurées par courbe). Si des profils ont été mesurés, vous pouvez entrer également leurs profondeurs.

General Parameters	
therapy unit name	Course Clinac 6E
source-phantom distance [cm]	100
source-axis distance [cm]	100.0
depth dose point interval [cm]	0.2
first profile depth [cm]	
second profile depth [cm]	
third profile depth [cm]	
fourth profile depth [cm]	
fifth profile depth [cm]	

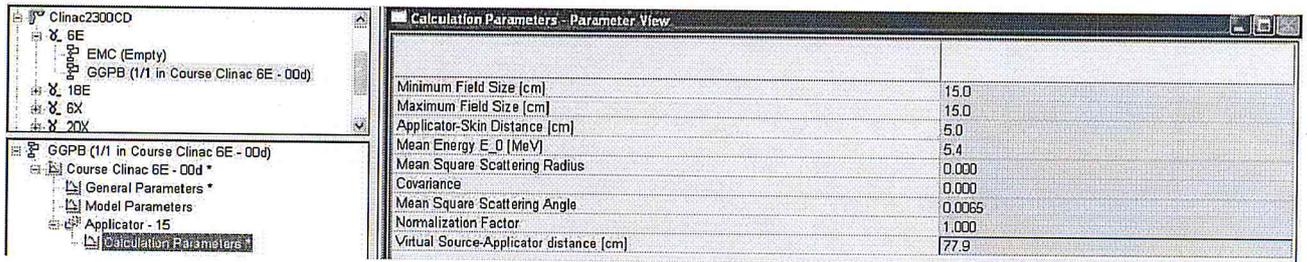
9. Cliquez avec le bouton droit de la souris sur le nom de la machine et sélectionnez Nouvel accessoire (New Add On).



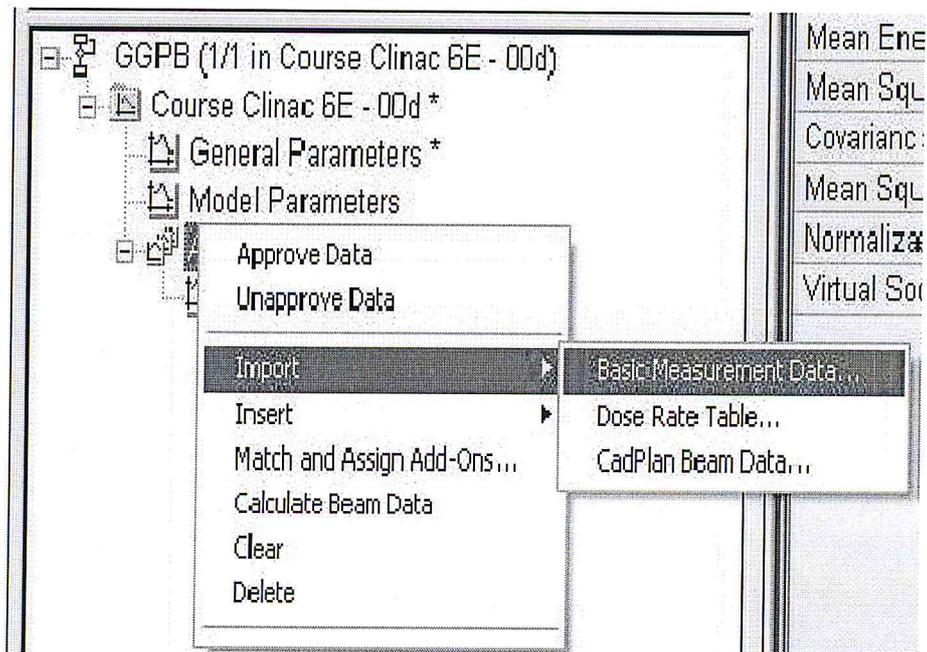
10. Sélectionnez Applicateur, puis la taille d'applicateur à configurer.



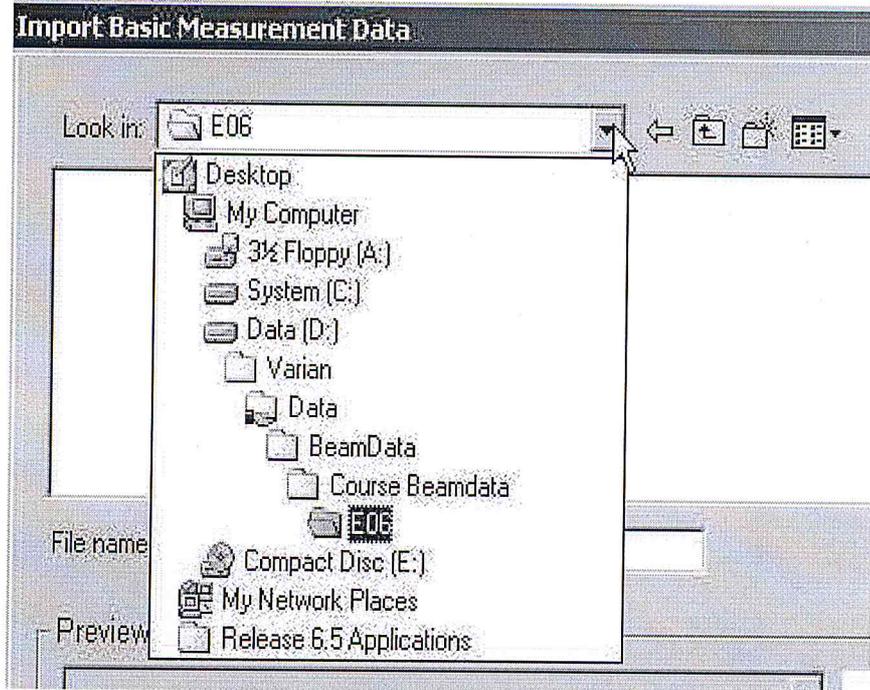
11. Renseignez les paramètres de calcul. Entrez 1,0 pour le facteur de normalisation.



12. Cliquez avec le bouton droit de la souris sur le nouvel applicateur, sélectionnez Importer (Import), Données de mesure de base (Basic Measurement Data).



13. Localisez le répertoire dans lequel les données de faisceau correspondantes sont stockées.



14. Sélectionnez les fichiers correspondants. Vous devez éventuellement taper « * » dans le champ (File name) pour visualiser tous les fichiers du répertoire. Puis cliquez sur OK.

Measurements in selected files:

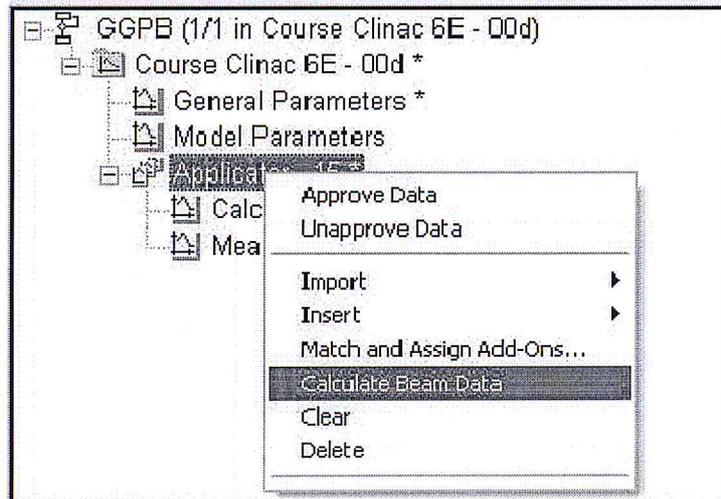
Type	Field Size [mm]	Depth [mm]
Open Field Depth Dose	150*150	
Blocked Field Depth Dose	150*150	

Preview of Selected Measurement

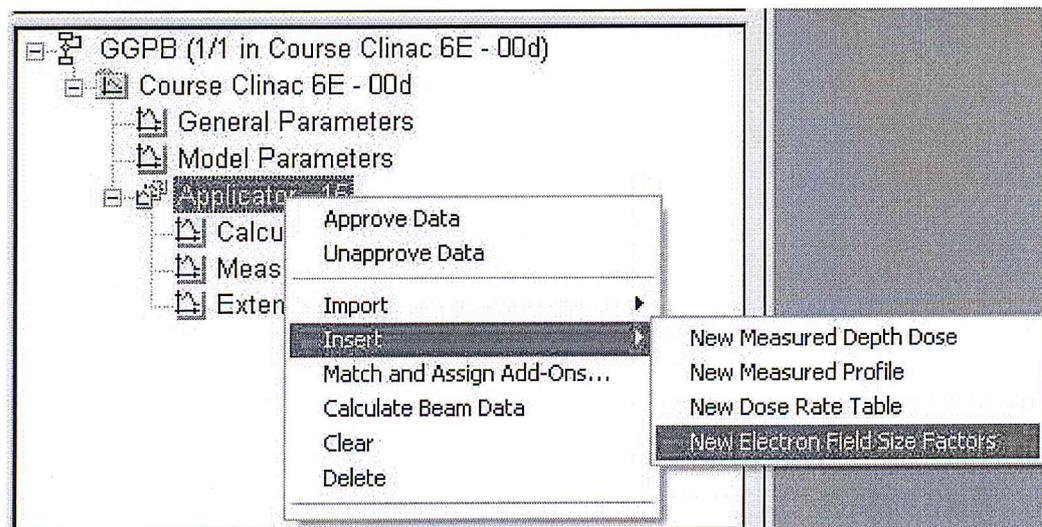
```
[d:\varian\data\beamdata\course
beamdata\e06\e06_15x15.cdp:2]
#
#?100 #1183      6 MeV Electrons
#FIELD SIZE 15x15 cm
#
%DATE 10-08-97
%DETY CHA
%BMTY ELE
%TYPE OPD
%AXIS Z
%PNTS 020
%STEP 020
%SSD 1000
%FLSZ 150*150
<000.0 000.0 000.0 076.5>
<000.0 000.0 002.0 078.7>
<000.0 000.0 004.0 082.5>
<000.0 000.0 006.0 087.4>
<000.0 000.0 008.0 092.3>
<000.0 000.0 010.0 096.7>
<000.0 000.0 012.0 099.5>
<000.0 000.0 014.0 099.6>
<000.0 000.0 016.0 096.2>
<000.0 000.0 018.0 088.6>
<000.0 000.0 020.0 076.8>
```

Graph showing Depth Dose (%) vs. Depth [mm]. The curve shows a peak at approximately 15 mm depth, followed by a sharp decline.

15. Sélectionnez l'accessoire correspondant, cliquez avec le bouton droit de la souris, sélectionnez Calculer des données de faisceau (Calculate Beam Data), puis confirmez en cliquant sur OK le message Toutes les données vont être enregistrées.



16. Sélectionnez l'accessoire correspondant, cliquez avec le bouton droit de la souris, sélectionnez Insérer (Insert), Nouveaux facteurs de tailles de champs électron (New Electron Field Size Factors).

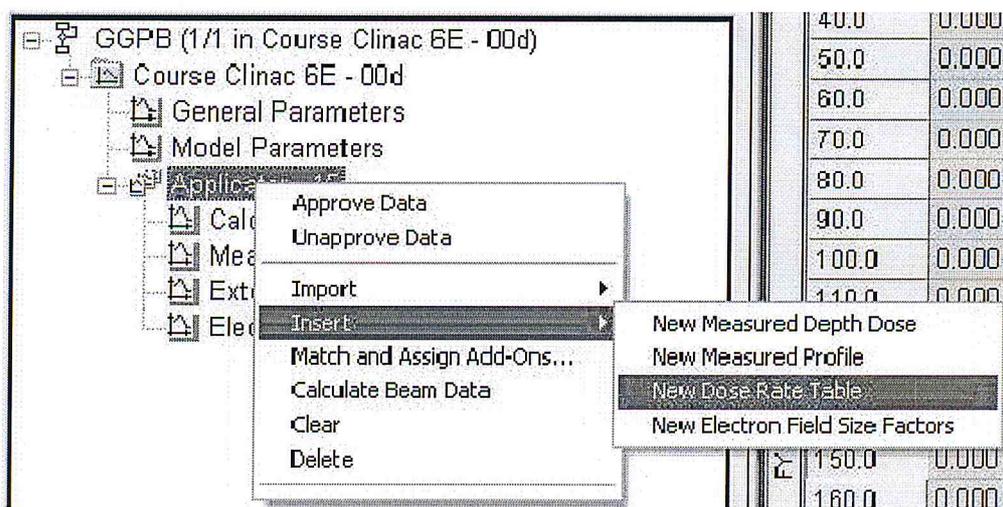


17. Sélectionnez Nouveaux facteurs de tailles de champs électron (Electron Field Size Factors) et entrez la valeur 1,0 pour la taille du champ d'applicateur

(15x15cm²). Étant donné que l'on n'utilise qu'une seule taille de champ applicateur, la taille du champ clinique sera réalisée avec des caches.

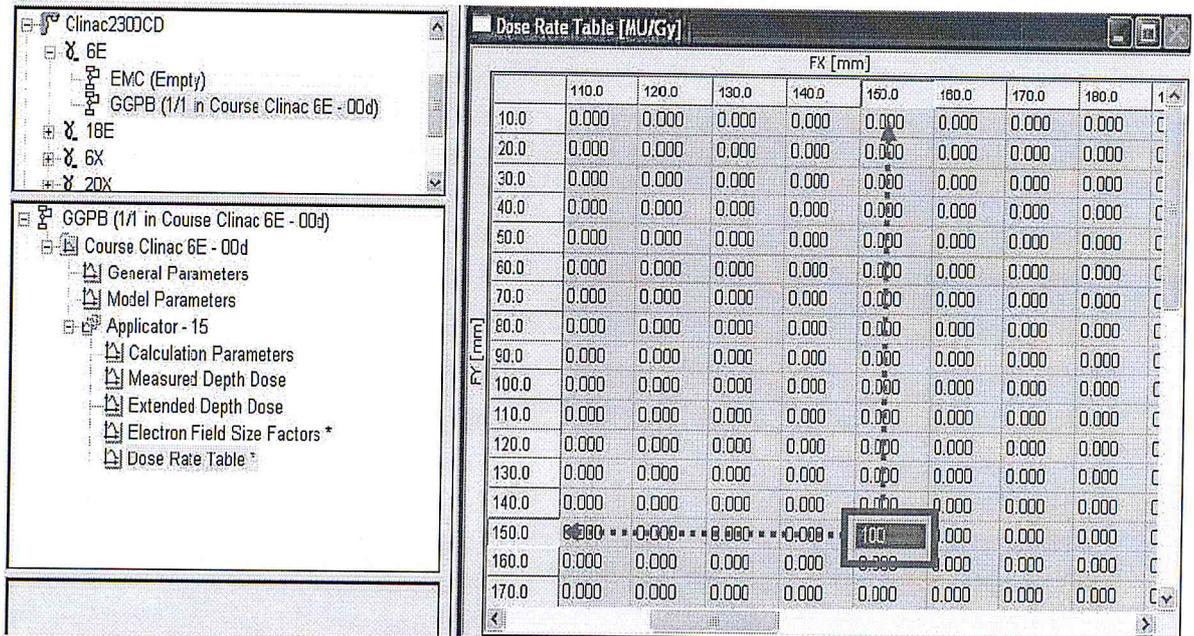
		FX [mm]								
		100.0	110.0	120.0	130.0	140.0	150.0	160.0	170.0	180.0
FY [mm]	10.0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
	20.0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
	30.0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
	40.0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
	50.0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
	60.0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
	70.0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
	80.0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
	90.0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
	100.0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
	110.0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
	120.0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
	130.0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
	140.0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
	150.0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	1.000	0.000	0.000	0.000
	160.0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
	170.0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
	180.0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
	190.0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000

18. Entrez une nouvelle table de débits de dose. Cliquez avec le bouton droit de la souris sur l'applicateur, sélectionnez Insérer (Insert), puis Nouvelle table de débits de dose (New Dose Rate Table).



19. De même que pour les facteurs d'ouverture du collimateur, il est nécessaire d'entrer dans la table des UM la valeur UM pour la taille de champ de

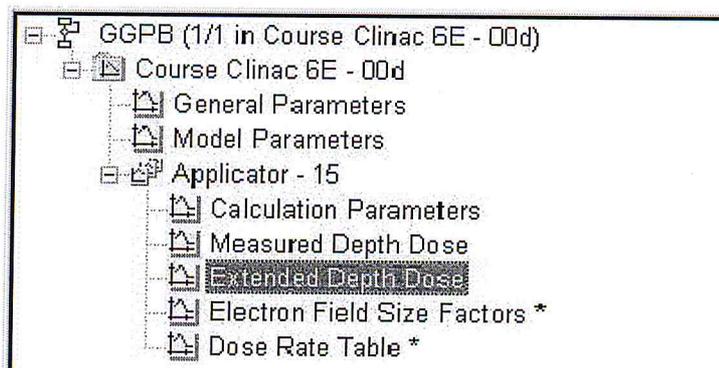
notre applicateur. Par exemple, 100 au 15x15. Il n'est pas nécessaire d'entrer d'autres valeurs parce que la taille de champ ne changera jamais pour cet applicateur 15x15. S'il est nécessaire de changer le champ pour un patient, le 15x15 sera modifié par un cache, pas par la taille du champ.



20. Dans les étapes 20 à 33, le facteur de normalisation est déterminé afin de normaliser à 100% la courbe de rendement en profondeur calculée. Le facteur est calculé au moyen de la formule suivante :

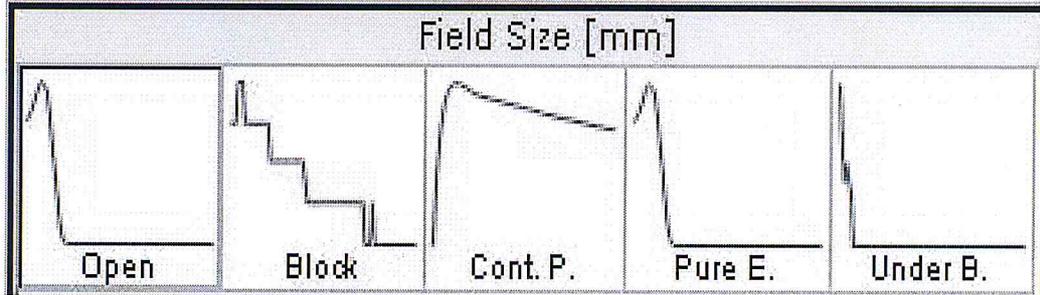
$$F = \frac{D_{10x10} - D_{x,max}}{100 - D_{x,max}} \quad (47)$$

Sélectionnez Rendement en profondeur étendu (Extended Depth Dose).

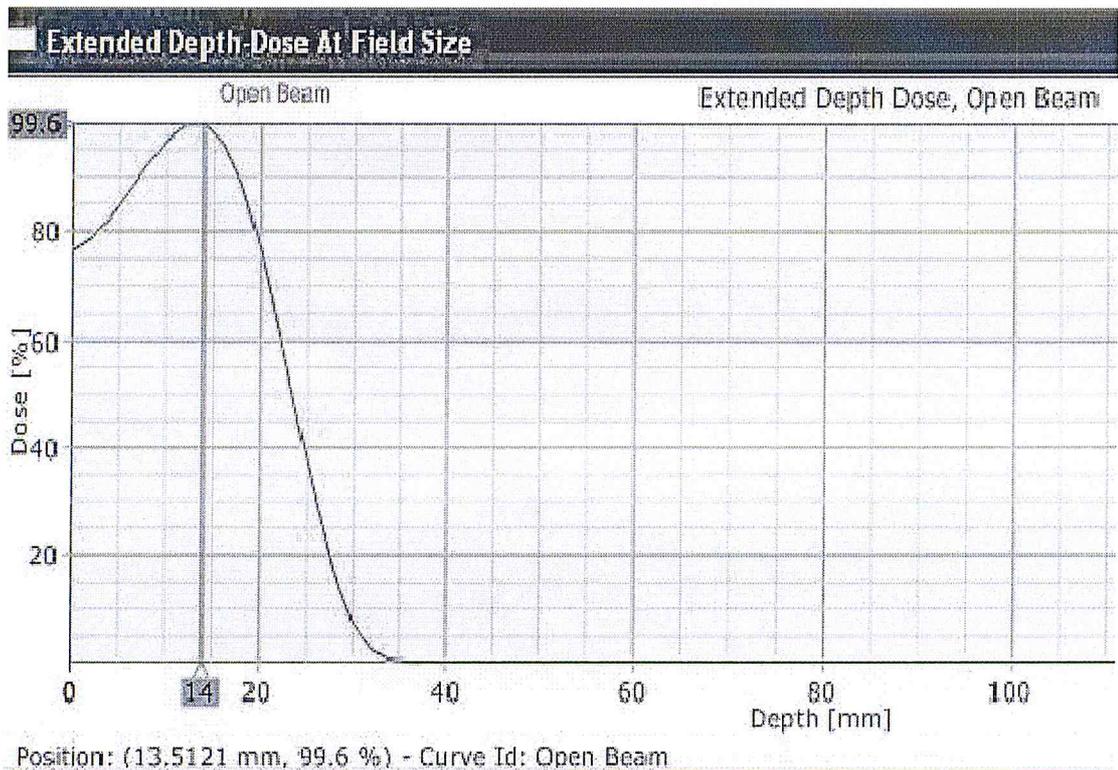


21. Sélectionnez la courbe du champ ouvert (Open).

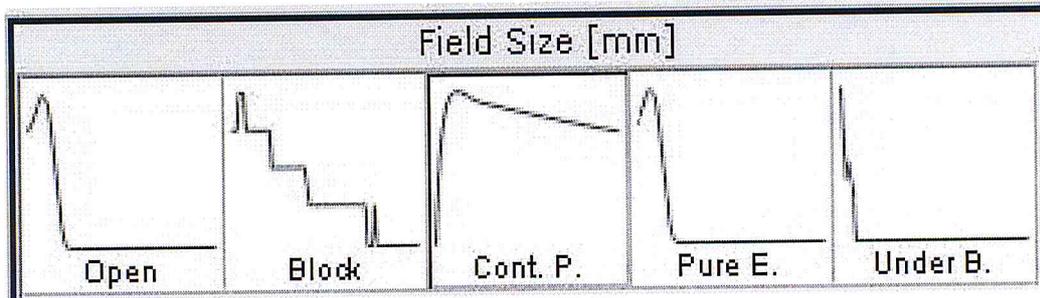
Fig. 57.



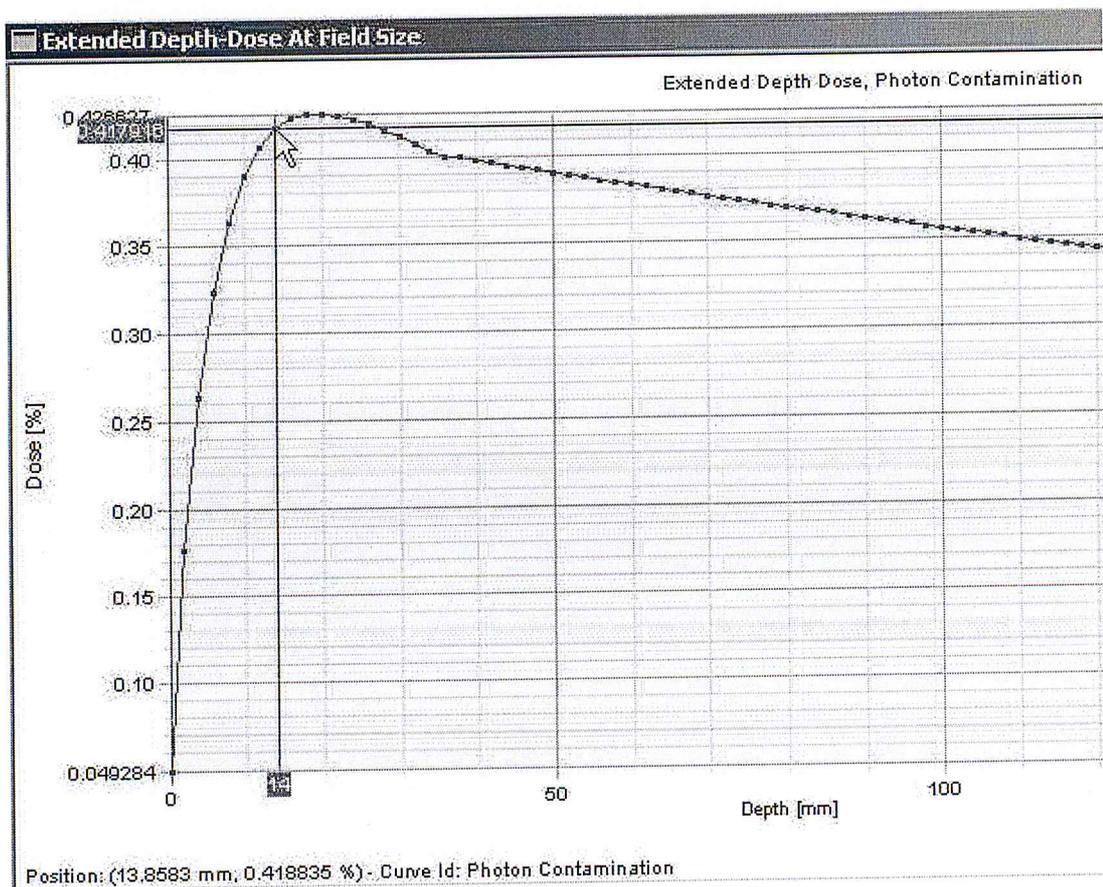
22. Recherchez la profondeur de D_{MAX} (pour les étapes 22, 24 et 31, il peut être utile d'employer l'éditeur de courbes).



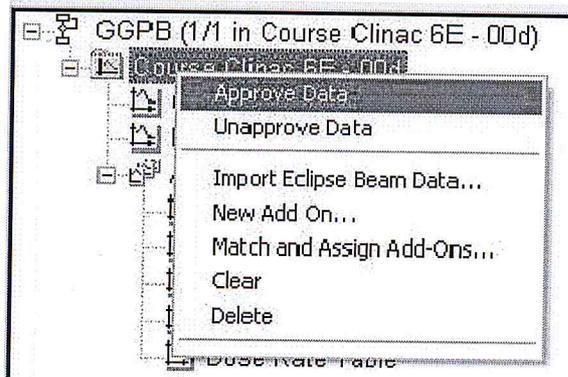
23. Sélectionnez la courbe de contamination photonique (Cont P).



24. Recherchez la dose correspondant à la profondeur D_{MAX} de la courbe du champ ouvert et entrez-la sous la forme $D_{X,MAX}$ (dans notre exemple $D_{X,MAX} = 0,417916$).



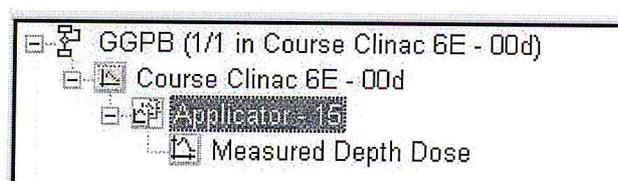
25. Cliquez avec le bouton droit de la souris sur le nom de la machine, sélectionnez Approuver des données (Approve Data), puis confirmez en cliquant sur OK le message indiquant que toutes les données seront enregistrées.



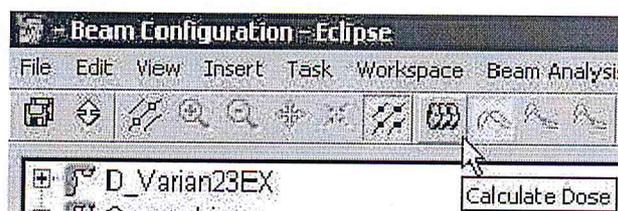
26. Rendez-vous dans l'espace de travail Analyse de faisceau (Beam Analysis).



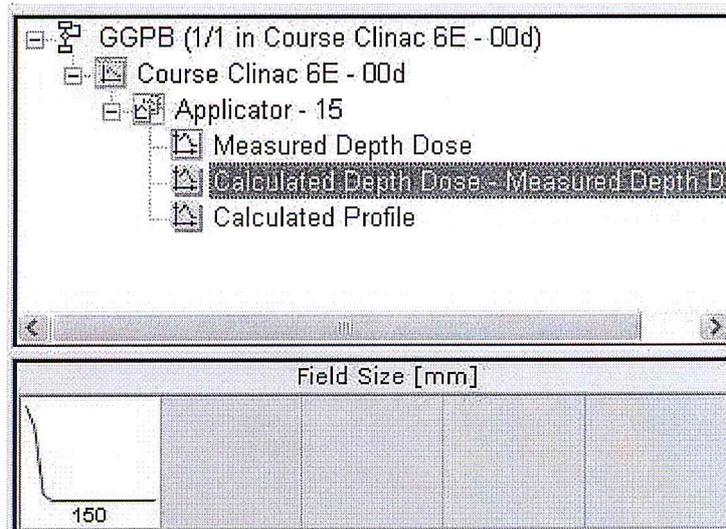
27. Sélectionnez l'applicateur que vous configurez.



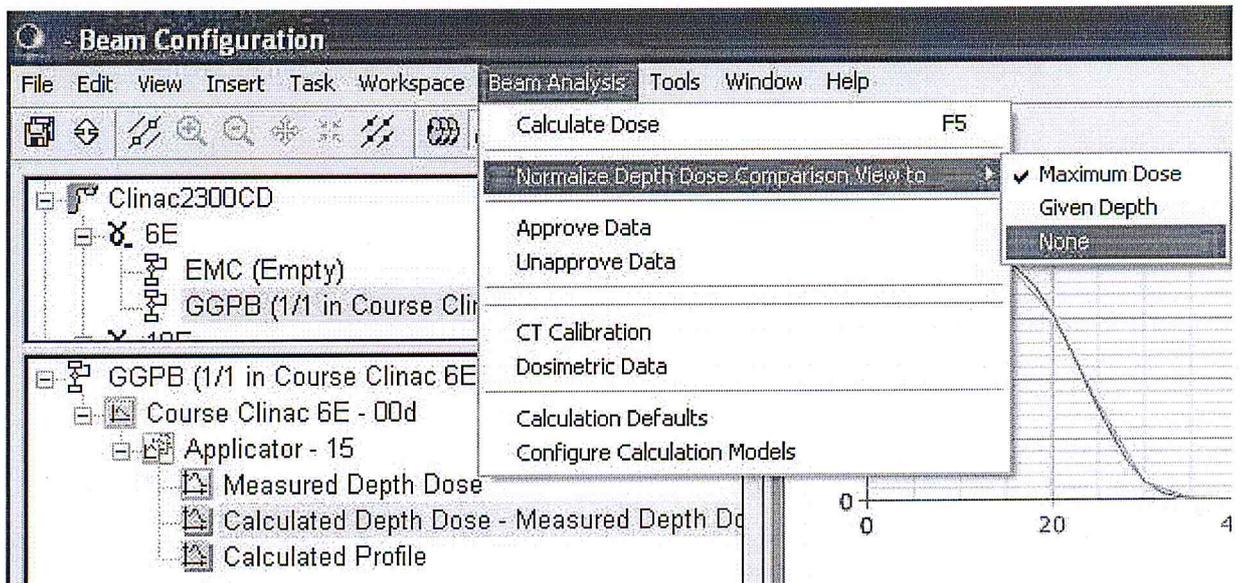
28. Cliquez sur le bouton de calcul (Calculate Dose).



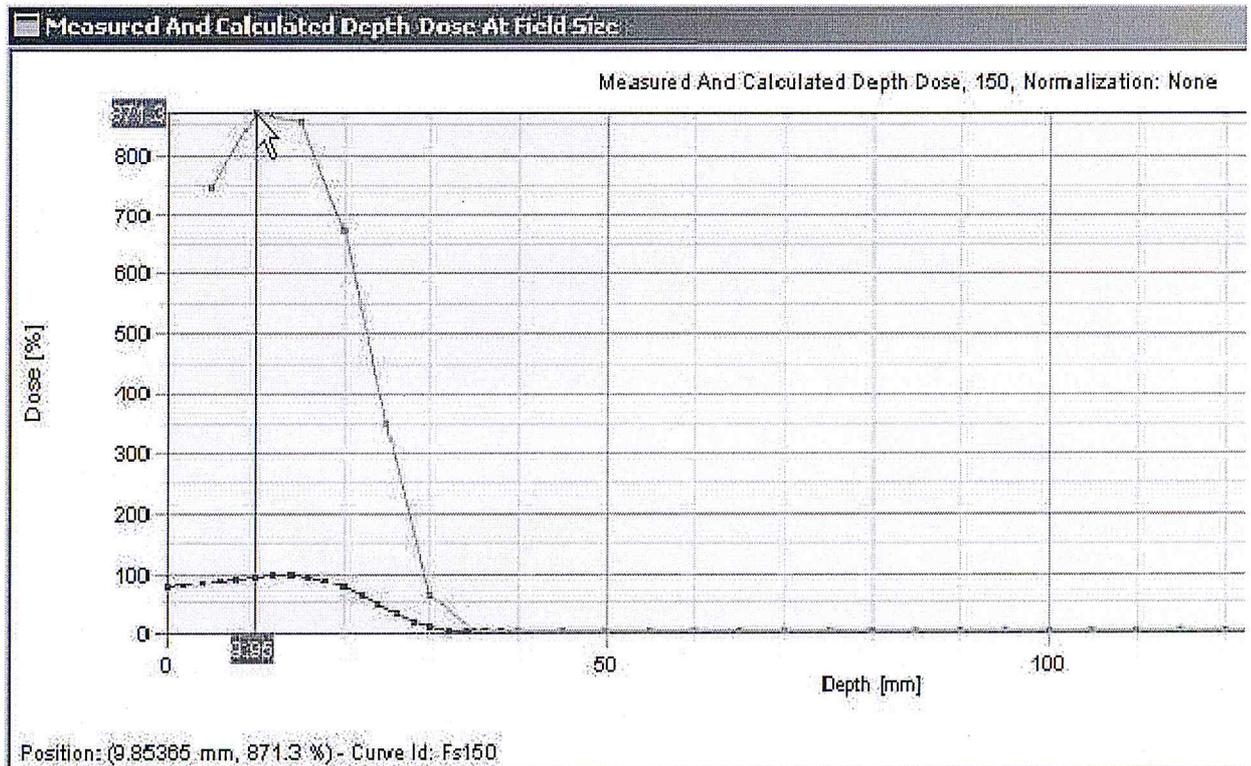
29. Sélectionnez Rendement en profondeur calculé – Rendement en profondeur mesuré (Calculated Depth Dose – Measured Depth Dose). Puis sélectionnez la cellule 150mm correspondant à la taille de l'applicateur.



30. Dans l'espace de travail Analyse de faisceau (Beam Analysis), sélectionnez Normaliser la vue de comparaison des doses en profondeur à (Normalize Depth Dose Comparison View to), puis sélectionnez Aucun(e) (None).



31. Au moyen du pointeur, recherchez la valeur maximale le long de la courbe calculée et entrez cette valeur sous la forme $D_{10 \times 10}$ (dans notre exemple $D_{10 \times 10} = 871,3$).



32. Calculez le facteur de normalisation au moyen de la formule suivante :

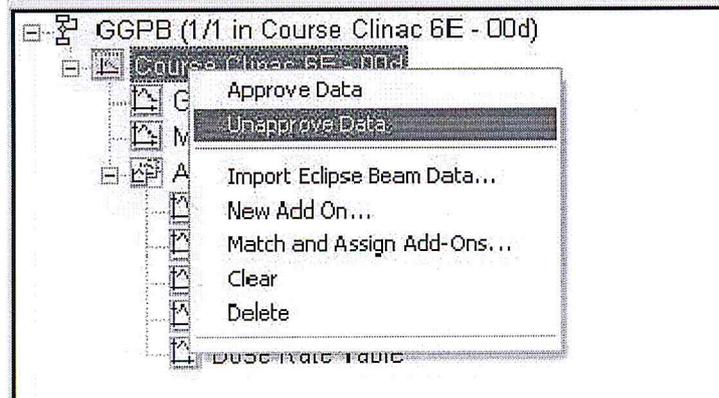
$$F = \frac{D_{10 \times 10} - D_{x, \max}}{100 - D_{x, \max}} \quad (47)$$

;(dans notre exemple $F = 8,745$).

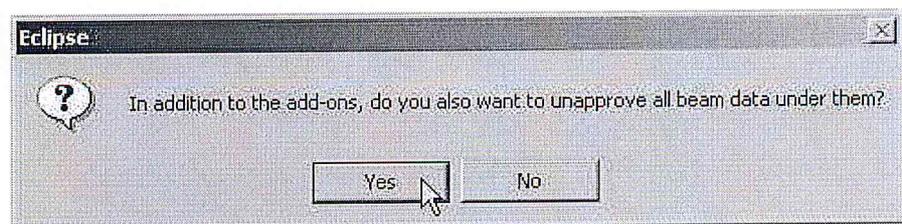
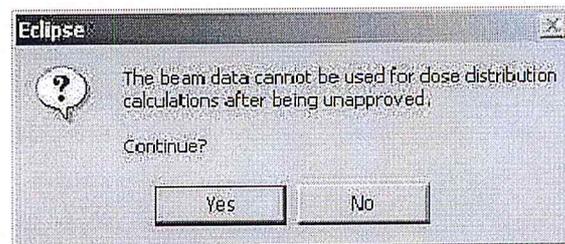
33. Sélectionnez l'espace de travail Données faisceaux (Beam Data).



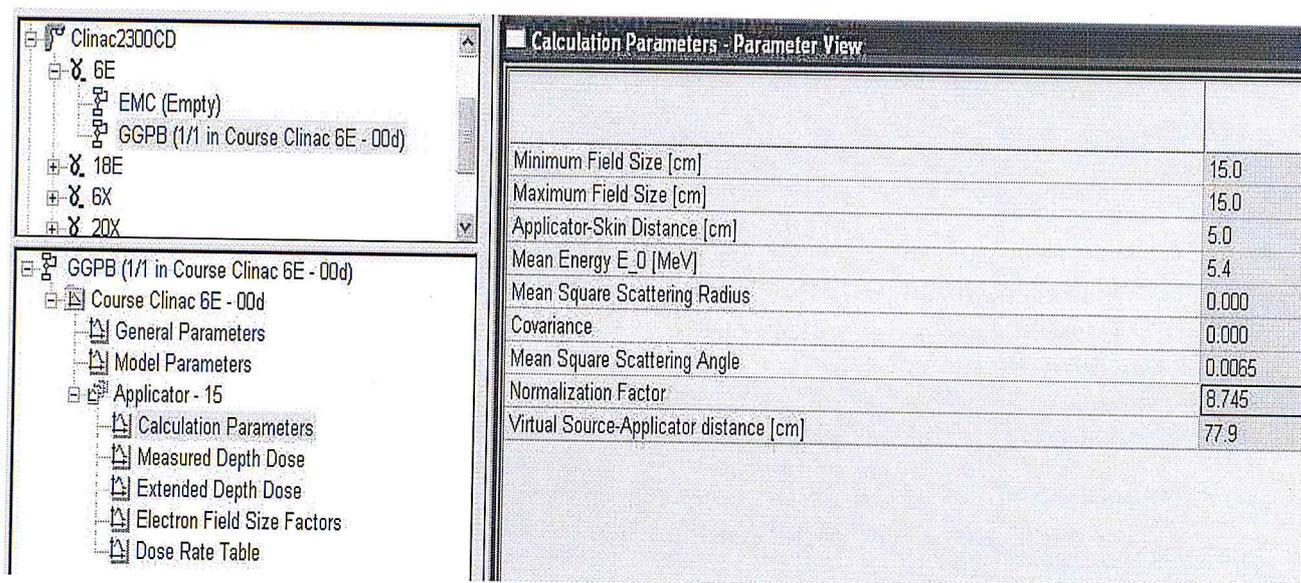
34. Cliquez avec le bouton droit de la souris sur le nom de la machine, sélectionnez Désapprouver des données (Unapprove Data), puis confirmez en cliquant sur OK le message indiquant que toutes les données seront enregistrées.



35. Confirmez par Oui les messages indiquant que toutes les données seront enregistrées, que les données non approuvées ne peuvent pas être utilisées pour le calcul des doses et que toutes les données de faisceaux associées aux accessoires seront également désapprouvées.

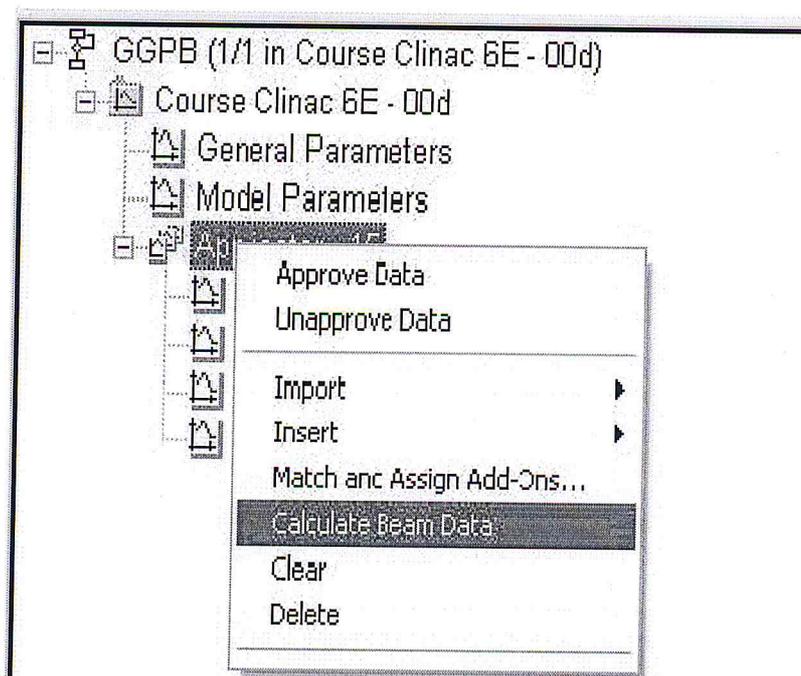


36. Sélectionnez les paramètres de calcul de l'applicateur que vous configurez et entrez le nouveau facteur de normalisation, ici 8,745.

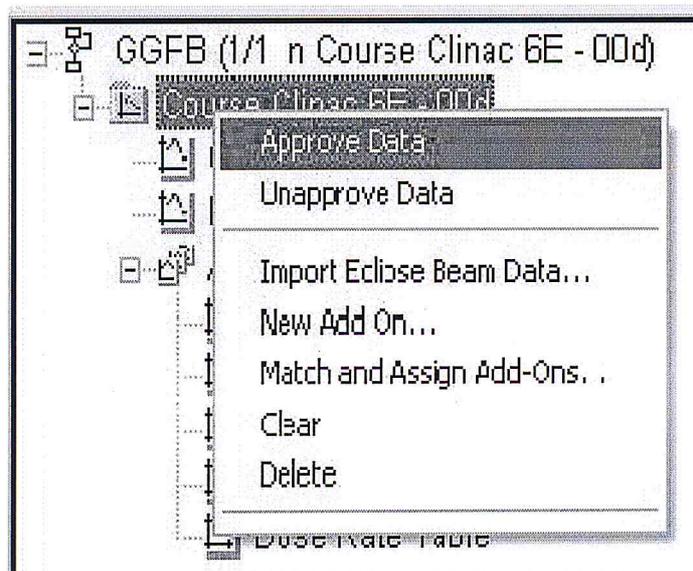


37. Cliquez avec le bouton droit de la souris sur l'applicateur, sélectionnez Calculer des données de faisceau (Calculate Beam Data), puis confirmez en cliquant sur OK le message indiquant que toutes les données seront enregistrées.

Fig. 73.



38. Approuvez les données et acceptez l'enregistrement des données en cliquant sur OK.



Références

- [1] H.A Bethe. Stosstheorie, Handbuch der Physik, (1933).
- [2] Valentin Luc, ' Physique subatomique, noyaux et particules : approche élémentaire', édition de l'OPU (1987).
- [3] L.C.Northcliffe, Phys. Rev .120, 1744, (1960).
- [4] Abdennour YEKHLEF, Mémoire de magister, Université MENTOURI Constantine ; Mesure par détecteurs solides de traces nucléaires (DSTN) de la radioactivité de l'environnement dans des échantillons géologiques, (2008).
- [5] FRELIN Anne-Marie, Thèse de doctorat, Université de CAEN ; Développement du DosiMap : instrument de dosimétrie pour le contrôle qualité en radiothérapie (Octobre 2006).
- [6] E.B. Podgorsak, Radiation Oncology Physics : A Handbook for Teachers and Students, (2005).
- [7] MARTENS & 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).
- [8] MARTIN MORELLE, Thèse de DES, Université catholique de LOUVAIN ; ANISOTROPIC ANALYTICAL ALGORITHM : Analyse et perspective d'un nouvel Algorithme de calcul en mode Photon, (2005-2006).
- [9] DARI FOUZIA, Dosimétrie des électrons de hautes énergies, (1991).
- [10] Bjärnard.B.E, Piotek, R.W, and Svensson, G.K; Electrons Scattering and Cllimation system for 12 MeV Linear Accelerator, (1976).
- [11] Franc H. Attix – Willial, c.Roech; The Dosimetry of Ionizing Radiation, Vol 1, (1985).
- [12] Peul, Thèse de Doctorat n° 2525 Faculté des Sciences Toulouse, 'Etude des faisceaux d'électrons. Application au calcul d'isodoses par ordinateurs dans les milieux irradiés par des électrons de haute énergie', (1981).
- [13] AAPM, 'A protocol for the determination of absorbed dose from high energy photon and electron beams', Med. Phys. 10, (1983).

- [14] IAEA, 'Absorbed Dose Determination in Photon and Electron Beams: An adaptation of the IAEA International Codes of Practice', Technical Reports Series (TRS) N° : 277, (1987).
- [15] NACP, 'Procedures in external radiation therapy dosimetry with electron and photon beams with maximum energies between 1 and 50 MeV'. Acta Radiol. Oncology, 19 (1980) 55.
- [16] ICRU, 'Radiation dosimetry : Electron Beams with Energies between 1 and 50 MeV', Report 35, BETHESDA, MARYLAND (1984).
- [17] Anderson and St George, *ibid.*, vol.30, 1985.
- [18] VARIAN Medical Systems : Algorithm Electron : (GGPB), cours de gestion Eclipse.
- [19] VARIAN Medical Systems : Eclipse Algorithms Reference Guide, (2006).
- [20] Sorcini et al 1995 Phys. Med. Biol. **40** 1135.
- [21] Regional IAEA/AFRA Training Course on Electron Beam Dosimetry, PPT, April 2010.
- [22] IAEA, 'Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy', Technical Reports Series (TRS) N° : 398, (2000).
- [23] VARIAN Medical Systems : Données Electrons - Algorithme GGPB, (2007).
- [24] THERATRONCS A Division of MDS Nordion, Modeling Electron Beam Data.
- [25] VARIAN Medical Systems : Configuration du faisceau d'électrons Algorithme GGPB, (2007).