

F.S.D..... N° D'ordre :.....

Université SAAD DAHLEB - BLIDA



Faculté des Sciences

Département de : Physique

**Mémoire présenté par :
SISSAOUI Nassima**



En vue d'obtenir le Diplôme de MASTER

Domaine : Sciences de la matière

Filière : Physique

Spécialité : Physique médicale

Option : Radiothérapie

Sujet :

Caractérisation des faisceaux de RX 6MV pour les petits champs

Soutenue le : **04 Juillet 2012**, devant le jury composé de :

Pr. K. BOUALGA

CAC-Blida

Président

Mr. R. KHELIFI

MCA, USDB

Examineur

Mr. M. CHEKIRINE

MAA, USDB

Examineur

Mr. B. HOCINI

MAA, USDB

Rapporteur

BLIDA, Juillet 2012

MA-530-29-1

Résumé



Mesures des courbes de rendement en profondeur, courbe de profil ainsi que la table du facteur d'OUTPUT pour la caractérisation des faisceaux de photons de 6MV de petites dimensions (0.5, 1, 2, 3 et 4 cmxcm). Les mesures ont été réalisées avec une chambre d'ionisation pinpoint dédiée aux petits champs. Pour but de concrétiser l'importance du choix du détecteur, les mêmes mesures ont été réalisées avec une chambre d'ionisation semiflex, le standard pour les champs conventionnels. Les petits champs ont été produits par un accélérateur linéaire Clinac 2100C et définis par le collimateur (deux paires de mâchoires X x Y). Pour les courbes de rendement en profondeur, l'écart entre courbes obtenues par les deux chambres ne dépasse pas 1% pour les tailles du champ supérieures ou égale à 2x2. La profondeur du maximum de a été surestimée par la chambre semiflex. Pour les courbes de profils de dose, nous avons remarqué des différences significatives entre la mesure semiflex et la mesure pinpoint notamment dans la région de la pénombre. Pour les mesures d'Output, nous avons montré la supériorité de la réponse de la chambre pinpoint.

Abstract

Measurement of several dosimetric parameters for the characterization of small 6MV photons beams (0.5, 1, 2, 3 et 4 cmxcm). Measurement were performed with pinpoint PTW 31014, 0.015cc (small) and semiflex 0.125cc (medium) ionization chambers in small beams produced with Linac 2100C. For percentage depth doses, the difference was within 1% for field sizes greater than 2x2 cm². For dose profile plots, significant differences were observed in the penumbra region. For the output factor, we've concluded the superiority of the pinpoint chamber response in comparison to the semiflex chambers.

Sommaire

Abstract

Remerciements

Introduction

I	Interaction des rayonnements ionisants avec la matière	
I.1	Interactions principales	3
I.1.a	Effet Photoélectrique	3
I.1.b	Diffusion Compton	4
I.1.c	Création de paires	5
I.1.d	Dépendance en énergie et en numéro atomique	6
I.1.e	Interactions des électrons	7
I.2	Relation interactions-effet biologique	9
I.2.a	Notion de la dose	9
I.2.b	Définition de la dose	11
I.2.c	Tracé de la courbe de dose d'un faisceau de photons	11
I.2.d	L'importance de l'équilibre électronique	13
I.2.e	Equilibre électronique latéral	14
II	Production des faisceaux de photons cliniques et détecteurs	
II.1	Principe du fonctionnement du LINAC	16
II.2	Composants de l'accélérateur	17
II.2.a	Source d'hyper fréquence	17
II.2.b	Le modulateur	18
II.2.c	Le canon à électrons	18
II.2.d	La section d'accélération	19
II.2.e	Bobines de déviation	21
II.2.f	La tête d'irradiation	22
II.3	Définition des dimensions et de la forme du champ	24
II.4	Caractéristiques dosimétriques du faisceau de photons	25
II.5	Détecteurs pour l'acquisition des paramètres dosimétriques	27
II.6	Problèmes posés par la dosimétrie des petits champs	33
II.6.a	L'effet du volume de détecteur	34
II.6.b	L'effet du manque d'équilibre électronique latéral	34
II.6.c	Dépendance de la taille de champ	35
III	Matériels et méthodes	
III.1	Matériel	37
III.1.a	L'accélérateur	37
III.1.b	La cuve à eau	37
III.1.c	Le détecteur	38
III.2	Méthodes	
III.2.a	Mesure des courbes de rendement	39
III.2.b	Mesure des courbes de profils	41

III.2.c	Mesure du facteur d'output	41
IV	Résultats et discussion	
IV.1	Résultats des mesures	
IV.1.a	Courbes de rendement	43
IV.1.b	Courbes de profils	45
IV.1.c	Courbes de facteur d'output	50
IV.2	Analyse et discussion	51

Conclusions

Références

Introduction

La radiothérapie est une technique largement utilisée dans le traitement du cancer. Le succès de la radiothérapie est lié aux avancées techniques continues. Un traitement de radiothérapie idéal est celui qui assure la meilleure conformation du champ d'irradiation au volume cible et qui, en même temps, irradie le minimum de tissus sains avoisinant la tumeur. Ce principe devient réussi lorsqu'on irradie le patient avec la superposition de multiples petits champs au lieu du traitement avec des champs conventionnels plus grands. Le nombre de petits champs dans un traitement peut aller jusqu'à 100 petits champs (ou beamlets) au total contre un maximum de 6 à 8 pour le traitement avec des champs conventionnels. Malheureusement, cet important développement dans la technique de traitement a apporté de nouveaux problèmes quant à une dosimétrie correcte. La négligence de ces problèmes ont fait l'objet de sérieux accidents de radiothérapie (En France : Accident de Toulouse [Toul 2] et aux états Unis : accident de Springfield [USA1]) et ont induit des effets biologiques allant jusqu'à la mort de patients traités.

Le physicien qui manipule les petits champs doit se rendre compte que la théorie sur lequel se base le calcul dosimétrique dans les algorithmes du système de planification ainsi que le passage de la mesure de la charge à la dose absorbée est basée sur la considération d'un champ large. Lors du passage aux petits champs, on observera les problèmes suivants :

- La définition de la taille du champ : on ne retrouve pas la taille du champ au niveau de l'isodose 50%
- L'utilisation et choix du détecteur : petit volume avec une géométrie et matériau qui cause le minimum de perturbation sur la fluence du faisceau d'irradiation. L'autre problème c'est la mesure dans les conditions de manque d'équilibre électronique latéral.
- L'occlusion de la source : Le faisceau primaire issu de la cible est totalement visible à partir du point de mesure pour les champs standards. Or pour les petits champs, ce faisceau primaire sera partiellement caché par le système de collimation qui forme les petits champs. Ce phénomène est appelé occlusion partielle de la source. C'est un phénomène qu'on peut déduire à partir de la chute des valeurs du facteur d'output pour les petits champs, et donc, une chute dans la dose délivrée. Il est également observé dans l'absence du plateau de dose uniforme pour les profils de dose relatifs aux champs de petites dimensions [IPEM, 2010].
- Détermination de la dose à partir de la mesure : Le protocole de l'AIEA, le TRS 398 [TRS398] est basé sur la mesure à l'aide d'une chambre d'ionisation de grand volume et un champ de référence de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. La détermination de la dose absorbée pour un petit champ en utilisant ce protocole doit être revue.

Un grand intérêt est porté actuellement sur les défis que pose la dosimétrie des petits champs. Des organisations nationales et internationales

travaillent sur ce sujet et des appels à revoir les protocoles de dosimétrie actuels qui ont été établis pour les champs conventionnels sont émis afin de les adapter aux petits champs.

Les différents rapports qui sont en cours ainsi que les grandes conférences internationales qui ont porté sur la dosimétrie des petits champs sont les suivants :

- Rapport mini-faisceau de l'IRSN, 2008 : rapport français qui fait l'analyse de la dosimétrie des petits champs en France [IRSN, 2008]
- Rapport anglais IPEM-103, 2010 : C'est un rapport réalisé par UK's Institute of Physics and Engineering in Médecine. Il rapport une analyse et des recommandations de la dosimétrie des petits champs [IPEM, 2010]
- Le symposium international de l'AIEA, Novembre 2010, sur la dosimétrie et assurance qualité [AIEA, 2010].
- Le meeting de l'AAPM (American Association of Physicist in Medecine), 2010 [AAPM, 2010].
- Rapport de l'AAPM : TG-101 [TG101].
- Nouveau protocole de l'AIEA : l'équivalent du TRS 398 pour les petits champs. En cours de développement.

L'objectif principal de ce travail est d'acquérir les fonctions dosimétriques de base pour la modélisation des petits champs dans un système de planification de traitement afin d'introduire les techniques innovantes en radiothérapie. L'objectif secondaire est de démontrer les limites des détecteurs utilisés couramment pour les champs conventionnels dans la dosimétrie des petits champs.

Pour cela, notre mémoire est divisé en deux parties : la première concerne les aspects théoriques de notre travail et la deuxième se rapporte aux aspects pratiques et aux résultats.

Le chapitre I décrit les aspects physiques de l'interaction des photons avec la matière et la relation Dose-effet biologique.

La chapitre II consiste en la description d'un accélérateur linéaire d'électrons et de son principe de fonctionnement pour la production des RX cliniques avec leurs caractéristiques dosimétriques. Les détecteurs couramment utilisés en radiothérapie et leur utilisation possible en dosimétrie des petits champs photons sont discutés également dans ce chapitre

La partie pratique de notre travail commence par le chapitre III qui décrit sommairement le matériel ainsi que les méthodes utilisées pour acquérir nos données faisceau.

Les résultats, l'analyse et la discussion des résultats font l'objet du chapitre IV.

Une conclusion générale est proposée à la fin.

Chapitre I

Interaction rayonnement-matière

En radiothérapie, le phénomène physique le plus important pour les effets biologiques est l'ionisation de la molécule d'eau. En effet, un faisceau de traitement, qu'il soit directement ou indirectement ionisant, interagit de façon individuelle avec les molécules d'eau, le produit de cette interaction déclenchera une série de réactions chimiques au niveau cellulaire. L'ensemble des réactions produites au niveau de la cellule provoquera des effets (tardifs ou précoces) au niveau tissulaire. La liaison entre ces effets sur le tissu et le taux d'ionisation produite par le rayonnement incident se fait à travers une quantité physique appelée dose absorbée.

I-1 Interactions principales

Dans cette première section on décrira brièvement les trois principaux types d'interactions des photons : l'effet photoélectrique, la création de paire et la diffusion Compton. Ces trois effets présentent une importance majeure dans le domaine des énergies de la radiothérapie [Podg, 2010].

I-1 a) L'effet photoélectrique

L'effet photoélectrique a été initialement découvert par Hertz (1887). Mais c'est qu'en 1905 qu'Einstein publia l'interprétation de cette interaction.

Un photon incident interagit avec un électron lié à un atome et éjecte un électron. L'énergie cinétique de l'électron est égale à l'énergie du photon incident (notée $h\nu$) moins l'énergie de liaison de l'électron (notée W) avant interaction avec le photon. La lacune laissée par l'électron sur la couche sera ensuite comblée par un électron d'une couche périphérique en émettant un rayonnement X caractéristique de faible énergie ou un électron Auger.

L'équation de cette interaction est donnée par :

$$E_c = h\nu - W ; \text{ Avec la condition } h\nu \geq W$$

L'effet photoélectrique est prépondérant aux faibles énergies, tandis que sa section efficace croît rapidement avec le numéro atomique, Z , du milieu. Dans l'eau, ce phénomène est prépondérant pour des énergies de rayons X inférieures à 50 keV. L'angle d'éjection de l'électron Φ dépend de l'énergie de photon incident. Pour les énergies utilisées en radiothérapie ($> 1\text{MeV}$), la direction des électrons est en amont de la direction du faisceau incident comme indiquée sur la courbe de la figure I-1.

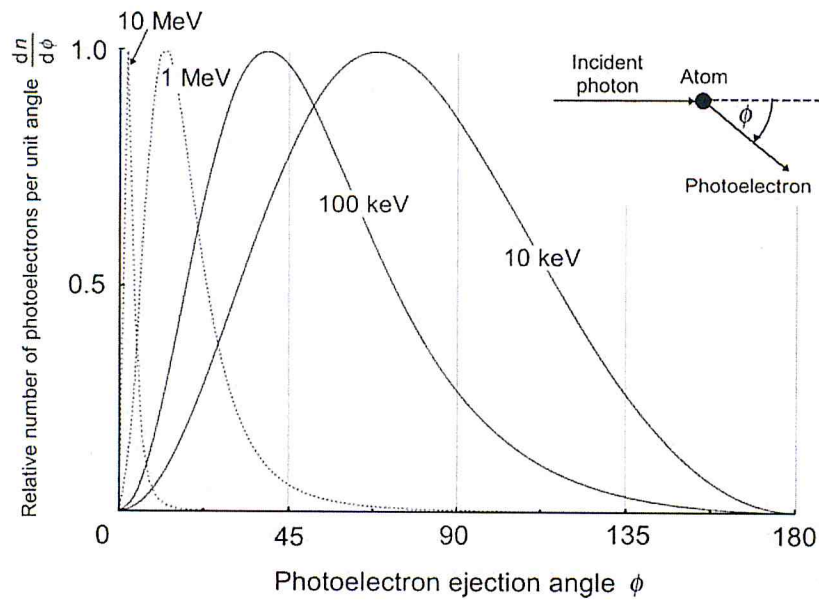


Figure I-1 : l'angle d'éjection du photoélectron [Podg, 2010]

I-1 b) La diffusion Compton

La diffusion Compton (ou effet Compton) est un processus de diffusion d'un photon par un électron faiblement lié au noyau de l'atome cible et perd une partie de son énergie à cet électron. Ce dernier est expulsé de son orbite.

Le photon incident est diffusé (à un angle θ) et cède une partie de son énergie à l'électron de recul (émis à un angle Φ). De façon générale θ est compris entre 0 et 180° et Φ est compris entre 0 et 90°. Les angles θ et Φ dépendent de l'énergie du

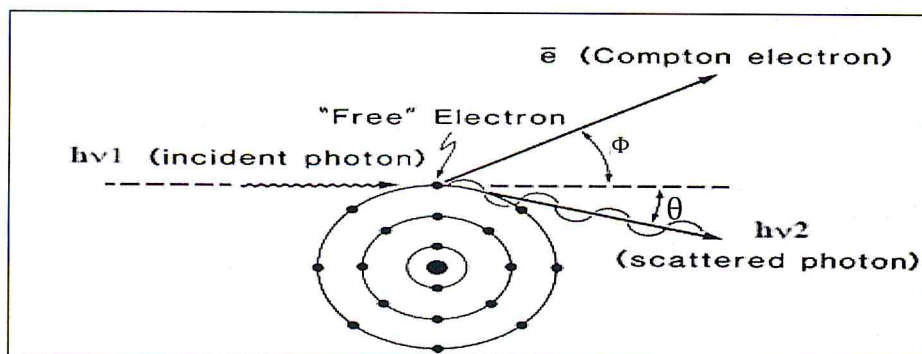


Figure I-2 : Illustration de l'effet Compton

photon incident.

La répartition des énergies entre le photon diffusé et l'électron :

$E_1 = h\nu_1$: énergie initiale du photon,

$E_2 = h\nu_2$: énergie du photon après diffusion,

T : énergie de l'électron de recul.

Avec :

$$E_2 = E_1 \frac{1}{1 + \frac{E_1}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}$$

$$T = E_1 \frac{(1 - \cos \theta) \frac{E_1}{m_e c^2}}{1 + \frac{E_1}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}$$

m_e : la masse de l'électron au repos

La portée de prédominance de la diffusion Compton dépend du numéro atomique Z de la cible. Plus Z est faible plus la marge de prédominance est grande.

Dans le cas de simulation d'un tissu biologique, $Z_{\text{eff}}=7.42$ (Khan, 2003), la prédominance de la diffusion Compton s'étendra de ~ 20 keV jusqu'à ~ 20 MeV.

Dans un patient, composé essentiellement de molécules à faibles numéros atomiques, la diffusion Compton est l'interaction dominante dans la majorité des tissus pour les énergies de rayons X utilisées en radiothérapie.

I-1 c) La création de paire

Ce processus se produit pour des photons très énergétiques passant à proximité d'un noyau : le photon incident se matérialise sous la forme d'un électron et d'un positon, de même masse m_0 et d'énergie cinétique E^-_a et E^+_a . Si E est l'énergie de photon incident, la conservation de l'énergie s'écrit : $E = E^-_a + E^+_a$. L'électron et le positon épuisent leur énergie cinétique en ionisations et excitations. À la fin de son parcours, le positon possédant une très courte durée de vie, il se combine à un électron en une réaction d'annihilation qui donne naissance à deux photons de 511keV émis dans des directions opposées. La probabilité d'interaction par création de paires est caractérisée par le coefficient d'atténuation linéaire lié à la création de paires, noté κ , qui augmente avec l'énergie du photon incident et le numéro atomique Z. Il est nul pour les valeurs de E_n inférieures à $2m_0c^2$.

Dans l'eau, la création de paires est dominante à partir de 10 MeV.

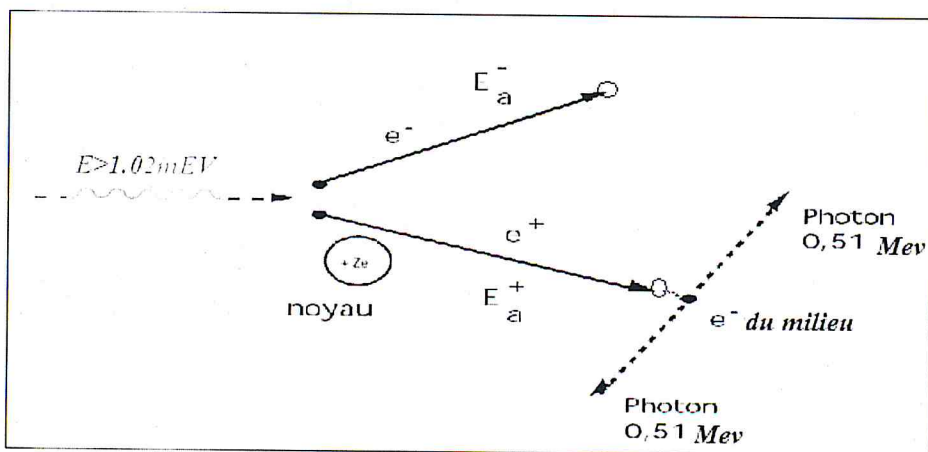


Figure I-3 : Illustration de la création de paires

I-1 d) Dépendance des interactions en énergie incidente et en numéro atomique Z :

L'effet photoélectrique comme l'effet Compton vont intéresser les électrons atomiques. Pour la matérialisation, les interactions se produisent au niveau du champ Coulombien du noyau :

Basse énergie et/ou Z fort : Effet photoélectrique

Haute énergie et/ou Z faible : Effet Compton

Très haute énergie et Z fort : Matérialisation

Dans le domaine des énergies utilisées en radiothérapie, les interactions entre les photons et la matière se font essentiellement par effet Compton par création de paires. Soit N_0 le nombre total de photons incidents sur la cible par unité de surface et $N(x)$ le nombre de photons par unité de surface à une profondeur x de la cible sans être ni absorbés ni diffusés (*photons transmis*).

On a alors : $N(x) = N_0 \cdot e^{-\mu/\rho(\rho x)} = N_0 \cdot e^{-\tau x} \cdot e^{-\sigma_C} \cdot e^{-\kappa x}$, où μ est appelé coefficient linéaire d'atténuation (avec $\mu = \tau + \sigma_C + \kappa$) et a les dimensions de l'inverse d'une longueur (s'exprime ordinairement en cm^{-1}). Sa valeur dépend du matériau de Z de la cible et de l'énergie des photons considérés, et résulte des trois effets décrits précédemment. Les photons qui traversent la cible sans interaction sont ceux qui n'ont été l'objet d'aucun de ces trois effets. Les figures I-4 et I-5 montrent, en fonction de l'énergie du photon incident et du numéro atomique Z de la cible respectivement, les zones où prédomine chaque effet.

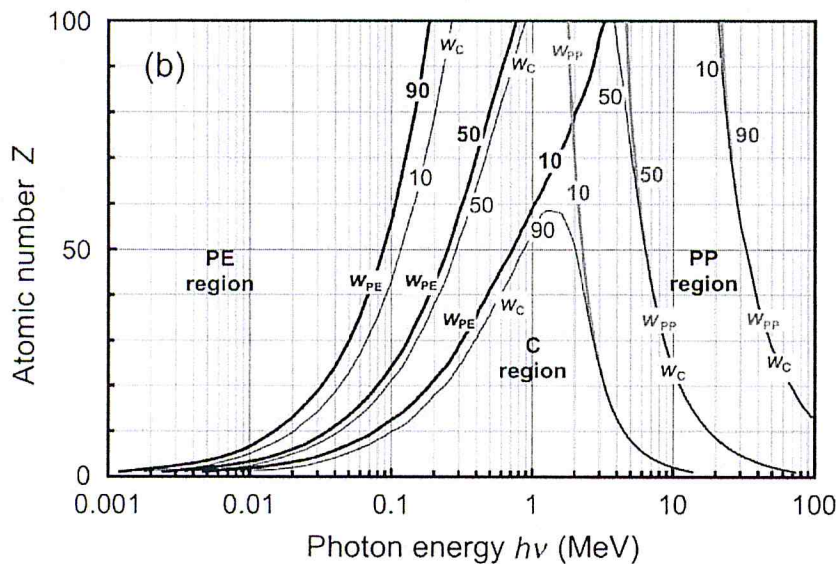


Figure I-4 : Dépendance en énergie incidente :Le coefficient d'atténuation massique (μ/ρ) en fonction de l'énergie de photons incident entre 1 KeV à 1000 MeV dans le Carbone

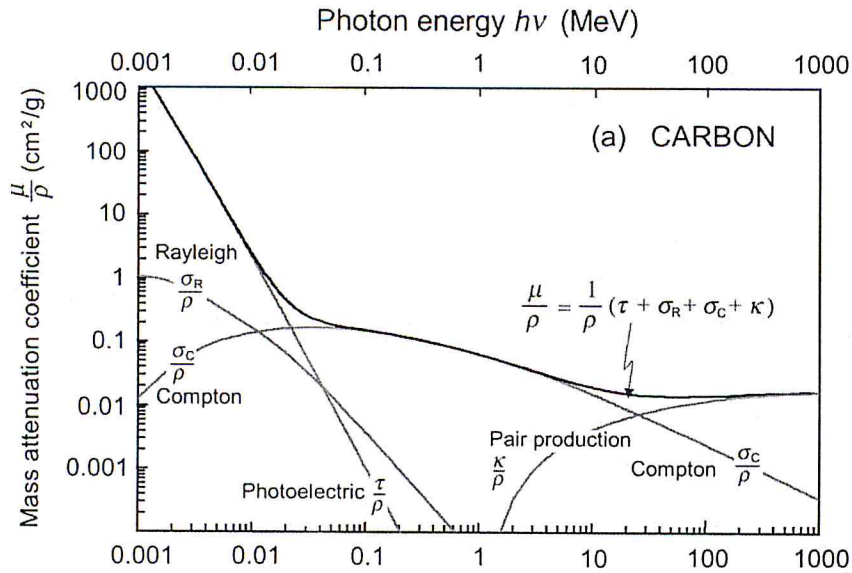


Figure I-5 : dépendance en Z : illustration du poids (W) 10,50 et 90% de chaque type d'interaction. W_{PE} : interaction photoélectrique ; W_C : interaction Compton et W_{PP} : production de paires [Podg, 2010].

I-1 e) Interactions des électrons créés avec les atomes

Les électrons interagissent avec les électrons atomiques ou avec le noyau de l'atome. L'interaction s'accompagne souvent par une perte d'énergie cinétique pour l'électron primaire. Cette énergie se retrouve sous la forme d'un éventuel changement d'état de l'atome cible (ionisation, excitation) et de l'émission éventuelle de rayonnements de freinage. Lors de ces interactions, les diffusions de l'électron primaire sont importantes et par conséquent le parcours des électrons dans la matière est compliqué à déterminer. La figure I-6 représente la trace d'un électron de 5keV dans l'eau : chaque point représente une interaction avec une molécule d'eau.

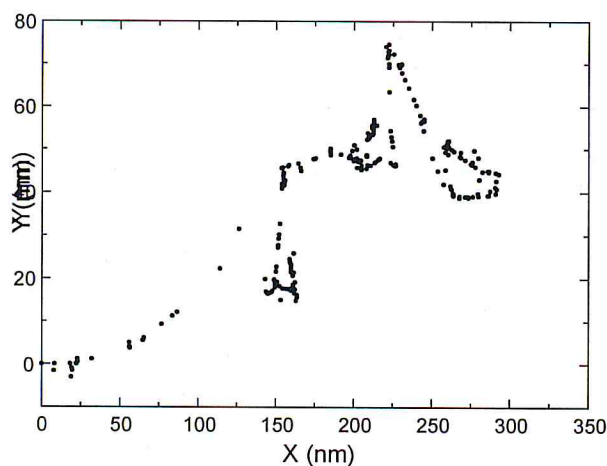


Figure I-6 : Trace d'un électron de 5keV dans l'eau [Podg, 2010]

- *Collisions inélastiques avec les électrons atomiques : Ionisations et excitations*

En effet, ayant la même masse que les électrons atomiques avec lesquels il interagit, l'électron incident est fortement défléchi. La de trajectoire de l'électron n'est par rectiligne. De plus, une fraction importante de l'énergie de l'électron peut être perdue en une seule collision et l'énergie maximale transférable au cours d'une collision est égale à l'énergie de l'électron incident (E_0). Cependant, après la collision, les électrons diffusé et arraché étant indiscernables, il est d'usage de qualifier l'électron le plus rapide diffusé, et l'électron le plus lent d'éjecté. De ce fait, le transfert d'énergie est compris entre 0 et $E_0/2$.

Si l'électron crée à partir d'une ionisation a une énergie suffisante pour causer d'autres ionisations, il sera appelé Rayon-Delta (Delta-ray).

- *Diffusion élastique sur les noyaux : déflexion de trajectoire*

Dans le champ coulombien d'un noyau de charge Ze , l'électron diffuse élastiquement mais sans perte d'énergie appréciable en raison de la grande différence de masses (rebondissement sur un obstacle fixe). La probabilité de diffusion augmente en Z^2 et est, pour un angle de diffusion donné, d'autant plus grande que l'énergie de l'électron est faible.

L'ionisation des atomes est l'interaction la plus importante dans la création des effets biologique. C'est l'interaction majeure qui est derrière le succès de la radiothérapie

- *Diffusion inélastique sur les noyaux : Bremsstrahlung*

Un électron se déplaçant au voisinage d'un noyau est soumis à des forces Coulombiennes avec les protons du noyau. En mécanique classique, quand une particule de charge électrique ze subit une accélération, elle rayonne de l'énergie sous forme d'une onde électromagnétique et se ralentit. La mécanique quantique lui fait correspondre l'émission de photons. L'accélération de la particule est $g = Ze^2/Mr^2$, où M est la masse de la particule de charge Ze et r la distance entre les deux charges. L'énergie rayonnée est proportionnelle à g^2 , c'est-à-dire inversement proportionnelle au carré de la masse. Le phénomène, négligeable pour les particules lourdes, ne l'est plus pour les électrons compte tenu de leur faible masse. La fraction de l'énergie de l'électron émise sous forme de rayonnement de freinage augmente avec l'énergie de l'électron et est favorisée dans les milieux absorbeurs de numéro atomique élevé (dépendance en Z^2). La contribution relative du Bremsstrahlung au ralentissement est ainsi de l'ordre de 0.3% pour des énergies de 1MeV pour atteindre 3% pour des énergies de 10MeV. Le spectre de photons émis est un spectre continu dont l'énergie maximale est égale à l'énergie cinétique des électrons [Khan, 2003].

On peut caractériser la perte d'énergie des électrons dans la matière par le biais d'un pouvoir d'arrêt ($-dE/dx$) qui tient compte d'une part de la contribution due à la collision proprement dite et d'autre part de la contribution due au rayonnement. On constate alors que la part du rayonnement ne devient effectivement importante que pour des énergies de l'ordre de ou supérieures à la dizaine de MeV. En radiothérapie, dans un tissu composé de 75% d'eau, le pouvoir d'arrêt pour des énergies de l'ordre du MeV est de 2MeV/cm [Khan, 2003].

Notons qu'il existe d'autres types de collisions entre un électron et la matière, comme par exemple :

la rétrodiffusion : processus par lequel une fraction des électrons incidents est réfléchi dans la direction opposée au faisceau, qui est d'autant plus probable que l'énergie de l'électron est faible et que le numéro atomique des atomes du milieu est élevé. En radiothérapie, ce phénomène doit être tenu en compte dans les traitements avec les électrons des parties entourées d'os (Sinus maxillaire par exemple)

En radiothérapie, le rayonnement de freinage participe peu dans l'interaction avec les tissus. L'application majeure de ce type d'interaction est la production des Rx de hautes énergies dans les accélérateurs linéaires.

I-2 Relation Interaction - effet biologique

Dans cette deuxième section du chapitre on s'intéresse à l'absorption de l'énergie du rayonnement incident par le milieu (l'ensemble des atomes) après interactions individuelles avec des atomes constituant le milieu

I-2-a) Le concept de la dose :

Quand un rayonnement subit une interaction au point A avec le milieu (figure I-7), son énergie est perdue et la grande partie de cette énergie est transférée aux atomes et molécules du milieu. Cette énergie est soit transférée localement (au point d'interaction) ou transportée et déposée à distance du site d'interaction par les particules secondaires : positons, électron ou rayons X de freinage. Une partie de l'énergie peut aussi être transportée en dehors de la cible et ne peut donc avoir aucune contribution à l'effet biologique malgré que cette interaction a eu lieu et que la particule incidente a perdu son énergie.

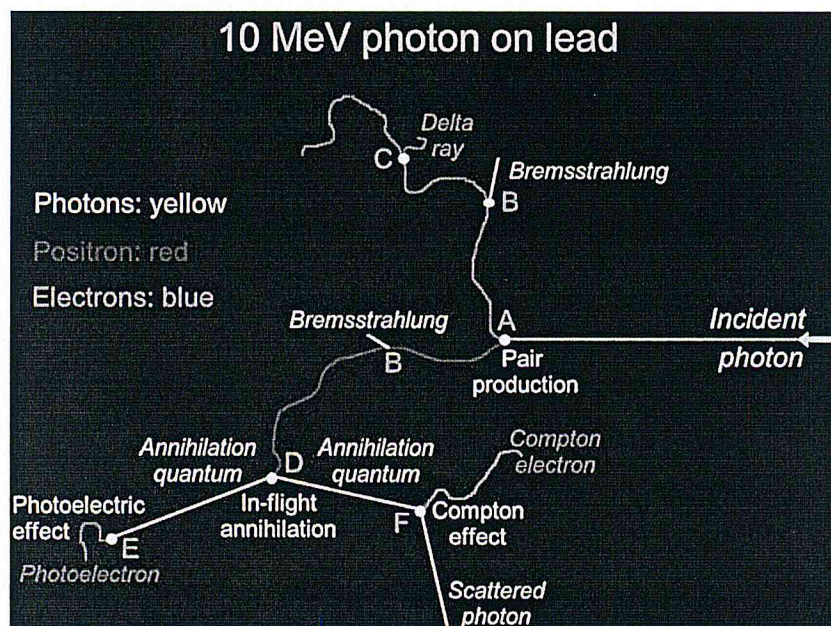


Figure I-7 Interactions d'un photon de 10 MeV avec des atomes de plomb (Podg, 2010)

Le terme d'énergie déposée se rapporte à l'énergie qui n'est plus transportée par les particules ionisantes. Cette énergie apparaîtra sous plusieurs formes dépendant du milieu d'interaction (chaleur, lumière). Dans un milieu biologique, le dépôt d'énergie se manifestera par la création/ ou cassure des liaisons chimiques qui produira un dysfonctionnement de la cellule (figure I-8).

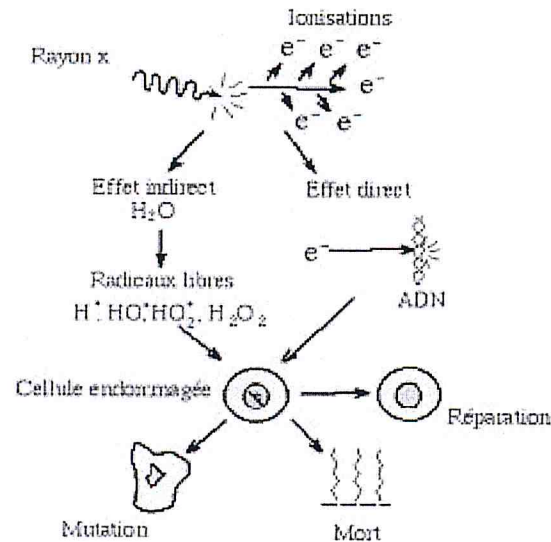


Figure I-8 : Action du rayonnement ionisant sur la cellule biologique

Le terme Dose intervient pour ne tenir compte que de l'énergie perdue qui a été totalement transférée à la cible.

I-2-b) Définition de la dose :

La dose c'est la mesure de la quantité d'énergie déposée, dW , dans un petit volume, de masse dm , qui a été traversé par un rayonnement ionisant. Cette énergie a été soit déposée localement ($W3$: interaction a eu lieu dans dm et toutes les particules issues de cette interaction ont été complètement arrêtées dans dm) soit apporté par une particule secondaire générée en dehors de dm ($W1$), soit juste une partie d'énergie absorbée à l'intérieur de dm et l'autre partie portée à l'extérieur de dm par les particules secondaire ($W2$) :

Soit $dW=W1+W2+W3$, La dose déposée dans dm sera :

$$D = \frac{dW}{dm} ; \text{L'unité de la dose est Gy ; } 1\text{Gy}=1\text{J/Kg}$$

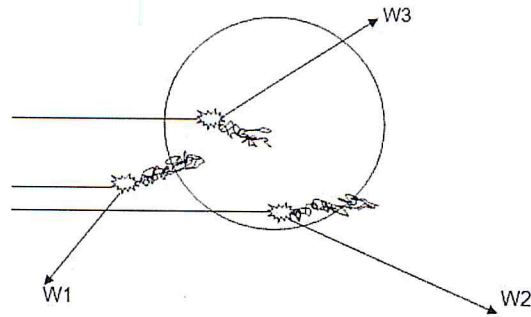


Figure I-9 : Schématisation des différents cas de figures (W1,W2 et W3) de contribution à la dose absorbée par une masse dm . [Cunn, 1983]

I-2-c) Tracé de la courbe de dose d'un faisceau de photons :

La dose est mesurable indirectement (on peut mesurer l'énergie cinétique d'une particule et non l'énergie perdue d'une particule). En physique médicale, on a recours à un détecteur étalonné c.à.d. relier la charge collectée dans le volume de détection et la rapporter à l'énergie qui aurait été déposée dans ce volume [Attix, 1986].

Pour cela, on a défini le terme *kerma*, l'acronyme anglais de Kinetic Energy Released per unit Mass, qui signifie énergie cinétique libérée par unité de masse. Le kerma, K , est le rapport dE_{tr} sur dm , où dE_{tr} est la somme des énergies cinétiques initiales de toutes les particules chargées libérées par une particule non chargée dans un élément de masse dm de matière :

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \text{ [J/Kg]} = \text{Gy}$$

La notion de kerma n'a un sens que pour décrire l'énergie transmise par des particules non chargées alors que la dose absorbée se rapporte à l'énergie déposée par n'importe quel type de radiation directement ou indirectement ionisante (Figure I-10). La comparaison des définitions de ces deux grandeurs dosimétriques montre que les différences résident dans le fait que :

- L'énergie déposée par les électrons peut l'être à un autre endroit que celui où l'énergie est transférée à partir des particules non chargées.
- L'énergie perdue sous forme radiative par les électrons peut se déposer à grande distance.

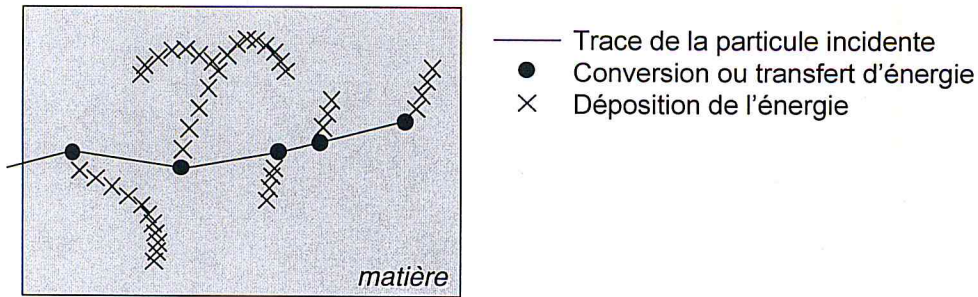


Figure I-10 L'énergie d'un champ de radiation est d'abord transférée ou convertie en énergie cinétique des électrons du milieu avant d'être déposée dans la matière [Cunn, 1983]

A partir de ces définitions, la courbe de la dose est liée à la distribution du kerma, la figure I-11, elle représente la forme générale de la dose en fonction de la profondeur d'un faisceau de photons traversant la matière :

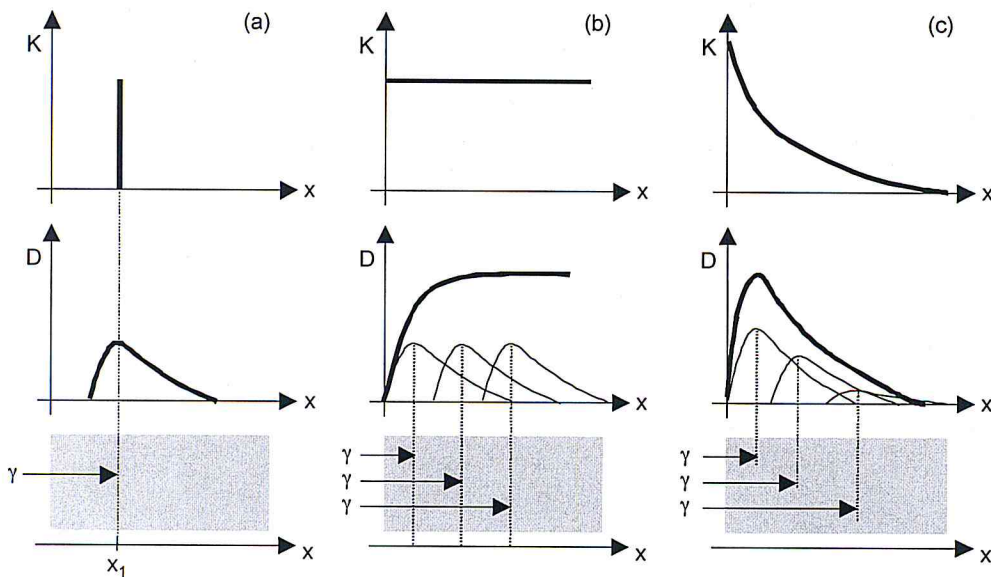


Figure I-11 : Tracé de la courbe de la dose en fonction de la profondeur traversée

(a) Exemple de la dose absorbée D résultant de photons se déplaçant tous dans la même direction et interagissant avec la matière uniquement à une profondeur x_1 . Davantage de dose est déposée "vers l'avant". Ce phénomène est d'autant plus important que l'énergie des photons est grande. Le kerma correspondant aux photons interagissant à la profondeur x_1 n'a une valeur non nulle qu'à cette profondeur. (b) Si l'on fait la supposition que le faisceau effectue un nombre et un type constant d'interactions quelle que soit la profondeur, alors le kerma est constant en fonction de la profondeur. On observe donc une croissance de D en fonction de la profondeur jusqu'à atteindre le plateau d'équilibre électronique. (c) Dans la réalité, si le champ de radiation interagit avec la matière, il y aura atténuation des photons et le kerma diminuera avec la profondeur selon $e^{-(\mu_{tr}x)}$

Sur la courbe de rendement de dose (sur la figure I-11, partie (c)), la dose augmente on observe en première partie la dose qui augmente rapidement à partir de la surface jusqu'à atteindre le maximum avant de diminuer en exponentiel à partir de cette profondeur. Cette région est appelée la zone du build-up ou la zone d'établissement de l'équilibre. Ce dépôt de dose est causé par les électrons mis en mouvement par les interactions mentionnées ci-dessus. La région du build-up est caractérisée par le manque d'équilibre électronique (CPE).

Selon Attix [Attix, 1986], L'équilibre électronique est assuré dans un volume lorsque les électrons créés dans un volume avec l'énergie quittant ce volume et remplacé par un électron de même énergie entrant ce volume. La région du build-up et la profondeur du maximum de dose, d_{max} dépendent du parcours des électrons secondaires, donc, de l'énergie des photons initiale. Plus l'énergie du photon incident augmente, plus le parcours des électrons créés augmente ainsi que d_{max} .

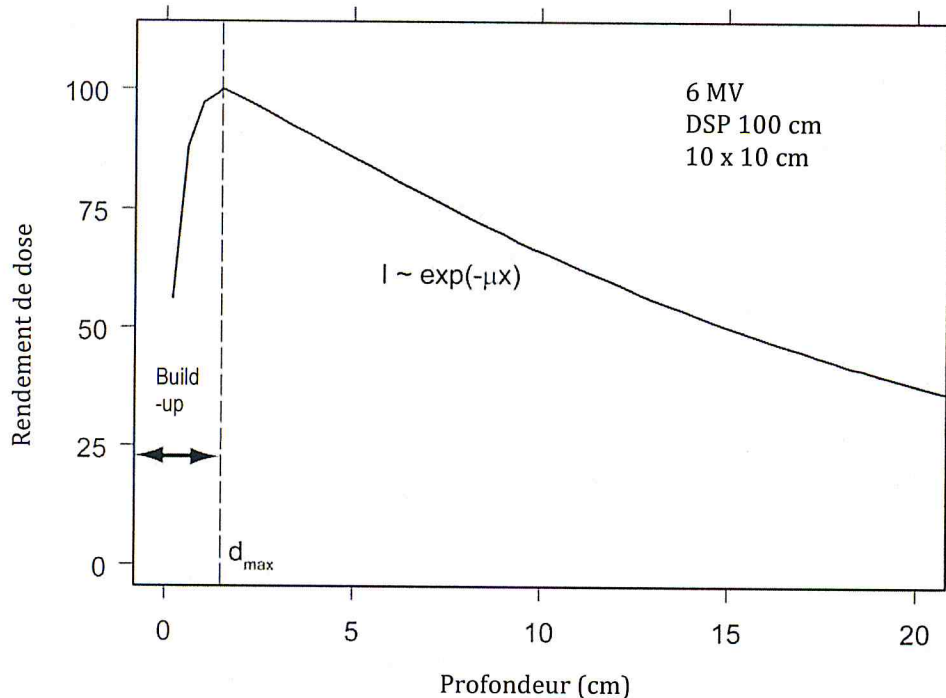


Figure I-12 : Une courbe de rendement en profondeur mesurée avec une chambre d'ionisation pour un faisceau de photons de 6 MV, taille du champ 10x10 cm. La zone de build-up est de 1,4 cm

I-2-d) L'importance de l'équilibre électronique ou build-up:

Si l'équilibre électronique est atteint, la dose peut être facilement déterminée à partir du Kerma et des coefficients de transfert d'énergie massique (μ_{tr}) et d'absorption d'énergie massique (μ_{en}):

$$D = K \frac{\mu_{en} / \rho}{\mu_{tr} / \rho}$$

De plus, si le kerma dans l'air est connu, la dose en n'importe quel matériau peut être déterminée par la formule :

$$D_m = K_a \frac{(\mu_{en} / \rho)_a (\mu_{en} / \rho)_m}{(\mu_{tr} / \rho)_a (\mu_{en} / \rho)_a} = K_a \frac{(\mu_{en} / \rho)_m}{(\mu_{tr} / \rho)_a}$$

La mesure de la dose n'était possible que grâce à ces formules mais sous condition de l'équilibre électronique. La mesure de la dose dans zone du manque d'équilibre électronique n'est pas précise et il est recommandé dans tous les protocoles d'éviter les mesures de dose dans cette région.

L'épaisseur de l'équilibre électronique dépend de l'énergie incidente. Plus l'énergie augmente plus les électrons diffus en profondeur, par conséquent, la profondeur pour atteindre l'équilibre augmente comme c'est montré sur la figure I-12. Elle est calculée à partir du parcours de l'électron Compton d'énergie maximale.

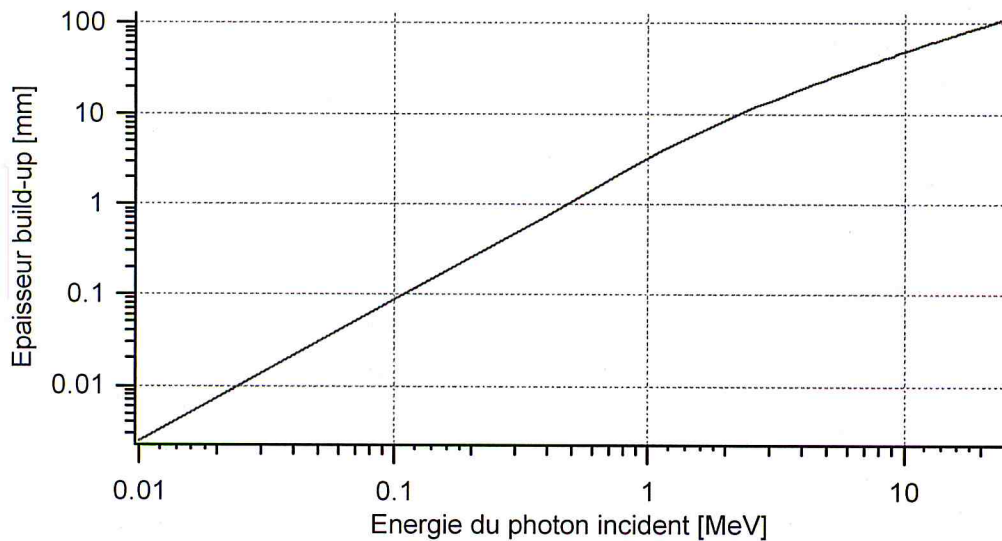


Figure I-13 : Épaisseur approximative d'eau nécessaire à l'équilibre électronique [Lie et al, 1996]

I-2-e) Equilibre électronique latéral

Si l'équilibre électronique n'est pas possible dans les premiers millimètres, sur l'axe d'un faisceau de photons en radiothérapie, il ne l'est pas non plus au bord de ces faisceaux. Les électrons secondaires générés à l'intérieur du faisceau peuvent se déplacer latéralement vers l'extérieur et ainsi créer un manque d'équilibre électronique. La pénombre définie comme la distance entre 80 et 20% de la dose à l'axe est variable en fonction de l'énergie des photons incidents, de la largeur du faisceau et de la profondeur de mesure.

Le manque d'équilibre électronique latéral apparaît avec l'utilisation de petits faisceaux lorsque la distance entre un point d'intérêt situé à l'intérieur du faisceau et le bord du faisceau est égal ou plus petit que le parcours des électrons Compton pour l'énergie correspondante. Quand le parcours de l'électron Compton est égal à la moitié de la dimension du faisceau, toute interaction produit un électron qui peut transférer son énergie en un point en dehors du faisceau et donc sa contribution dans la dose déposée à l'intérieur du champ ne peut être mesurée. Par conséquent, même les interactions produites sur l'axe génèrent des électrons qui ne sont pas remplacés par un autre électron généré à l'intérieur du faisceau. L'équilibre électronique est ainsi perdu et le manque d'équilibre électronique couvre la totalité du faisceau.

Le manque d'équilibre latéral est observé dans les petits champs (taille du champ < 4 cmxcm) et dans le cas de présence des hétérogénéités de faible Z dans le champ (le cas des champs d'irradiation passant par le poumon par exemple).

A travers ce chapitre nous avons parcourus quelques notions fondamentales de physique médicale en radiothérapie. Un faisceau de photons a une probabilité d'interaction avec le milieu qu'il traverse qui dépend de l'énergie du photon et du numéro atomique du milieu. Les dommages biologiques générés par les photons sont majoritairement dus à l'ionisation de la molécule d'eau par les électrons secondaires mis en mouvement par les photons. La quantité physique liant le phénomène physique des interactions et les effet biologique est appelée la *dose*. Cette quantité est largement utilisée en radiothérapie à travers la mesure de la dose déposée elle même (mesure en un point [TRS398]) ou à travers la mesure la distribution de cette dose sur plusieurs plans (sur l'axe du faisceau et sur l'axe perpendiculaire du faisceau). Dans le chapitre suivant on expliquera la production des faisceaux de photons en radiothérapie et leur caractérisation pour l'utilisation clinique.

Chapitre II

Production des faisceaux cliniques

Entre 1935 et 1945, la compréhension théorique de l'accélération des électrons avec des ondes de hautes fréquences a permis le développement des cavités micro-ondes et les sources d'énergie de hautes fréquences. Exploitant la technologie radar à hautes-fréquences de 3000 MHz, des chercheurs physiciens ont fabriqué les premiers accélérateurs (LINACs). Deux grands groupes travaillant indépendamment sur la conception du LINAC médical, un groupe à l'Université Stanford et les frères Varian aux Etats-Unis. Deux compagnies Siemens et Philips / Elekta ont pu suivre l'évolution technologique rapide et ont réussi à s'imposer dans l'industrie des LINACs. En 2012, Siemens annonça son retrait de la fabrication des accélérateurs linéaires laissant ainsi la concurrence entre Varian et Elekta [Dotmed]

II-1 Principe du fonctionnement du LINAC :

Les accélérateurs linéaires (appelés LINACs) à usage médical accélèrent des particules, des électrons en général, afin de produire des faisceaux de rayonnement (électrons ou photons) assez énergétiques pour être utilisés en radiothérapie. Un schéma simplifié de la production des faisceaux cliniques est présenté dans la figure suivant :

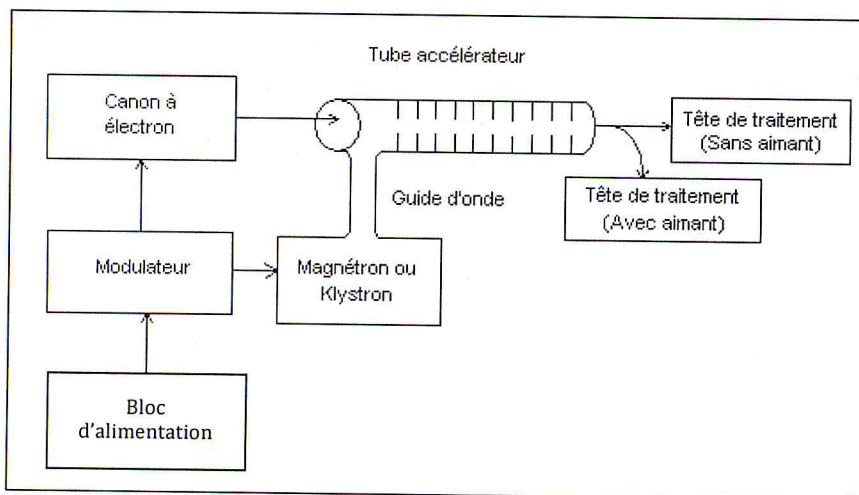


Figure II-1 : principe de l'accélérateur linéaire

Le bloc d'alimentation fournit la tension au modulateur qui est la pièce s'occupant de la formation de l'onde électromagnétique. Le magnétron ou le klystron a pour but d'amplifier l'onde électromagnétique qui est ensuite envoyée dans le guide d'onde. Le modulateur intervient de nouveau pour la synchronisation entre l'onde électromagnétique et les électrons qui sont envoyés par le canon à électrons. Ils doivent arriver en phase avec l'onde électromagnétique pour la chevaucher tout le long du tube d'accélération. Ce dernier est constitué de plusieurs cavités permettant aux électrons et à l'onde

électromagnétique d'être en phase. C'est dans ce tube que les électrons vont chercher leur vitesse (énergie). De plus, c'est aussi ce qui détermine l'énergie du faisceau de radiation.

Le faisceau d'irradiation peut être composé directement de ces électrons accélérés ou bien par des photons de freinage de haute énergie en interposant une cible de grand Z dans la trajectoire des électrons [Podg, 2003].

II-2 Composants de l'accélérateur :

En radiothérapie, on a besoin de RX de l'ordre du MeV, or Il est impossible d'accélérer des électrons à l'aide d'une différence de potentiel continue au delà de 300kV (les tubes à RX). Les LINACS utilisent donc un principe d'accélération différent : Accélération avec des micro-ondes ou ondes à hyper-fréquences. Pour cela, il faudrait disposer de:

II-2-1) Source d'hyper fréquence : dans les LINACs, la source d'hyper-fréquence est un tube oscillateur générant des ondes d'hyper-fréquences de l'ordre de 3000 MHz. Ce système a été largement développé pour l'utilisation dans les systèmes des Radars (détecteur d'obstacles à ondes radios continues pour éviter les collisions en navigation) avant son utilisation pour l'accélérateur linéaire. Historiquement, les LINACs ont connu deux types de source hyper-fréquence : le magnétron (développé en Grande Bretagne) et le klystron (développé au Etats Unis). L'avantage du Klystron sur le magnétron est que le signal de sortie est complètement contrôlable en amplitude, en fréquence et en phase puisque il est basé sur l'oscillation combinant les effets électriques et magnétiques, tandis que le magnétron est basé sur l'oscillation dans un champ magnétique axial. Le klystron offre, donc, un choix plus économique en énergie dans le cas de l'utilisation des LINACs pour produire des faisceaux d'énergie multiple. Les magnétrons sont souvent installés dans les LINACs à énergie unique.

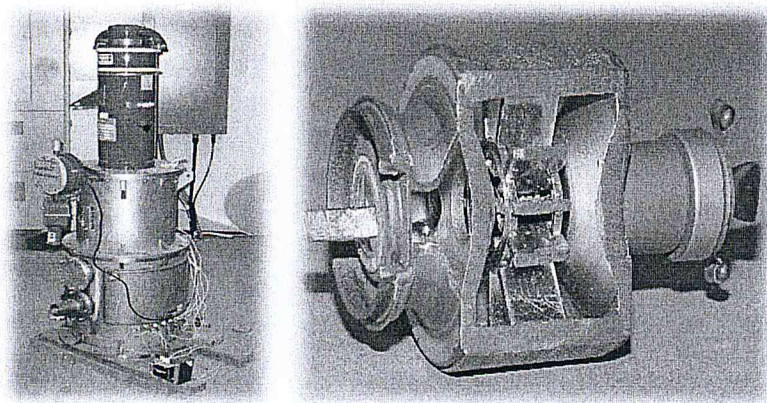


Figure II-2 : un klystron (à droite) et un magnétron (à gauche)

II-2-2) Le modulateur:

Son rôle est d'alimenter le klystron ou le magnétron en très haute tension durant quelques micro-secondes et toutes les 5 à 6 milli-secondes.

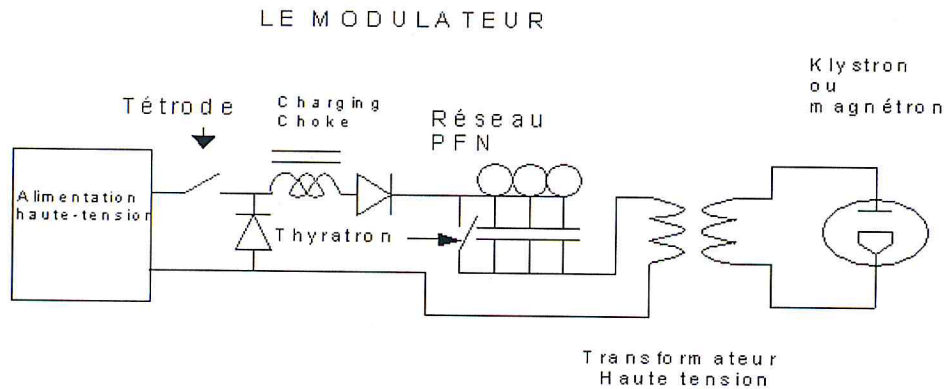


Figure II-3 : schéma de principe d'un modulateur

Il fonctionne sous le principe d'une charge et décharge d'un ensemble de capacités et de selfs appelé réseau PFN selon les schémas suivants:

- L'alimentation haute tension va fournir 20KV environ en continu à partir du secteur.
- La tétrode est un tube à vide, une fois polarisée, celle-ci va se comporter comme un interrupteur commandé. Elle a pour but de charger le réseau PFN à un instant t.
- La « charging choke » est une self qui va emmagasiner une certaine énergie lorsqu'un courant la traversera.
- Le réseau PFN constitué de condensateurs et de selfs va stocker l'énergie.
- Le thyatron est aussi un tube à vide, il joue aussi le rôle d'un interrupteur commandé mais plus rapide que la tétrode. Il sera utilisé ici dans le but de décharger le réseau PFN

II-2-2) Le canon à électron:

On vient de parler de la production et de l'amplification des micro-ondes il reste à discuter des électrons qui vont être accélérés par l'interaction avec ces micro-ondes.

Le canon à électron est une diode ou triode constituée d'un système du chauffage d'une plaque, la cathode, grâce à un filament dans une cavité sous vide afin d'en extraire des électrons libres. Ces électrons seront accélérés vers l'anode pour passer au guide d'onde. L'injection d'électrons dans le guide d'ondes d'accélération est commandée par des impulsions de tension, qui sont appliqués à la grille et doit être synchronisée avec les impulsions appliquées au générateur à micro-ondes.

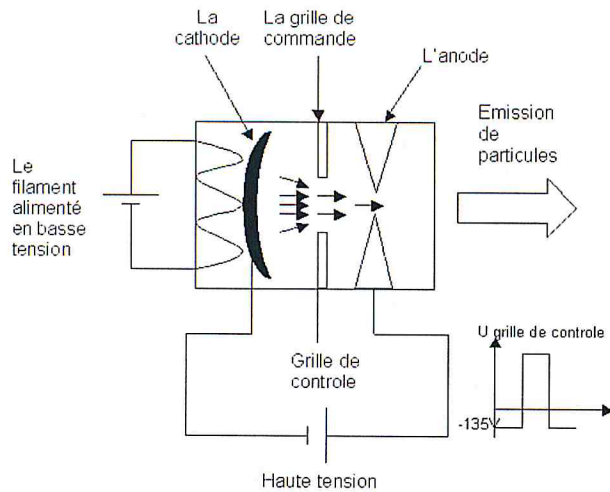


Figure II-4 : schéma du fonctionnement d'un canon à électron

Une fois que les électrons sont créés et que les micro-ondes sont générées, les électrons seront injectés et les ondes seront transportées, grâce à un guide d'onde, au même endroit pour interagir dans ce qu'on appelle *section d'accélération*, suivant les schéma suivant :

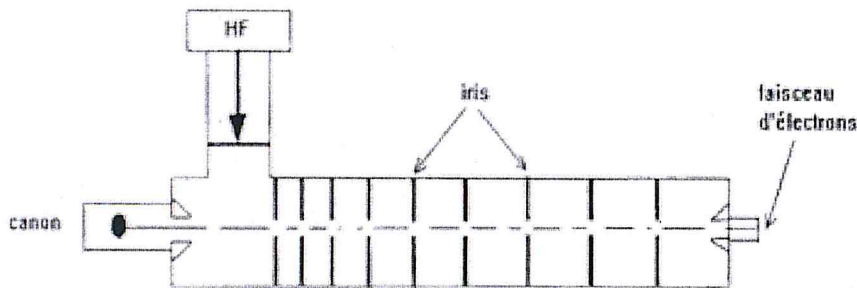


Figure II-5 : principe de l'accélération des électrons avec des ondes HF (hyper-fréquences)
[Podg, 2003]

II-2-3) La section d'accélération:

C'est là que réside le principe de l'accélérateur linéaire. Comme schématisé dans la figure II-5, une onde hyperfréquence de période T est injectée dans la section accélératrice constituée de cavités cylindriques successives séparées par des cloisons percées de trous pour le passage des électrons (Figure II-5).

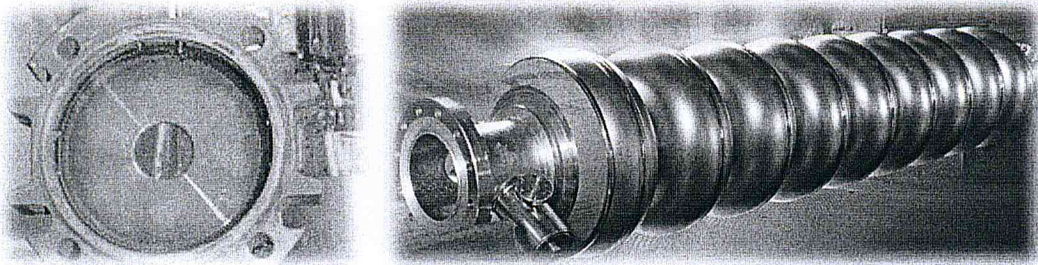


Figure II-6 : Une coupe de la cavité d'accélération (à gauche), section d'accélération (à droite)

Il existe deux types d'ondes, les ondes progressives et les ondes stationnaires:

- Pour les *ondes progressives* : le champ électrique sinusoïdal régnant dans chaque cavité est déphasé d'un quart de période par rapport à la cavité précédente ou suivante pour que les électrons soient toujours soumis au même champ accélérateur positif et maximal. Le fabricant *Elekta* utilise ce type de section pour ses accélérateurs
- Pour les *ondes stationnaires* : l'onde injectée est totalement réfléchiée à la fin de la section accélératrice. Il s'instaure donc à l'intérieur de chaque cavité, un régime d'ondes stationnaires avec un ventre de champ E_{max} , au centre de la cavité et un noeud de champ ($E=0$) aux extrémités. A un temps t fixé, une onde stationnaire ressemble à une onde progressive mais son évolution temporelle est totalement différente. Ce type de section est utilisé par *VARIAN*

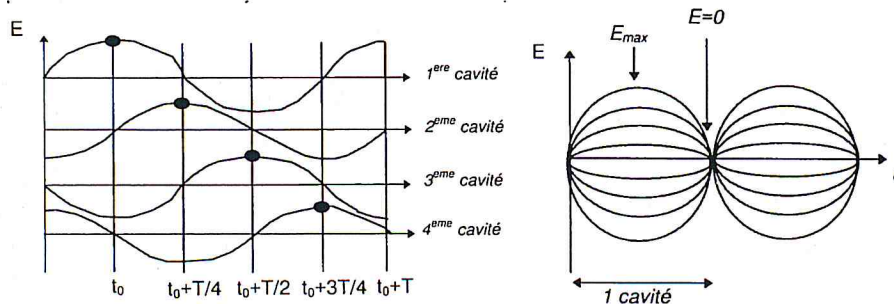


Figure II-7 : Evolution d'une onde progressive (à gauche) et stationnaire (à droite) dans les cavités

L'accroissement d'énergie de l'électron se déroule en deux phases. D'abord par augmentation de sa vitesse dans une partie appelée le "buncher" (environ 3 cavités) pour atteindre très rapidement une vitesse proche de celle de la lumière c (vitesse maximum que peut atteindre une particule), puis par augmentation de la masse relativiste de l'électron et donc de son énergie. L'électron se déplace à la vitesse v pendant un temps t . Soit D la taille d'une cavité. Celle-ci est ajustée de

$$t = \frac{D}{v} = \frac{T}{2}$$

telle sorte que T = période l'onde HF. La phase de l'onde HF a le temps de s'inverser pendant que l'électron se déplace entre deux cavités.

Pour empêcher le faisceau de diverger, la section accélératrice comporte aussi une lentille quadripolaire. C'est un élément de combinaison de champs magnétiques en x et en y.

II-2-4) Bobines de déviation:

En fonction du moment où les électrons pénètrent dans la section, ils sont soumis à un champ d'intensité différente, donc à une accélération différente. Cela entraîne un spectre en énergie continu pour le faisceau de sortie. Afin d'obtenir un faisceau le plus mono-énergétique possible, il est nécessaire de filtrer l'énergie selon l'énergie du traitement voulue. Ceci est réalisé à l'aide d'une déviation magnétique où le courant dépend de l'énergie sélectionnée. Ce système (parties bleu sur l'image II-8) permet de dévier le faisceau d'un angle de 90° sous l'influence du champ magnétique des bobines et de le focaliser afin d'obtenir un faisceau centré sur l'axe de collimation. La focalisation et le centrage du faisceau sont assurés par bobines, dont le nombre dépend du fabricant, placées après la structure accélératrice.

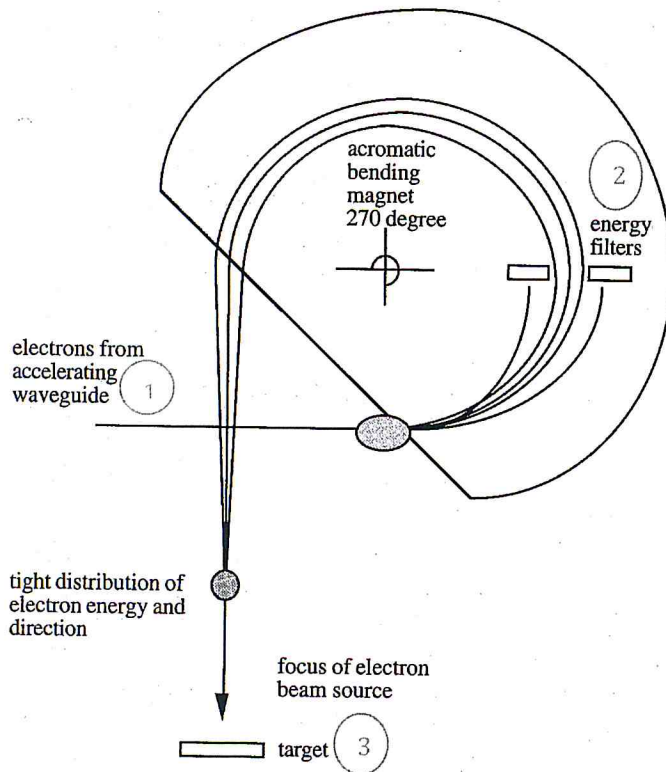


Figure II-8 : schéma de bobine de déviation d'un LINAC pour la production des faisceaux de photons ou d'électrons. (1) : faisceau mince d'électrons issu de la section d'accélération ; (2) : Filtre d'énergie ; (3) : Cible dans le cas de production du faisceau de photons.

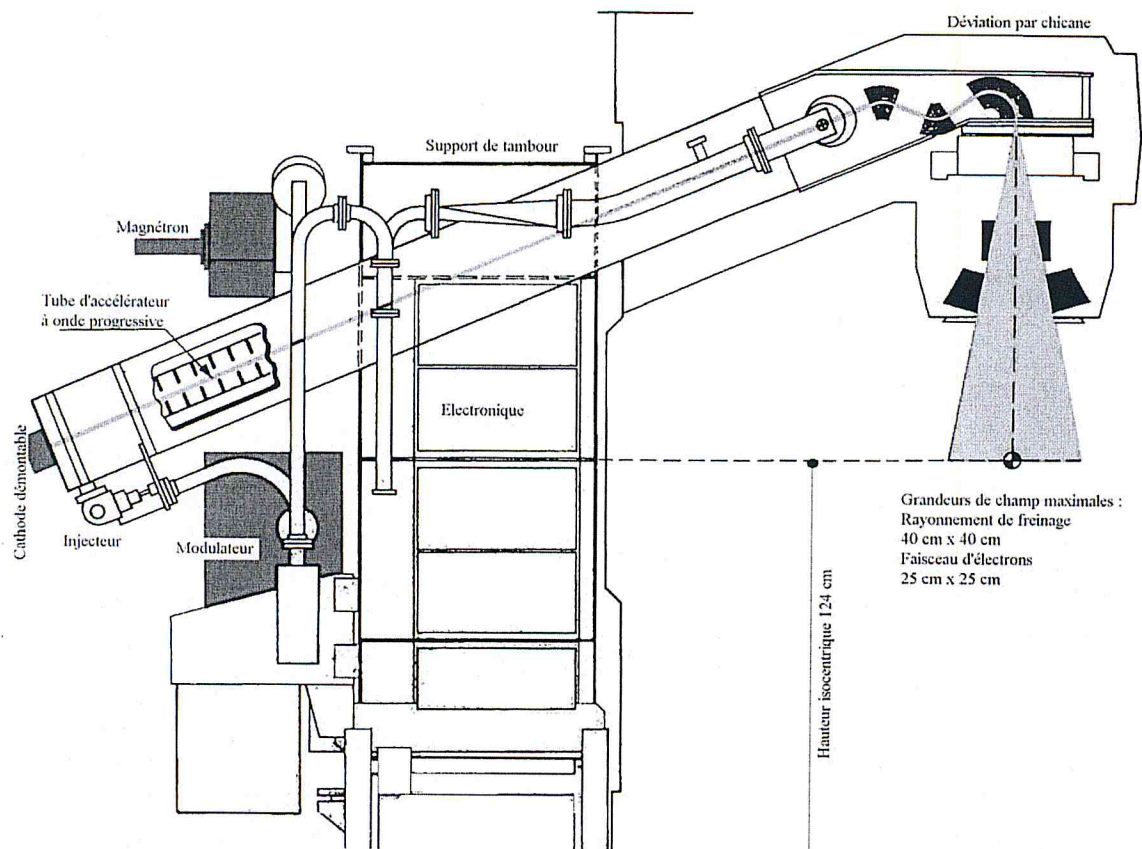


Figure II-8 : Représentation d'un accélérateur à ondes progressive.

II-2-4) La tête d'irradiation :

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

En mode électrons :

En mode électron, le faisceau est simplement élargi, ses dimensions passant de quelques millimètres à la sortie de la déviation magnétique à quelques dizaines de centimètres au niveau du patient. Cet élargissement est obtenu par une double diffusion sur des disques fins généralement en plomb. La première diffusion a lieu au niveau du barreau porte-cibles et la deuxième au niveau du barillet où sont insérés les diffuseurs. Cette double diffusion entraîne pour les faisceaux de haute énergie une perte d'énergie et une contamination photonique relativement importante. Les collimateurs électrons permettent d'avoir la taille de champ souhaitée. Ils sont conçus spécialement pour réduire la contribution de la diffusion des électrons dans l'air.

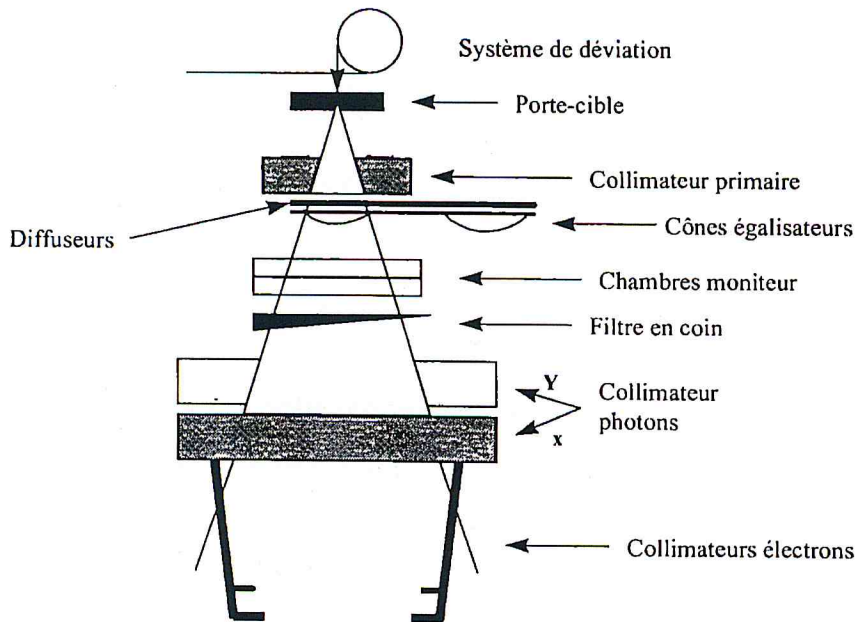


Figure II-8 : Le schéma de la tête d'irradiation

En mode photons :

Lorsque le mode photons est sélectionné, le barreau porte-cibles prend une position telle qu'une cible de tungstène est interposée dans le faisceau d'électrons sortant de la chambre de déviation. L'épaisseur de cette cible sera: 2 mm pour les faisceaux de 4, 6, 8 MV et 4 mm pour les faisceaux de 10, 12, 15, 18, 20 et 25 MV. Le choix du tungstène revient sur son numéro atomique 74 (augmenter la probabilité de rayonnement de freinage), de son point de fusion de 2370° et de son excellence conductivité thermique qui facilite le refroidissement de la cible en un court temps [Khan, 2003].

Dans la gamme d'énergie utilisée en radiothérapie, le faisceau d'électrons interagissant avec la cible produit, par rayonnement de freinage, un faisceau de photons principalement dirigé vers l'avant. Il devient alors indispensable d'interposer dans le faisceau un cône égalisateur dont la forme dépend de l'énergie, afin d'uniformiser la dose au niveau du champ d'irradiation.

Un ensemble de chambres d'ionisation appelées chambres moniteurs permet de mesurer la dose délivrée au patient et d'arrêter l'irradiation quand la dose prescrite est atteinte, ainsi que de réguler le débit de dose et de contrôler l'homogénéité et la symétrie du faisceau. L'unité moniteur (MU), définie spécifiquement pour les accélérateurs médicaux, correspond à une charge ionisée dans cette chambre moniteur.

La taille du champ d'irradiation est quant à elle assurée par deux paires de mâchoires mobiles dont les bords sont orientés de façon à minimiser la pénombre géométrique.

II-3 Définition des dimensions et de la forme du champ:

Une fois que le faisceau de photons est produit, il doit être adapté aux dimensions du champ de traitement. C'est pour cette raison que les accélérateurs linéaires sont pourvus de collimateurs servant à obtenir différentes dimensions de champ d'irradiation. Les collimateurs sont fabriqués de plomb ou de tungstène. Ces matériaux possèdent un numéro atomique (Z) très élevé ce qui fait que le rayonnement est fortement atténué en les traversant. L'épaisseur du collimateur est calculé afin d'avoir une atténuation de 5 CDA (3%) du faisceau le plus énergétique. Mise à part une transmission de 3 %. Le collimateur est constitué de deux paires de mâchoires (une paire de mâchoires supérieure Y1 et Y2 et une inférieure X1 et X2) permettant la définition des champs rectangulaires (Figure II-9).

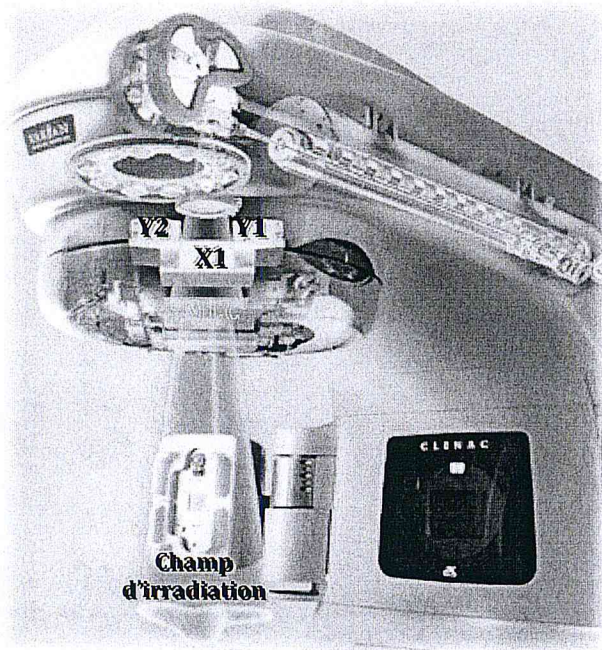


Figure II-9 : Système de collimation et définition du champ d'irradiation dans la tête de traitement

Avec l'avancement de la technologie, les accélérateurs linéaires sont maintenant dotés de collimateur multilames (« *Multi Leaf Collimator* », noté MLC). Ces collimateurs sont composés de plusieurs lames fines (de 0,4 à 1 cm de largeur) permettant d'adapter le champ d'irradiation à n'importe quelle forme de la tumeur même si elle est de forme irrégulière. La figure II-10 illustre ce type de collimateur.

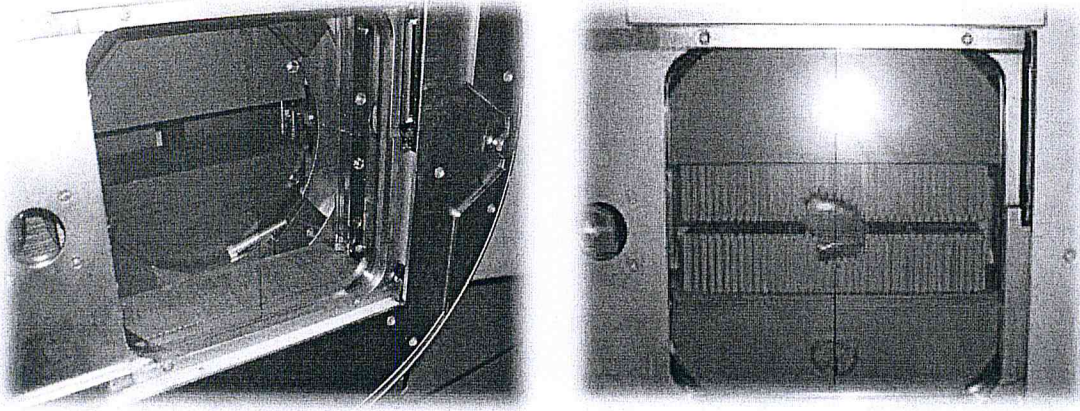


Figure II-10 : Collimateur conventionnel (à gauche): paire de la mâchoire inférieure ; Collimateur multilames MLC (à droite)

II-4 Caractéristiques dosimétriques du faisceau de photons :

En dosimétrie clinique, outre l'indice de qualité [TRS398], les distributions de dose dans l'eau sont aussi employées pour caractériser le faisceau. La courbe donnant la variation de la dose absorbée dans l'eau sur l'axe du faisceau d'irradiation à une distance source-surface du fantôme constante, est appelée courbe de rendement en profondeur, notée PDD (Le milieu assurant les interactions pour la mesure de la dose est appelé *fantôme*). A partir de la courbe de rendement de la dose en profondeur, on peut déterminer la profondeur du maximum de dose, notée Z_{max} . La variation de la dose absorbée dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau et à une profondeur donnée est appelée courbe de profil. La mesure du profil de dose indique si le dépôt de dose est uniforme le long du champ d'irradiation. On peut définir à partir de la courbe de profil de dose : la pénombre, la taille du champ, les corrections hors axe central et la profondeur de mesure [Khan, 2003].

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

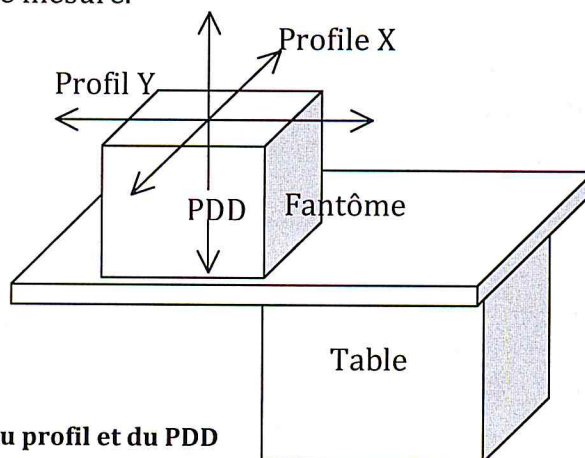


Figure II-11 : mesure du profil et du PDD

Le but de l'acquisition d'une courbe de rendement en profondeur et de la courbe de profil à différentes profondeurs est de les combiner afin d'avoir une distribution de dose 3D. Grâce à cette distribution de dose, la modélisation du dépôt de dose en n'importe quel point du patient est possible (Figure II-12).

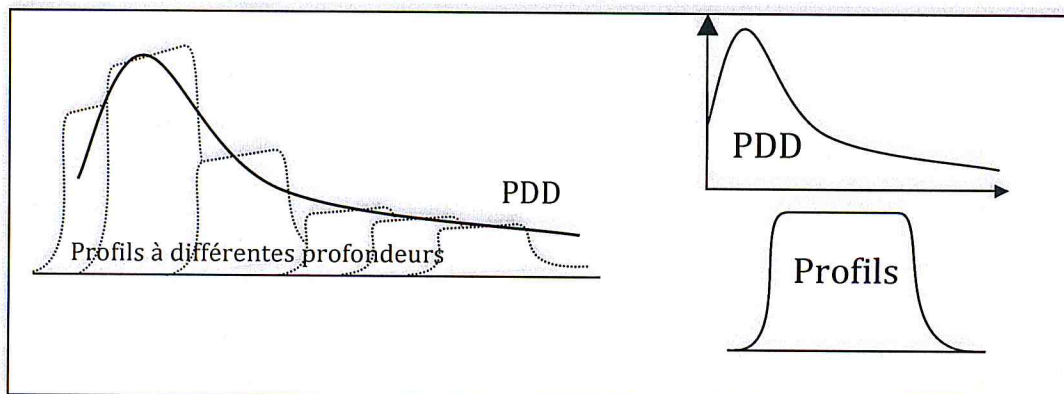


Figure II-12 : Combinaison de la courbe de rendement en profondeur avec des courbes de profils à différentes profondeurs pour modéliser la distribution de dose 3D

L'autre point est de modéliser la variation du dépôt de dose en fonction de la taille du champ qui est un paramètre important de traitement. Pour cela, on définit le facteur d'output qui est mesuré sous forme de table qui donne la variation du débit de dose de l'accélérateur en fonction de la taille du champ. La table du facteur d'output normalisée par rapport à une taille du champ de référence, 10x10 cm x cm.

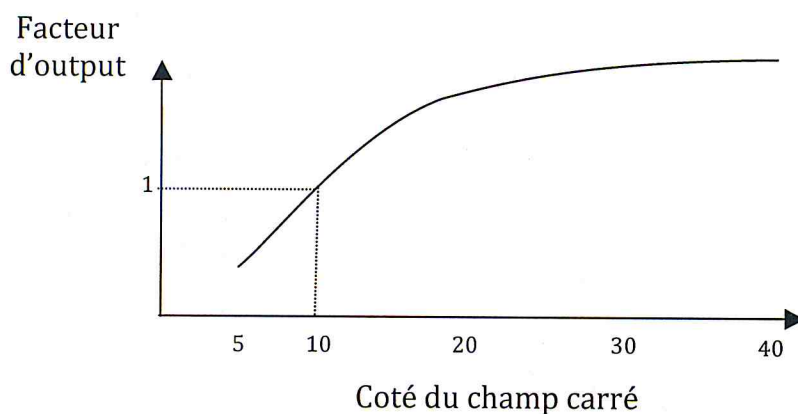


Figure II-13 : L'allure de la courbe du facteur d'output

L'allure de la courbe réside dans le fait que les diffusions dans le fantôme augmentent avec la taille du champ donc la contribution de ces diffusions au point situé sur l'axe central du faisceau sera plus importante par rapport à un champ 10x10 et l'inverse pour les champs plus petits que 10x10 cmxcm

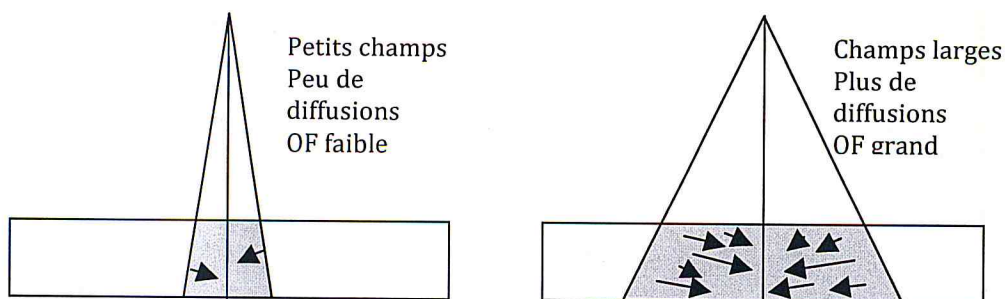


Figure II-14 : L'apport des diffusions vers le centre du champ dans l'évaluation du facteur d'output

Dans cette étude, on s'est intéressé aux champs de petites dimensions (c.-à-d. ≤ 4 cm x cm). On va acquérir les rendements en profondeur et les profils latéraux de dose de 5 petits champs. Les rendements en profondeur ont été réalisés en déterminant la dose en profondeur sur l'axe du faisceau à une distance source-fantôme fixe de 100cm. De même, les profils latéraux de dose ont été déterminés à 5 profondeurs.

Les détecteurs avec lesquels l'acquisition de ces paramètres dosimétriques est possible sont cités dans le chapitre suivant.

II-4 Détecteurs utilisés pour l'acquisition des paramètres dosimétriques :

Les physiciens médicaux disposent d'une grande liste de détecteurs pour l'acquisition des paramètres dosimétriques. Cette partie présente les principes et les performances des dosimètres couramment utilisés en radiothérapie.

La chambre d'ionisation

Il existe différents types de chambre d'ionisation comme la chambre à paroi d'air (Mesure de la dose en un point avec grande précision, utilisée uniquement dans les laboratoires standards), la chambre cylindrique (utilisée pour l'acquisition des paramètres dosimétriques) ou les chambres plates utilisées pour la dosimétrie des électrons (énergie inférieure à 10 MeV) ainsi que des photons de basse énergie (tension d'accélération inférieure à 100 kV).

Utilisation des chambres d'ionisation pour les petits champs :

Un autre type de chambre d'ionisation, dite **pinpoint**, avec une géométrie dédiée à la dosimétrie des petits champs est utilisée pour l'acquisition de profils de doses. On peut citer également pour la dosimétrie des petits champs, la chambre à remplissage liquide qui tire profit de la plus grande densité des liquides afin d'accroître l'énergie déposée dans l'enceinte de la chambre. Néanmoins, ces chambres présentent une mauvaise stabilité en raison de la pollution progressive du liquide par des espèces ioniques conductrices [Blanc, 1997].

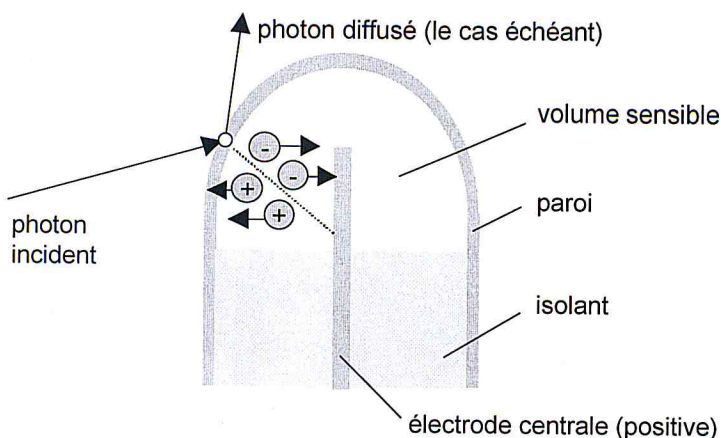


Figure II-15 : Création de la charge dans une chambre d'ionisation

Une propriété importante de la chambre d'ionisation réside dans le matériau constituant sa paroi qui est équivalent eau. Ce sont les particules chargées secondaires produites dans la paroi (principalement les électrons) qui sont mesurées dans le volume sensible de la chambre (figure II-15).

La haute tension (~ 300 V) appliquée à travers les électrodes de la chambre permet de collecter les porteurs créés. Le courant de charges (électrons) résultant, peut par la suite être converti en valeur de dose absorbée, après application d'un ensemble de facteurs de correction [TRS398, 2000]. Un des avantages de la chambre d'ionisation est que l'énergie nécessaire pour générer une paire d'ions dans l'air est peu dépendante de l'énergie du rayonnement incident.

Films radiologiques

D'un point de vue historique, l'émulsion photographique a été le premier détecteur utilisé dès la découverte des rayons X. Le film radiographique est constitué de grains de bromure d'argent (AgBr), enrobés d'une émulsion de gélatine, qui seront réduits en atomes d'argent lors de l'irradiation. Ce processus forme une image latente qu'il sera nécessaire de révéler ultérieurement au moyen d'un développement physico-chimique (i.e., le développement). A l'issue de cette étape, le film présente un noircissement, exprimé en densité optique et mesuré au moyen d'un photodensitomètre, d'autant plus important que la dose absorbée est grande.

Les films radiographiques sont fréquemment utilisés pour l'acquisition des distributions de profils et dans les contrôle des performance de l'accélérateur. Ceci peut s'expliquer par la facilité d'utilisation de ces dispositifs et les habitudes des physiciens. Les films présentent une résolution spatiale élevée qui peut atteindre en théorie la finesse du grain ($1 - 3 \mu\text{m}$) et une sensibilité importante à différents types de rayonnements. Enfin, leur coût d'achat reste faible et ils offrent la possibilité de conserver les informations sur une très longue période. Ils ont néanmoins l'inconvénient de ne pas être équivalent tissu et présentent une sur-réponse aux photons de basse énergie. La densité optique dépend donc de l'énergie des photons, de la taille de champ et de la profondeur de mesure. Ils présentent une réponse non linéaire (courbe en "S") et sont sensibles à la lumière. Certains auteurs ont montré une variation de la densité optique avec le

débit de dose [Djouguela et al., 2005]. Par exemple, Djouguela et al. rapportent une variation de 5% de la densité optique lorsque le débit de dose est réduit d'un facteur 12 [Djouguela et al., 2005]. D'un point de vue pratique, cet effet est négligé. Enfin, le développement chimique constitue un des inconvénients majeurs car les conditions de développement influent grandement sur la réponse des films. Il est également nécessaire de tenir compte des différences de sensibilité intra-lot et des performances du photodensitomètre.

Films radiochromiques

Les films radiochromiques sont constitués d'une ou plusieurs couches actives de monomère radio-sensible (diacétylène) protégées par une enveloppe en polyester.

L'irradiation de ces films entraîne une réaction de polymérisation qui conduit à un changement de couleur du film. L'intensité de la couleur obtenue est proportionnelle à la dose absorbée par le film. L'évaluation de la dose s'effectue en mesurant la transmission lumineuse du film au moyen d'un photodensitomètre. Ces films ne nécessitent aucun développement. L'ensemble des films propose une large plage d'utilisation allant de 0,5 à 2500 Gy. Ils sont équivalents tissu et sont largement utilisés pour les petits champs et vérification des faisceaux de traitement [Soares, 2007].

Plusieurs travaux de caractérisation dosimétrique de films radiochromiques ont permis de mettre en évidence que la réponse :

- des films EBT Gafchromic®, dédiés aux applications de radiothérapie, est indépendante de la taille de champ, dans la gamme 5x5 à 40x40 cm², lors d'irradiations avec des photons X de haute énergie [Cheung et al., 2006] et peu dépendante de l'énergie des photons avec une variation inférieure à 10% dans une large gamme entre 50 kVp et 10 MVp [Butson et al., 2006].
- des films est en général non dépendante du débit de dose dans la gamme utilisée en radiothérapie [Butson et al., 2003].

Néanmoins, la majorité des films radiochromiques est sensible à la température pendant et après l'irradiation. Ils sont également sensibles à l'humidité et aux UV.

Dosimètres Thermoluminescents (TLDs)

Certains matériaux semi-conducteurs ou isolants, lorsqu'ils sont chauffés après avoir été irradiés, émettent une luminescence de manière proportionnelle à la dose absorbée. Ce principe, appelé thermoluminescence (TL), est reconnu et employé pour la dosimétrie dans différents domaines d'applications (réacteur nucléaire, spatial, médicale) depuis plusieurs dizaines d'années.

Le fluorure de lithium (LiF) reste le matériau le plus populaire en raison de son numéro atomique effectif proche de celui des tissus et de sa large dynamique avec la dose : 10^{-5} à 10^3 Gy [Cunn, 1983].

En utilisant des pastilles étalonnées de façon individuelle et en les manipulant avec une grande précaution, il est possible d'obtenir une reproductibilité de

l'ordre de 2% [Cunn, 1983].

Les avantages et inconvénients des TLDs dépendront des propriétés intrinsèques (réponse en énergie, linéarité avec la dose...). Néanmoins, la dosimétrie par TLDs n'est pas conviviale puisqu'elle est consommatrice de temps (préchauffage, chauffage, vidage de l'échantillon) et ne permet que des mesures de doses a posteriori. De plus, il est nécessaire d'utiliser des sources de chauffage parfaitement stables dans le temps afin de réaliser des mesures reproductibles.

Dans le domaine de la radiothérapie, les TLDs sont utilisés en routine pour la vérification de la dose délivrée lors des traitements par irradiation corporelle totale [Dusenbery and Gerbi, 2006]. Ils sont également utilisés dans différents programmes postaux pour des audits de qualité externe. Ces audits, permettent de contrôler la dose délivrée par les accélérateurs dans les conditions de références et de non références. Ils sont mis en place par différentes institutions telles que l'IAEA [Izewska et al., 2003].

Diode au silicium

Une diode au silicium est constituée d'une jonction *p-n*. Les diodes peuvent être basées sur des substrats de type p (trous majoritaires) ou de type n (électrons majoritaires). Dans le domaine de la radiothérapie, les diodes sont utilisées en mode passif (sans polarisation durant l'irradiation) en raison des débits de dose importants (qq Gy/min). Dans ce cas, la zone de déplétion est réduite à son épaisseur minimale et la sensibilité (dépendant du volume de la zone déplétion) minimum. Lors de l'irradiation, des paires électrons / trous sont générées dans la zone de charge d'espace (i.e., la zone de déplétion), sont séparées par le champ électrique intrinsèque, et collectées. Cette collection induit un courant, proportionnel au débit de dose, mesuré via un électromètre.

Les diodes sont très largement utilisées en dosimétrie en radiothérapie en raison de leur robustesse et de leur simplicité d'utilisation (lecture presque immédiate). Les diodes sont plus sensibles et compactes que les chambres d'ionisations. L'inconvénient probablement majeur des diodes réside dans la perte de sensibilité avec la dose cumulée. Jornet et al. ont montré une perte de sensibilité de 3,4% et 0,2% par dose de 100 Gy pour deux types de diodes irradiées aux photons de 18 MV [Jornet et al., 2000]. Les diodes ont donc besoin d'être ré-étalonnées de façon fréquente. Les autres facteurs à considérer sont la dépendance en énergie (le numéro atomique du Si est 14) [Saini and Zhu, 2007], la dépendance avec le débit de dose [Wilkins et al., 1997], [Saini and Zhu, 2004] et la température [Rikner and Grusell, 1987], [Saini and Zhu, 2002].

Utilisation des diodes pour les petits champs :

Comme les micro-chambres d'ionisation (pinpoint), des micro-diodes ont été fabriquées pour être utilisées dans l'acquisition des paramètres dosimétriques des petits champs [Das, 2008].

MOSFETs (Metal-Oxide Semiconductor Field Effect Transistor)

Lorsque les MOSFETs sont utilisés comme dosimètres, leur principe repose sur les propriétés de piégeage de charges dans l'oxyde de grille soumis à un rayonnement ionisant. Cet effet se manifeste par une variation sensible de la tension de seuil, proportionnelle à la dose totale absorbée.

Les MOSFETS sont de très petite taille et permettent un stockage définitif de la dose. Ils sont parmi les dosimètres possédant la résolution spatiale la plus élevée et présentent une réponse, d'après les fabricants, non dépendante du débit de dose pour des irradiations dans lesquelles le fading ne peut intervenir (i.e., irradiations de courte durée inférieure à quelques minutes). Néanmoins, ils souffrent d'une durée de vie limitée. Ils présentent une dépendance angulaire et un changement de leur sensibilité avec la dose cumulée avant d'atteindre leur limite d'utilisation [Ramani et al., 1997]. Comme dans le cas des diodes, les MOSFETs présentent une dépendance de leur réponse avec la température. Néanmoins, Cheung et al. ont montré qu'en ayant la même température lors de l'irradiation et de la lecture, la réponse des MOSFETs (marque REM Oxford, UK) est peu dépendante de la température [Cheung et al., 2004]. Dans un article de 2005, Halvorsen a montré que la réponse du système One Dose™ (One Dose™, Sical Technologies, Morrisville, NC, USA) ne dépend pas du débit de dose, est linéaire dans la gamme 2 – 400 cGy et présente une dépendance avec l'angle du bras inférieure à 5% [Halvorsen, 2005].

Utilisation des MOSFETs dans la dosimétrie des petits champs :

Pour leur utilisation dans le contrôle du traitement avec petits champs, Cheung et al. ont montré un accord dans les 5% entre des mesures à l'aide de MOSFETs et des doses calculées à l'aide de méthodes Monte Carlo [Cheung et al., 2002].

DIAMANT

Le principe de la dosimétrie par diamant est proche de celui de la dosimétrie par chambre d'ionisation. L'élément sensible du détecteur est simplement un échantillon de diamant (carbone) qui présente l'avantage d'être chimiquement inerte, équivalent tissu et résistant aux dommages des rayonnements (i.e., sensibilité constante avec la dose totale cumulée). Il permet également d'atteindre une résolution spatiale élevée. Néanmoins, les détecteurs diamant requièrent une irradiation préliminaire afin de stabiliser leur sensibilité. Cet effet est dû aux pièges à électrons naturellement distribués dans le volume. Une pré-irradiation avec une dose de 5 – 10 Gy est suffisante pour remplir les pièges et stabiliser la sensibilité du détecteur. De plus, ils souffrent d'une dépendance avec le débit de dose [Rodriguez et al., 2007]. Ils présentent également une dépendance de leur réponse avec la température ($1\%.\text{°C}^{-1}$) [Vatnitsky and Jarvinen, 1993]. Cependant, De Angelis et al. ont évalué une dépendance plus faible ($0,03\%.\text{°C}^{-1}$ et $0,1\%.\text{°C}^{-1}$) et ont émis l'hypothèse que cette baisse provenait d'une meilleure qualité de diamant [De Angelis et al., 2002]. Enfin, la réponse du diamant est très peu dépendante de l'angulation du bras avec les faisceaux de photons car les variations avec l'angle du bras n'excèdent pas 2% [De Angelis et al., 2002].

Utilisation du diamant pour les petits champs :

Le détecteur diamant offre une excellente résolution spatiale avec un volume sensible de 0.3mm d'épaisseur et de 1.35 mm de rayon.

Bucciolini et al. ont comparé les détecteurs diamant aux diodes silicium et chambres d'ionisations lors de mesures de profils, de rendements en profondeur, et de facteurs d'ouverture du collimateur [Bucciolini et al., 2003]. Malgré certains avantages du diamant, leur utilisation n'offre pas d'avantages significatifs par rapport aux diodes dans les techniques d'irradiation conventionnelles. Néanmoins, le diamant s'avère être une bonne alternative aux dosimètres

utilisés dans les petits champs de rayonnements tels que ceux rencontrés en IMRT ou en radiothérapie stéréotaxique [Laub and Wong, 2003]. McKerracher and Thwaites ont comparé des mesures obtenues au moyen de différents types de diodes (diode avec capuchon, diode sans compensation en énergie, diode pour la stéréotaxie) et d'un dosimètre diamant dans des petits champs (0,5 à 4 cm) et concluent que l'ensemble des dosimètres étudiés est approprié pour la mesure dans les petits champs de taille supérieure à 1 cm [McKerracher and Thwaites, 2007].

Ce dosimètre présente un certain nombre d'inconvénients tels que la dynamique de réponse (i.e., le temps avec lequel le signal diminue à son niveau de bruit), la stabilité du signal et la dépendance en fonction du débit de dose pour les applications en radiothérapie dynamique [De Angelis et al., 2007].

Dosimétrie avec Gel

Les dosimètres Gel ont l'exclusivité de représenter une dosimétrie 3D en une seule mesure, de plus, ils sont fabriqués en matériau équivalent eau.

Utilisation de Gel de Bang pour petits champs :

La dosimétrie en radiothérapie des petits champs avec gel est en cours de validation [Das, 2008]

Calorimètres :

Les calorimètres ont la spécificité de mesurer l'unité de dose, Gray, comme elle est définie, c.-à-d. l'énergie absorbée par unité de masse. Cette énergie absorbée est détectée à travers une augmentation de la température dans un volume d'eau ou de graphite induite par les rayonnements ionisant (une dosimétrie absolue). La dosimétrie utilisant les calorimètres en graphite ou en eau est une procédure compliquée et lente [IPEM, 2010]. Les mesures avec ce type de dosimètre est utilisée dans les laboratoires d'étalonnage primaire et dans les conditions géométrique standards (pour des taille du champ 10x10 cm) [Podg, 2010]

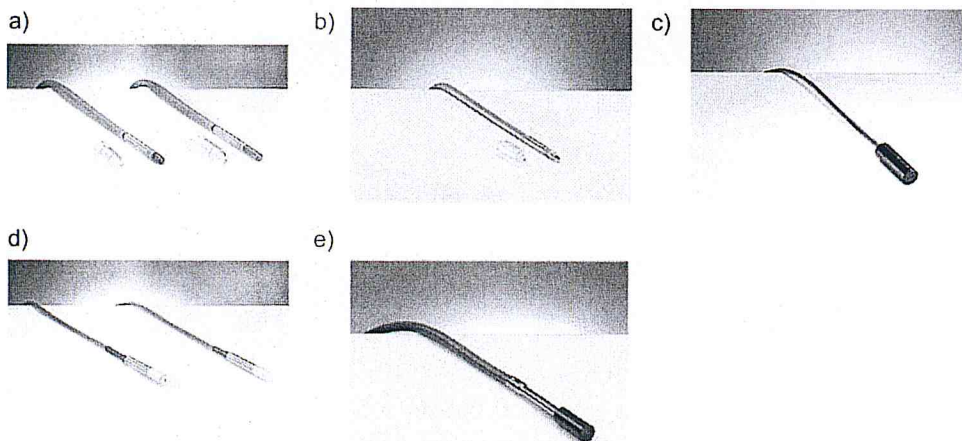


Figure II-16 : quelques dosimètres utilisés en clinique fabriqués par PTW [PTW] :

a) chambres d'ionisation semiflex 31010 (125 mm³) et 31013 (300 mm³). b) Chambre d'ionisation pinpoint 31014 (15 mm³). c) Chambre liquide microLion (2 mm³). d) Diode de type-p 60010 (0.03 mm³). e) Détecteur diamant 60003 (1mm³)

Le Tableau II-1, ci-dessous, résume les avantages et inconvénients de chaque type de dosimètre.

Au regard des données issues de la littérature, aucun dosimètre ne remplit l'ensemble des conditions que devrait remplir le dosimètre idéal.

Paramètre	TLDs	MOSFETs	Diode	Diamant	Films ⁽¹⁾
Résolution spatiale	dépend du volume	élevée	correcte	élevée	élevée
Équivalence aux tissus	dépend du matériau	non	non	oui	(Ag) non (R) proche
Lecture immédiate	non	oui/non	oui	oui	non
Linéarité de la réponse	oui	oui	oui	oui	(Ag) non (R) oui
Résistance aux rayonnements	correcte	non	non	oui	oui
Dépendance énergie	oui	oui	oui	non	(Ag) oui (R) non
Dépendance débit de dose	dépend du matériau	non	oui	oui	très faible
Dépendance température	dépend du matériau	oui	oui	faible	oui
Durée de vie (réutilisable)	correcte	usage unique	correcte	bonne	usage unique
Facilité, rapidité utilisation	oui	oui	oui	oui	oui
Facilité de lecture	non	oui	oui	oui	(Ag) non (R) oui

(1) : (Ag) pour film argentique et (R) pour film radiochromique

Table II-1 différents dosimètres utilisés en radiothérapie

II-5 Problèmes posés par la dosimétrie des petits champs

Comme il a été présenté dans l'introduction, l'évolution des techniques de radiothérapie (modulation d'intensité, tomothérapie, VMAT, radiothérapie en conditions stéréotaxiques) permet une meilleure conformation de la tumeur et une augmentation de la dose délivrée au volume cible afin d'accroître le contrôle tumoral. Cependant, ces évolutions passent par l'utilisation de petits champs de rayonnements qui induisent certaines difficultés pour la dosimétrie.

II-2-1 L'effet du volume de détecteur :

Les champs de petites dimensions sont de plus en plus utilisés en radiothérapie, la résolution spatiale est devenue une caractéristique primordiale que doit posséder tout dosimètre afin de réaliser une mesure précise.

La mesure de profil de dose en radiothérapie par faisceaux de photons est artificiellement aplatie dans les régions de pénombre puisque le volume des détecteurs est trop large pour apprécier les gradients de dose inférieurs aux dimensions du dosimètre. D'un point de vue pratique, lors de la mesure des facteurs d'ouverture du collimateur de l'accélérateur pour les petites tailles de champ, la réponse du dosimètre (i.e., chambre d'ionisation) peut être sous-estimée en raison de la moyenne sur l'ensemble du volume sensible dans une région où la dose n'est pas uniforme. Ceci peut conduire à un surdosage du patient lors de son traitement.

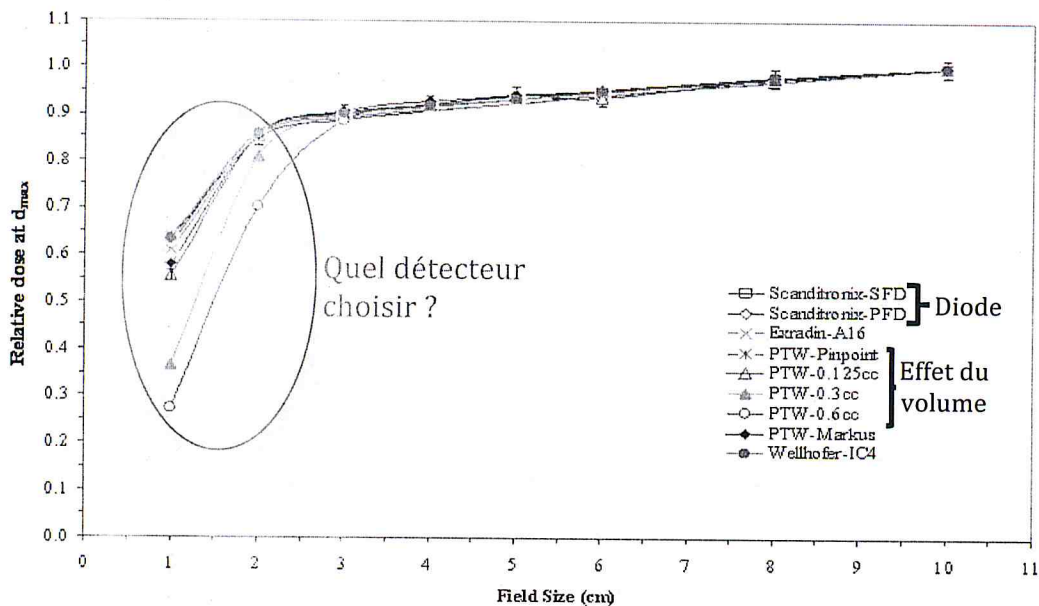


Figure II-17 : Mesure du facteur d'output factor avec plusieurs chambres d'ionisation [Das, 2008]

II-2-2 L'effet du manque d'équilibre électronique latéral

L'équilibre électronique existe dans un volume si et seulement si une particule chargée (type et énergie donnée) quittant le volume est remplacée par une particule chargée entrant dans le volume (même type et énergie).

Ce concept revêt une importance capitale en dosimétrie des rayonnements puisqu'il permet de relier certaines grandeurs dosimétriques entre elles. Il existe dans les deux plans de la propagation du faisceau incident : latéralement et en profondeur.

- l'équilibre électronique latéral : dans les zones où les gradients sont quasi-nuls (i.e., profil de dose d'un champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et dosimètre placé proche de l'axe du faisceau), il y a égalité entre l'énergie déposée dans ce volume par les électrons et l'énergie transportée par les électrons en dehors de ce même volume. Si le dosimètre est placé en bordure de champ, zone de fort gradient, il y aura plus

d'électrons quittant le volume que d'électrons déposant de l'énergie dans ce volume. Concrètement, lors de la mesure dans de telles conditions, il est possible que ce déséquilibre s'ajoute à la pondération de la mesure sur l'ensemble du volume sensible et fausse les mesures.

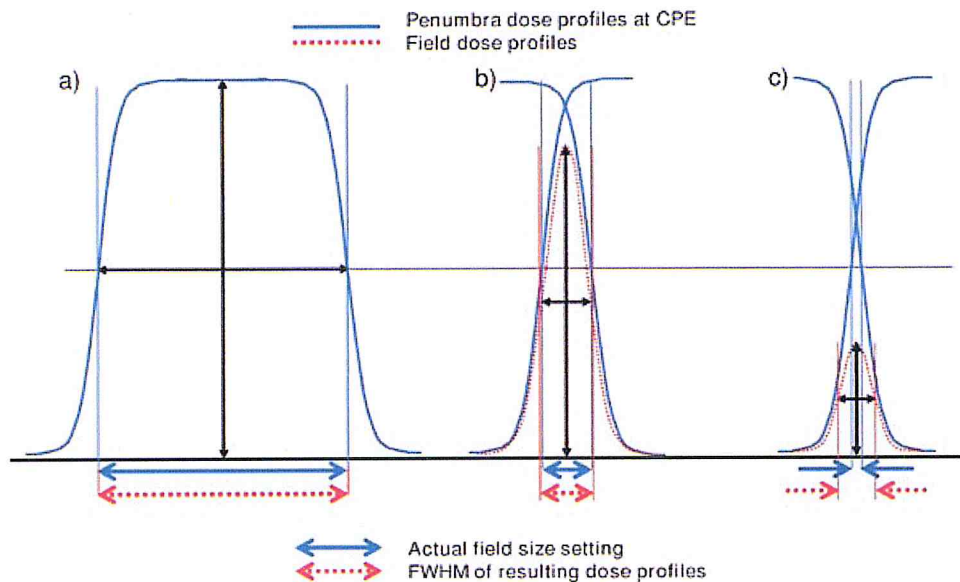


Figure II-18 : L'effet de l'occlusion de la source et du manque d'équilibre électronique latéral (CPE) sur la distribution de dose de profil [Das, 2008]: plus on diminue la taille du champ, la dose délivrée au centre diminue et plus la pénombre couvre tout le champ. Résultat : la valeur de la taille du champ par définition : FWHM (c.-à-d. à 50%) en rouge sera plus grande que La taille réelle du champ (en bleu). La détermination de la taille du champ par la méthode standard (FWHM) va surestimer la taille du champ

II-2-2 Dépendance de la taille de champ

La dépendance de la réponse du dosimètre avec la taille de champ est plus importante que dans les techniques standards de traitement, en raison du changement important dans les tailles de champ entre un champ de référence ($10 \times 10 \text{ cm}^2$) et ceux, par exemple, utilisés en radiochirurgie ($< 4 \text{ cm}^2$). De plus, il peut s'ajouter à cet effet le manque d'équilibre électronique au centre du champ dans les champs de petites tailles.

Au regard des aspects liés à l'utilisation des petits champs de traitement, le détecteur idéal devrait posséder les propriétés suivantes : une résolution spatiale élevée (i.e., faible volume sensible), une réponse linéaire avec la dose et indépendante de la taille de champ, de l'énergie et du débit de dose. Il faut également que cette réponse soit reproductible et stable [IPEM, 2010].

Les détecteurs présentés ci-dessus ont été étudiés dans des champs de petites tailles. Les avantages et inconvénients de chacun sont discutés dans la littérature [Duggan and Coffey, 1998], [Francescon et al., 1998], [Mack et al., 2002], [McKerracher and Thwaites, 1999], [Westermarck et al., 2000] et [IPEM 2010]. Certains auteurs ont également étudié la réponse de gels polymères [Wong et al., 2007] et de scintillateurs [Archambault et al., 2007] dans des champs de faibles

dimensions. Bien entendu, aucun de ces systèmes ne possède l'ensemble des qualités requises et il n'y a aucun consensus sur le détecteur à utiliser pour la dosimétrie dans les champs de faibles dimensions. Certains auteurs recommandent même d'utiliser deux dosimètres indépendants pour les mesures des facteurs d'ouverture du collimateur [Duggan and Coffey, 1998] et [DAS, 2008].

En conclusion, la mesure de la dose pour les petits champs d'irradiation pose de nouvelles exigences pour les détecteurs utilisés. L'utilisation des chambres d'ionisation standard n'est pas recommandée pour les champs dont la dimension est inférieure à 3x3 cm. A cause de ces petites dimensions du champ, la réponse du dosimètre devient une source d'erreur due à la moyenne de dose mesurée sur un volume de détection dans une région dont la dose n'est pas uniforme (région de fort gradient de dose).

Donc, un dosimètre dont le volume de détection est comparable aux dimensions du champ induit une mesure de dose erronée et surestime la largeur de la pénombre du champ ajoutée à la perturbation de la fluence des électrons secondaires dû à la présence du dosimètre.

Le défi majeur de la dosimétrie des petits champ est donc l'utilisation d'un dosimètre construit avec un matériau qui engendre le minimum de perturbation sur la fluence du faisceau et , au même temps, de volume de détection assez faible pour réduire l'effet de volume [IPEM, 2010]. D'autre part, à cause du manque d'équilibre latéral, la contribution à la dose au point de la mesure diffère de celle dont le dosimètre a été calibré dans le laboratoire d'étalonnage, un facteur de correction supplémentaire doit être considéré pour corriger cet effet [Alfonso, 2008].

En raison du manque de données de référence sur la dosimétrie de petits champs, plusieurs travaux sont en cours basés sur des comparaisons de mesures avec plusieurs détecteurs ou avec les simulations avec Monte-Carlo d'autre part. Dans, l'IPEM 101 [IPEM, 2010], des comparaisons avec plusieurs détecteurs proposés sur le marché ont été réalisées. Ces comparaisons concerne la dosimétrie relative (Courbe de rendement, courbe de profil et facteur d'output). Pour la dosimétrie de référence, c.-à-d. la dose en un point tenant en compte de toute les perturbations sur le détecteur, Alfonso et al [Alfonso, 2008] travaille sur la détermination d'un facteur de perturbation de petits champs pour différentes chambres d'ionisation et participe dans le nouveau protocole IAEA consacre à la dosimétrie des petits champs.

Chapitre III

Matériels et méthodes

Les distributions de dose latérales, les courbes de rendements en profondeur ainsi le facteur d'output ont été mesurés avec deux types de chambre d'ionisation. Une chambre dédiée pour les champs conventionnels et l'autre dédiée pour les petits champs.

III-1 Matériels

Le matériel d'irradiation et de mesure utilisé consiste en un accélérateur linéaire d'électrons produisant des faisceaux de RX de 6 et 18 MV, des détecteurs de rayonnements et un milieu de mesure.

III-1-1 L'accélérateur linéaire :

Les faisceaux de photons de 6MV avec des tailles de 0.5 à 4 cmxcm à une distance de 100 cm de la source ont été produits par un accélérateur linéaire utilisant le système de collimation conventionnel (les deux paires de mâchoires X et Y) (Figure III-1). Ce système de collimateurs permet de définir n'importe quelle champ rectangulaire de taille variant de 0.3 à 40x40 cm. Le système de lampe/miroir permet de simuler la forme du champ actuel. Cet accélérateur dispose d'un collimateur multilames (MLC) permettant de produire des champs de forme irrégulière. Dans notre travail, Le MLC a été complètement éliminé du champ d'irradiation et les champs de mesure ont été définis, seulement, par le collimateur conventionnel.

III-1-2 La cuve à eau :

C'est une cuve dont les parois sont fabriquées en acrylique et qui est remplie d'eau. Elle est utilisée pour l'acquisition des distributions de dose dans les 3 directions. Toutes les mesures importantes en radiothérapie pour un physicien médical, peuvent être réalisées avec ce système : facteurs d'output, rendements en profondeur, profils de dose et la dose absolue. L'eau est un milieu représentant très bien le comportement du champ d'irradiation à l'intérieur des patients. C'est pour cette raison que la plupart des mesures sont réalisées dans l'eau. La cuve d'eau est munie de trois moteurs et de trois potentiomètres permettant de placer la chambre à ionisation avec une précision de 0.1 mm à la position désirée dans un champ d'irradiation. Ces moteurs permettent aussi de déplacer le détecteur lors des mesures de profils de dose et des rendements en profondeur. Les dimensions de la cuve sont de 70 cm en X, 60 en Y et 50 en Z. Le temps d'installation peut être long (1 heure), car elle doit être installée de façon rigoureuse pour ne pas influencer les mesures.

Le logiciel *Mephysto* est une application fournie avec la cuve pour l'acquisition numérique des valeurs de charge du détecteur lors de l'irradiation de ce dernier. Quant à la manipulation de la position du détecteur, elle devient automatique

grâce à l'unité du contrôleur liée à la cuve à eau. Cette unité fait le lien entre la cuve et le logiciel d'acquisition. Lorsqu'une information est donnée à partir du logiciel, par exemple la position du détecteur, le contrôleur envoie un message à la cuve qui déplace les moteurs à la position désirée. Il s'occupe aussi de transmettre les charges mesurées par l'électromètre au logiciel d'acquisition pour que ce dernier interprète les résultats.

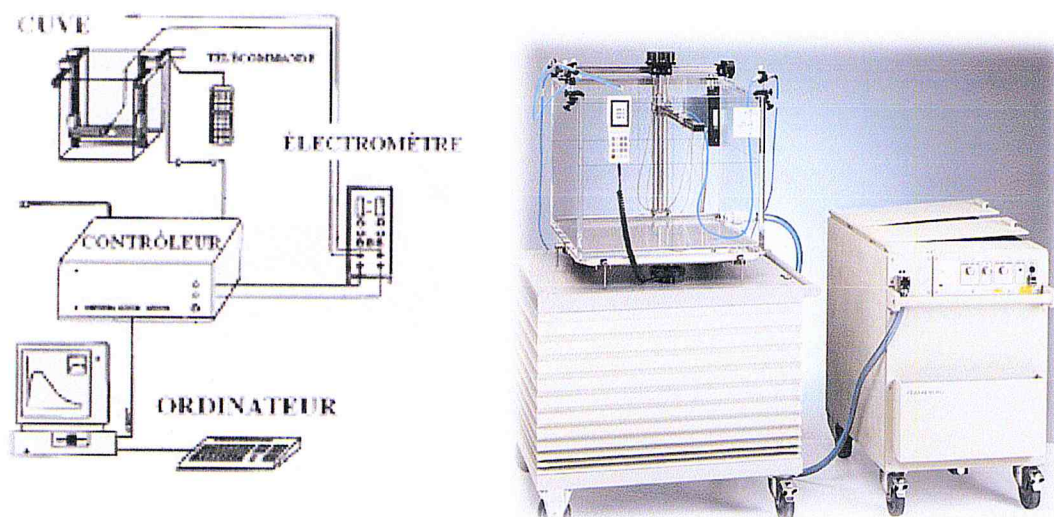


Figure III- 3: Diagramme de branchement d'une cuve à eau à gauche. La cuve utilisée pour nos mesures à droite.

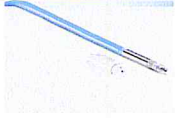

III-1-3 Le détecteur de rayonnement :

Les profils de dose latéraux, les rendements en profondeur ainsi que la table du facteur d'output ont été obtenus avec la cuve à eau de 3 dimensions MP3 de PTW (figure III-3). Une chambre d'ionisation dédiée pour les petits champs de type pinpoint et une chambre cylindrique pour les champs standards sont les détecteurs utilisés. Le but des mesures avec ces deux détecteurs est de démontrer l'avantage qu'offre une chambre d'ionisation de petit volume de détection dans la dosimétrie des petits champs. Les dimensions physiques et les propriétés de détection sont listées dans le tableau III-1

Notre chambre de mesure principale est donc la PTW 31014. C'est l'une des plus petites chambres disponible sur le marché. Elle est conçue spécialement pour les petits champs. La chambre peut être utilisée soit en position axiale ou radiale (Figure III-7).

La chambre est utilisée avec l'électromètre *tandem* présenté dans la figure III-4. L'électromètre permet la polarisation de la chambre de 400 volts. Il peut être utilisé en mode charge ou dose avec correction de température et pression incluse. Un outil de positionnement de la chambre, TRUFIX, est utilisé pour améliorer la précision géométrique de mise en place du point de référence du volume sensible de la chambre au centre du champ comme recommandé dans le rapport IAEA-TRS 398 (Figure III-4).

Table III-1 : Propriétés physiques des détecteurs utilisés

Détecteur	Volume sensible	Dimensions du volume de détection	Photo
Pinpoint : PTW 31014	0.015 cc	Diametre : 2mm Longueur : 5mm	
Semiflex : PTW 31010	0.125 cc	Diametre : 5.5 mm Longueur :6.5 mm	

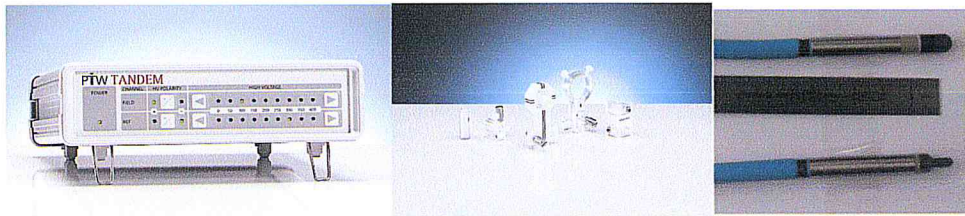


Figure III-4 : L'électromètre de mesure à gauche ; système de TRUFIX au milieu ; chambre semiflex contre chambre pinpoint à droite.

III-2 Méthodes

Les méthodes de mesures utilisées concernent :

- 1) l'acquisition des courbes de rendement de dose en profondeur avec la chambre pinpoint et la chambre semiflex pour 5 petites tailles de champ, la chambre d'ionisation, pinpoint, étant en position axiale et radiale par rapport à l'axe du faisceau alors que la semiflex est gardée en position radiale
- 2) l'acquisition des courbes de profils de dose pour 5 profondeurs ;
- 3) mesure de la table du facteur d'output avec les deux chambres d'ionisation.

III-2-1 Mesure des courbes de rendement de dose en profondeur :

Le rendement en profondeur est noté PDD (Percent Depth Dose). La géométrie de mesure est présentée dans la figure III-5.

L'installation de la cuve à eau et du détecteur a été réalisée rigoureusement pour respecter les conditions géométriques. Premièrement, il faut aligner la cuve avec le champ d'irradiation. Les bords du faisceau lumineux doivent être parallèles à la paroi de la cuve. Ensuite, il faut s'assurer que la surface de l'eau est bien à une

distance de 95 cm de la source. L'inclinaison verticale et horizontale de la cuve doit être vérifiée correctement avec le nivomètre. La dernière étape pour l'installation de la cuve est le positionnement du zéro de notre système de mesure au point de référence de la chambre [TRS398]. Pour cette dernière étape,

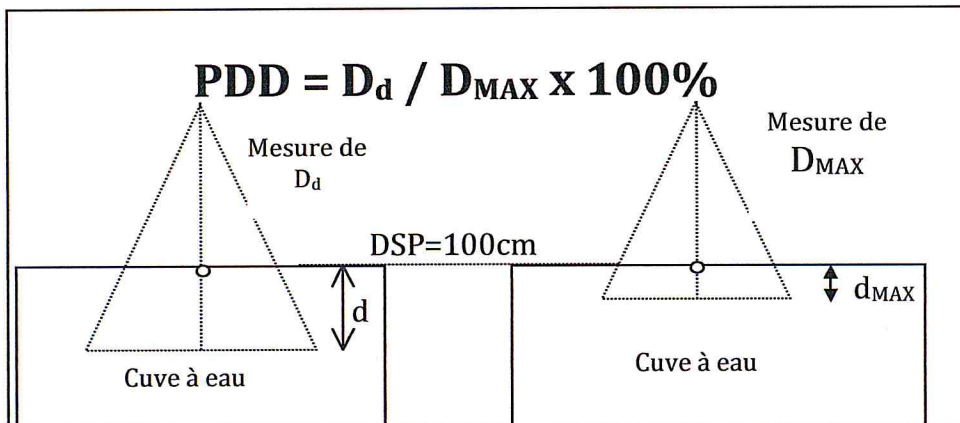


Figure III-5 : Géométrie de la mesure du PDD dans l'eau

la chambre a été positionnée avec une grande précision grâce au système trufix fourni avec chaque chambre (Figure III-4)

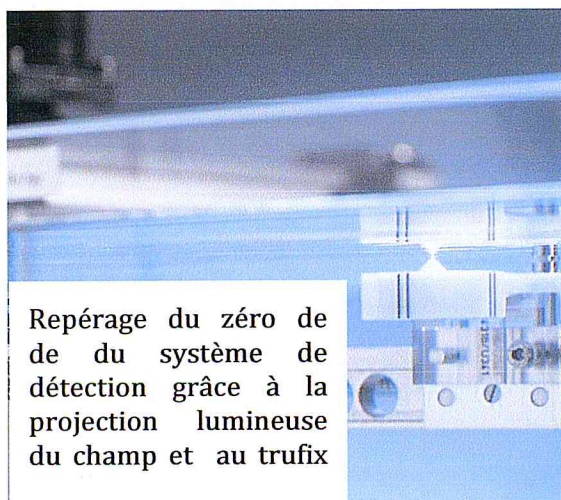


Figure III-6 : Repérage du 0 du système du détection.

Lorsque l'installation de la cuve est terminée, il est possible de procéder à l'irradiation pour obtenir les PDD en ajustant la taille du champ d'intérêt. On procède alors, à l'acquisition des différentes courbes avec le déplacement de la chambre sur l'axe des Z; la courbe mesurée sera normalisée par rapport à la valeur maximale de la charge collectée.

Dans la première partie, la chambre sera placée en axial (figure III-7). Ce positionnement est recommandé pour minimiser l'effet du câble de la chambre. D'autres courbes seront mesurées avec la position radiale pour comparaison.

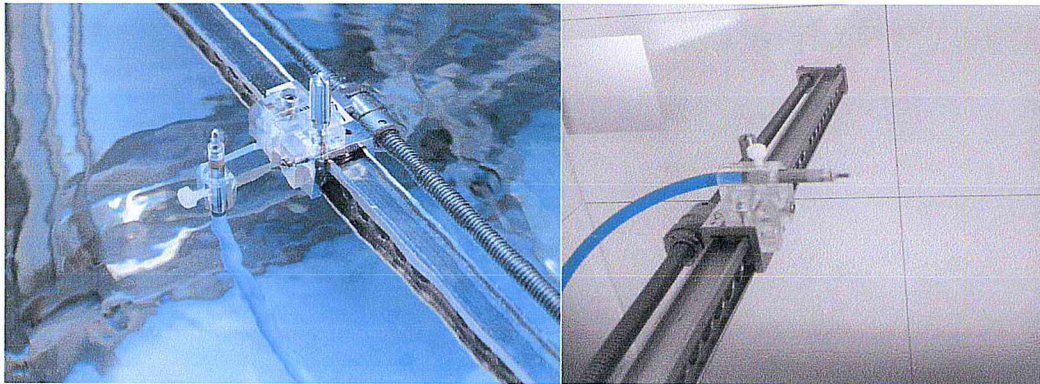


Figure III-7 : Positionnement axiale à gauche, positionnement radial à droite.

III-2-1 Mesure des courbes de profils:

La mesure de la courbe de profil est réalisée avec la même mise en place que la courbe de rendement en profondeur sauf que dans ce cas, le détecteur se déplace latéralement sur l'axe des X et sur l'axe des Y. Pour la même taille de champ, le profil de dose est mesuré à plusieurs profondeurs.

Pour une profondeur donnée de 5 cm, On mesurera aussi les courbes de profil pour deux positionnements du détecteur, radial et axial, pour comparaison.

Afin d'analyser l'influence de la taille du détecteur, des courbes de profils seront mesurées également, avec la chambre 0.125CC pour la taille de champ 2x2 cmx cm.

III-2-3 Mesure du facteur d'output :

On garde la même configuration que précédemment sauf que la distance source-surface sera de 95cm et que la chambre aura une position fixe dans l'eau, de 5cm. Le seul paramètre qui changera entre les mesures est la taille du champ. Pour ce paramètre, on doit élargir notre gamme de taille du champ puisque, par définition, le facteur d'output est normalisé par rapport à la taille du champ 10x10 et sera mesuré avec les deux chambres d'ionisation.

On place le détecteur au centre de ce champ, à 5 cm de la surface et on commence les irradiations. La mesure pour les différentes tailles du champ à la même distance source-détecteur. La dose du champ X donné sera normalisée par rapport à la dose du champ de 10 cm x cm (Figure III-9). Le facteur d'output est donc donné par :

$$OF = \frac{D(X)}{D(10)} \text{ [TRS398]}$$

L'acquisition des valeurs de la température et de la pression de la salle à des moments différents est importante. Si ces deux paramètres varient avec le temps, il faudra corriger les mesures de la chambre d'ionisation [TRS398]. Il se peut que pendant la durée des mesures, l'accélérateur linéaire subisse de légères variations dans la production du faisceau de radiation. Il est donc conseillé de reprendre quelques fois la mesure du champ de 10 x 10 cm pour effectuer la normalisation.

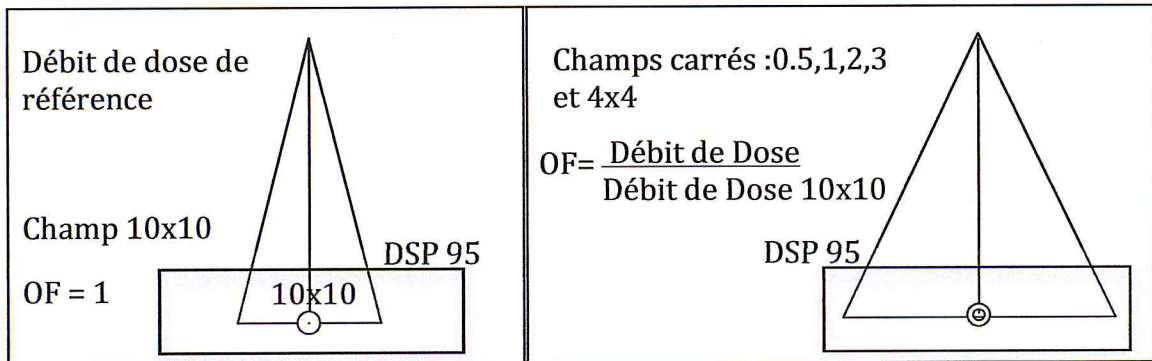


Figure III-9 : Géométrie de mesure du facteur d'output

Chapitre IV

Resultats et discussions

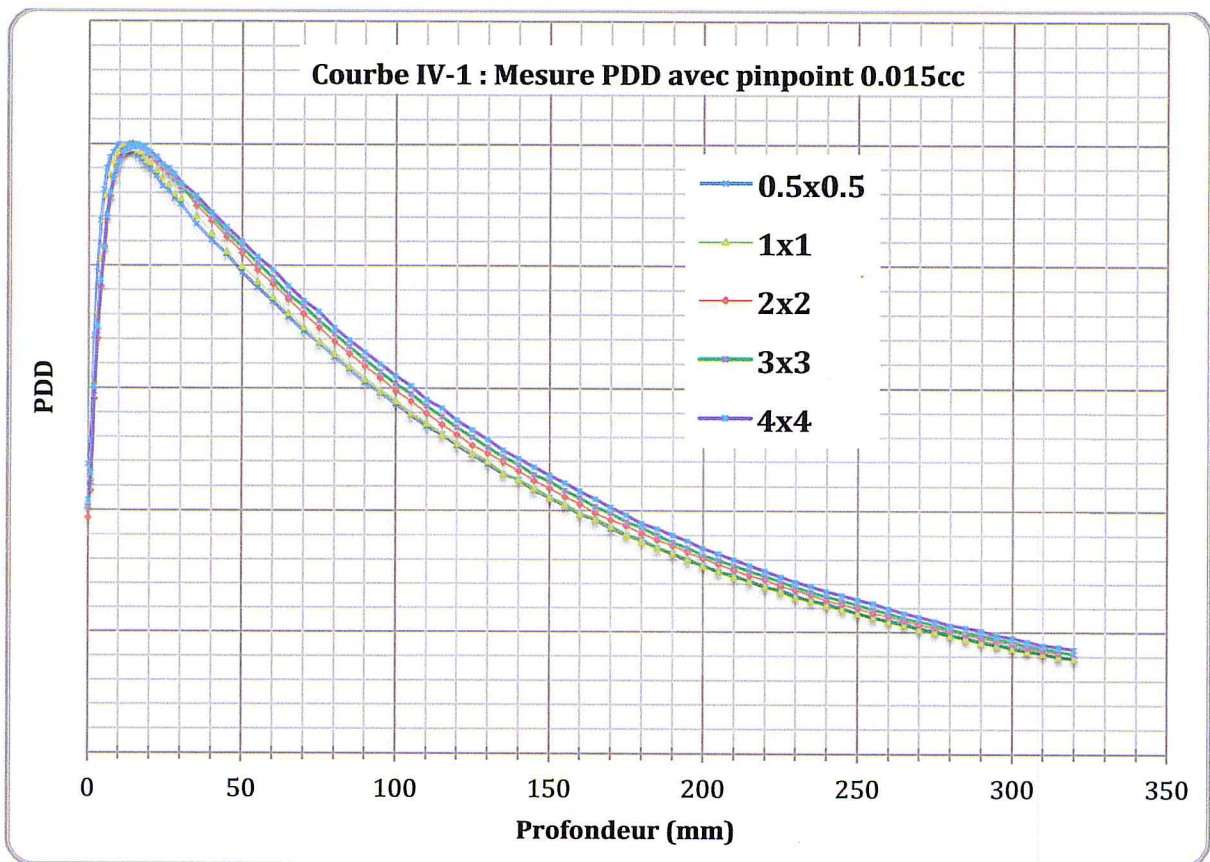
Dans ce chapitre, nous présentons les résultats de nos mesures, à savoir, les courbes de dose en profondeur obtenues à l'aide de la chambre pinpoint et de la chambre semiflex, les courbes de profils à l'aide des deux chambres citées ci-dessus ainsi les résultats obtenus en changeant l'orientation de la chambre pinpoint.

Nous présenterons également, les facteurs d'Output obtenus avec trois chambres différentes.

IV-1 Résultats des mesures

IV-1-1 Courbes de rendement en profondeur (PDD)

Les courbes de rendement en profondeur ont été mesurées pour une distance source surface du fantôme (DSP) de 100 cm jusqu'à une profondeur de 30 cm dans l'eau pour cinq tailles de champ. Les résultats sont présentés pour chaque chambre et une comparaison est réalisée.



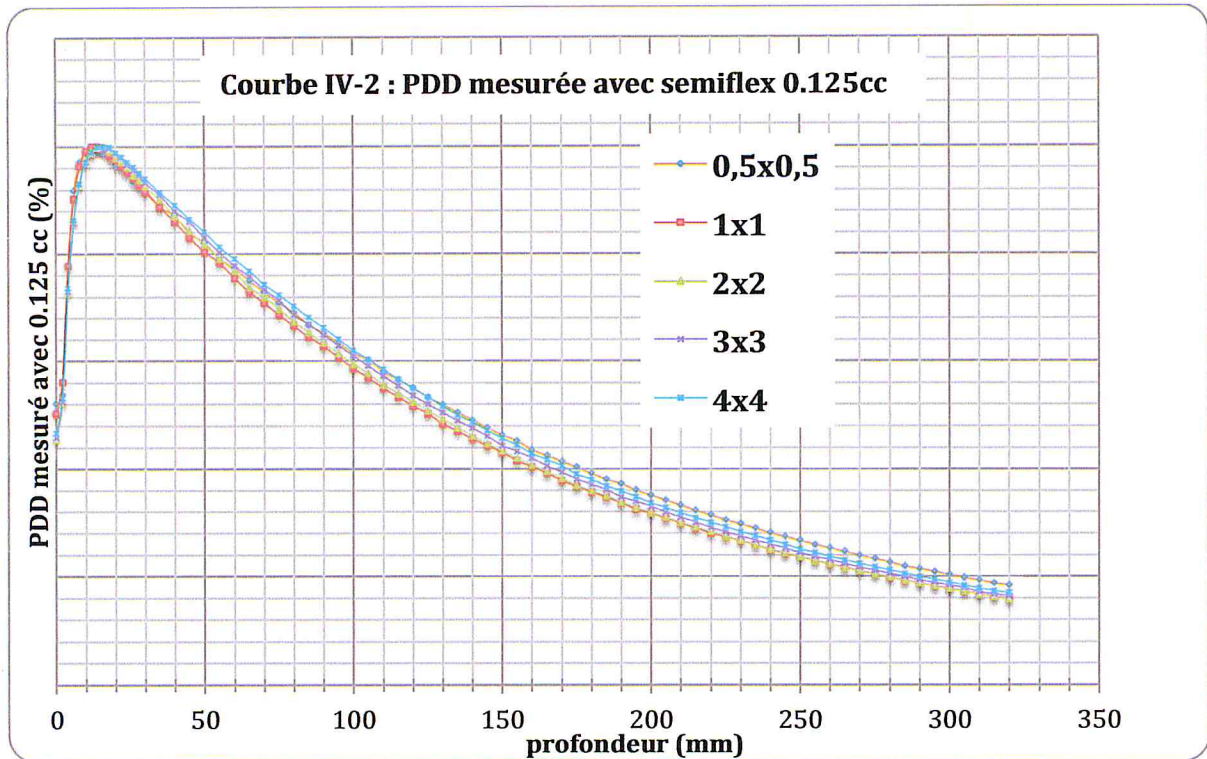


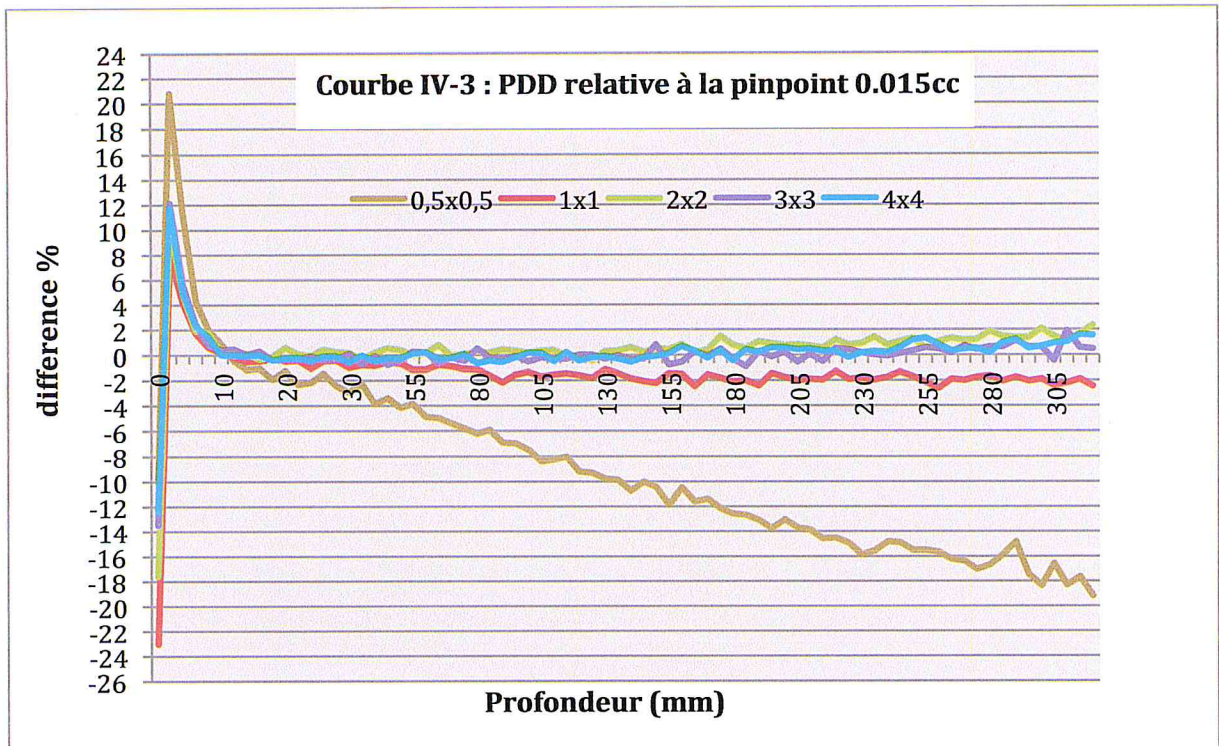
Table IV-1 : comparaison des courbes de rendement :

	0.5x0.5		1x1		2x2		3x3		4x4	
	Sflex	pnpt	Sflex	pnpt	Sflex	pnpt	Sflex	pnpt	Sflex	pnpt
R100(cm)	1.35	1.00	1.35	1.30	1.57	1.40	1.59	1.40	1.60	1.50
R80(cm)	5.36	4.80	5.10	4.98	5.35	5.34	5.57	5.54	5.79	5.82
R50(cm)	13.7	12.21	12.58	12.31	12.78	12.81	13.16	13.14	13.50	13.46
Ds(%)	52.57	49.50	51.76	43.40	47.23	40.92	47.54	42.69	48.28	43.78
D100(%)	61.53	57.40	58.68	57.92	59.50	59.47	60.96	60.67	61.97	62.06
D200(%)	35.12	31.08	31.75	31.21	31.91	32.24	33.01	32.85	33.63	33.81

R100 : profondeur du maximum; R80: profondeur de 80% de dose; R50 : profondeur de 50% de dose; Ds : Dose (en pourcentage) à la surface du fantôme; D100 : Pourcentage de dose à 10 ; D200 : Pourcentage de dose à 20cm ;

Dans la courbe suivante on représente la courbe donnant la variation de la courbe de rendement de la chambre semiflex par rapport à la courbe de rendement mesurée par notre chambre de référence, pinpoint, suivant la formule :

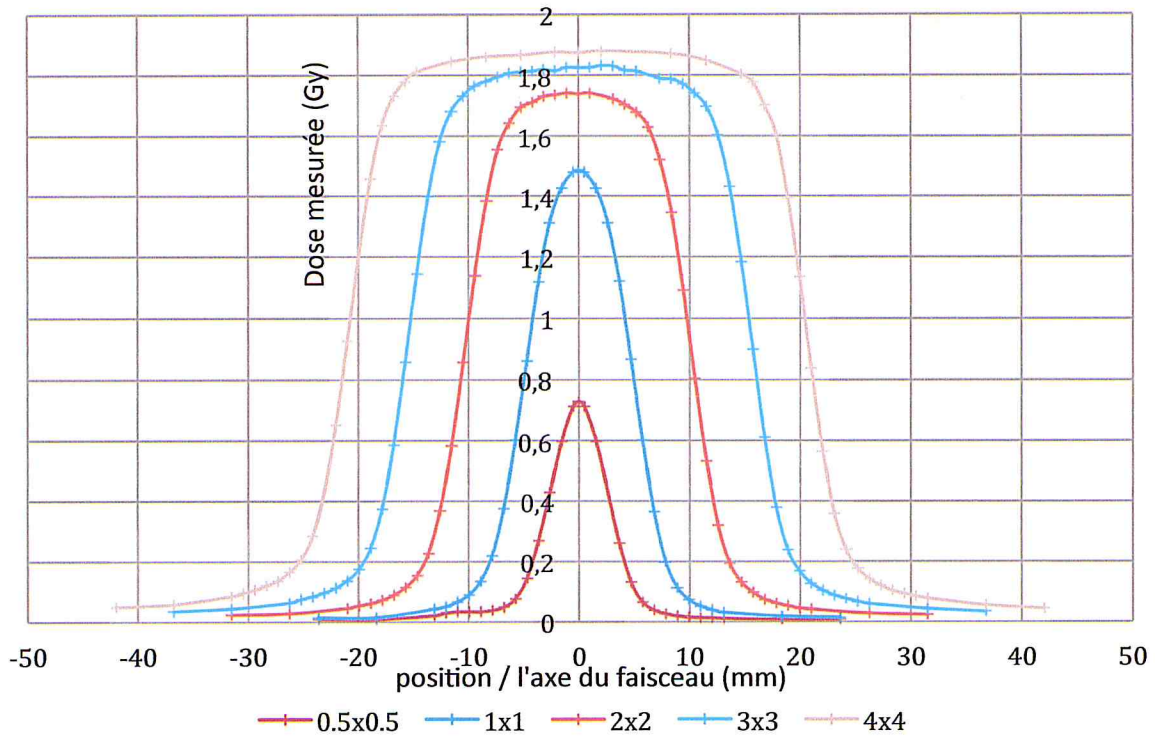
$$\text{différence}(\%) = \frac{PDD_{\text{pinpoint}} - PDD_{\text{semiflex}}}{PDD_{\text{pinpoint}}} \times 100$$



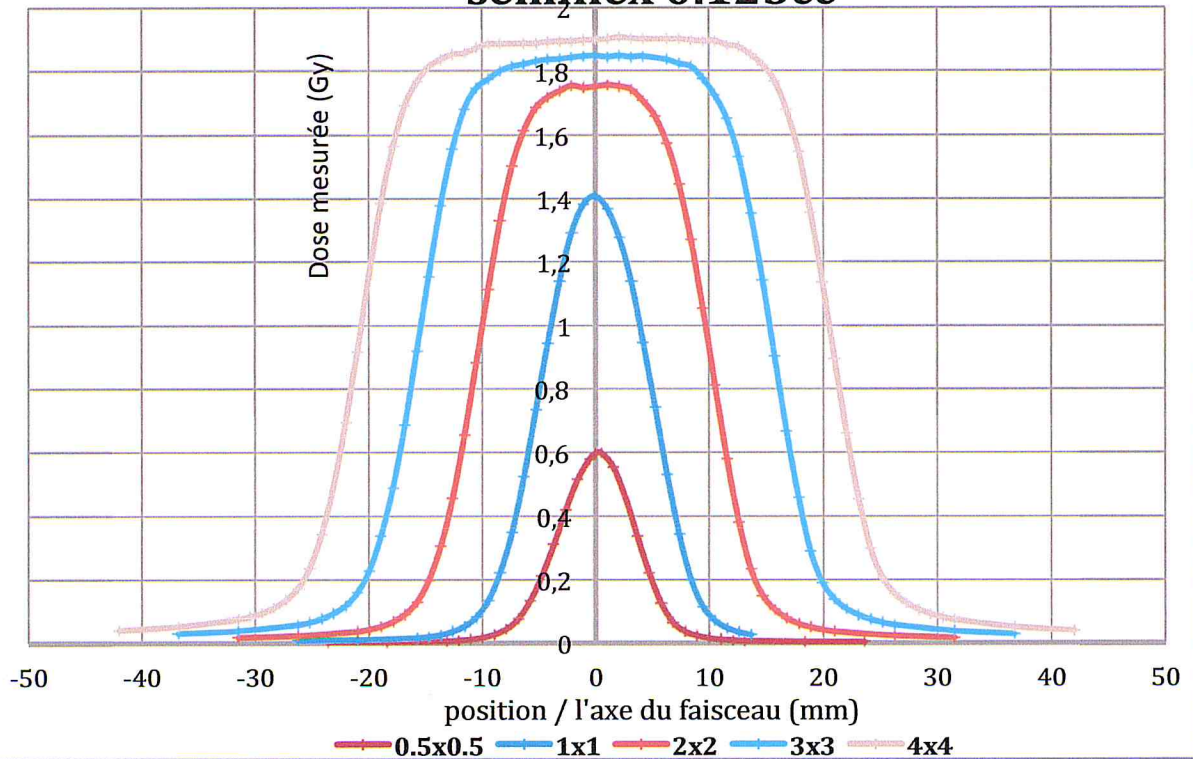
IV-1-2 Courbes de profils

Les courbes de profils ont été mesurées pour une DSP de 100cm au niveau de 5 profondeurs dans l'eau, 5 tailles du champ et avec les deux chambre d'ionisation : pinpoint (0.015 cc) et semiflex (0.125 cc). On présentera d'abord la variation de la courbe de profil avec la taille du champ pour la profondeur de 5cm pour les deux chambres suivie par une courbe et une table de comparaison des réponses des deux chambres.

Courbe IV-4 : Profils @5cm avec chambre pinpoint 0.015cc



Courbe IV-5 : Profils @ 5cm avec chambre semiflex 0.125cc



Courbe IV-6 : Comparaison des courbes de profils :

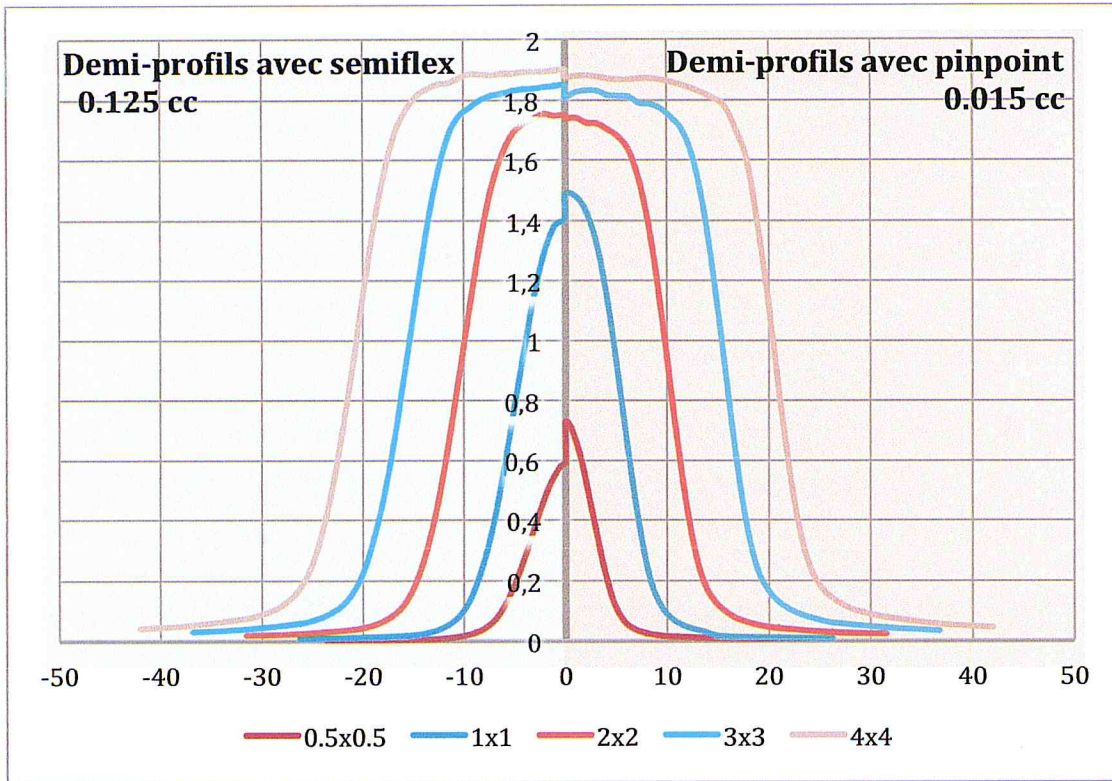
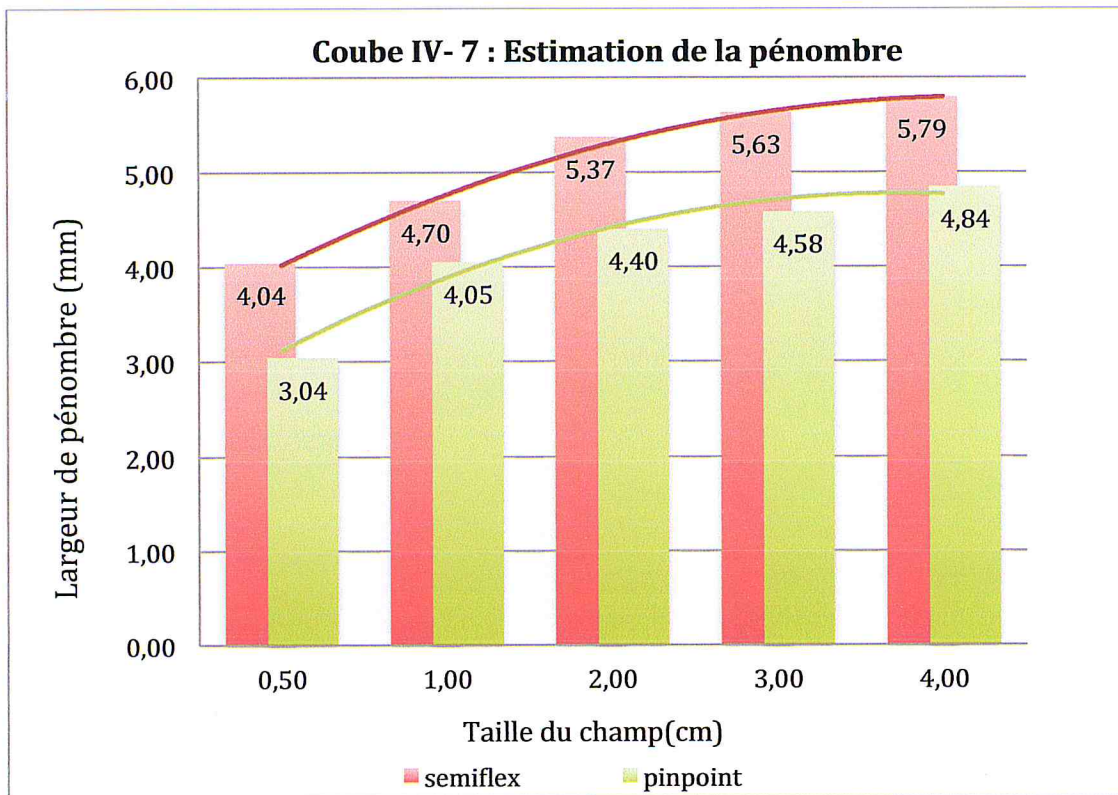


Table IV-2 : comparaison des courbes de profil :

	0.5x0.5		1x1		2x2		3x3		4x4	
	Sflex	pnpt	Sflex	pnpt	Sflex	pnpt	Sflex	pnpt	Sflex	pnpt
Dév. axe (mm)	0.11	0,01	0.02	0.00	0.15	0.1	0.04	0.08	0.05	0.15
Pén. gauche (mm)	4.04	3.04	4.7	4.05	5.37	4.40	5.63	4.58	5.79	4.84
Pén. droite (mm)	3,47	2,93	4.59	3.93	5.20	4.34	5.48	4.45	5.61	4.64
Taille du champ à l'iso.(cm)	0.746	0.578	1.033	0.991	1.977	1.981	2.989	2.985	3.964	3.975
Sym.(%)	4.17	0.84	1.43	0.12	1.05	0,78	1.32	0.91	1.40	0.62
Homog.(%)	18.38	18.57	17.47	16.39	14.46	11.54	9.04	6.86	5.85	4.37

Dév. Axe (déviation du centre du champ de l'axe central) : calculé à partir de la position du centre du champ (la taille du champ = largeur de l'isodose 50%) par rapport à l'origine de la courbe ; Pén. Gauche : largeur de la pénombre du côté gauche de la courbe (la distance entre la position du 80% et du 20%) ; Pén. Droite : largeur de la pénombre du côté droit de la courbe. Taille du champ à l'isocentre calculé à partir de la projection de la taille du champ à l'isocentre ; Sym : Indique la symétrie de la courbe dans la zone homogène, donnée par : $\left[\frac{D(x)}{D(-x)} \right]_{max} \times 100 \%$; Homog. : indique la zone d'homogénéité dans la zone homogène, donnée par $\frac{(D_{max} - D_{min})}{D_{max} + D_{min}} \times 100 \%$

A partir des courbes de profil, on a procédé à l'évaluation des deux chambre d'ionisation quant à la mesure de la pénombre :



La largeur de la pénombre mesurée dépend cruciallement de volume de détecteur

Comme attendu, la chambre semiflex surestime la valeur de la pénombre à cause de l'effet de volume de la chambre.

Un deuxième effet peut influencer la mesure de profil et donc l'estimation la pénombre pour la chambre pinpoint elle même. Si l'on tient compte de la géométrie du volume de détection dans cette chambre (diamètre de 2 mm et

longueur de 5mm), cette géométrie peut générer une dépendance directionnelle qui influencera la mesure de la pénombre. Cet effet de géométrie est appelé effet de câble ou effet de tige (stem effect). Pour évaluer l'influence de l'effet de câble, on a mesuré la pénombre avec la chambre positionnée perpendiculairement par rapport à l'axe du faisceau comme a été expliqué dans le chapitre V. Les résultats de profil pour les deux positions de la chambre sont présentés dans le tableau suivant. Une courbe de comparaison des profils pour la taille du champ 2x2 et 4x4 cm² est aussi présentée dans la figure IV-8

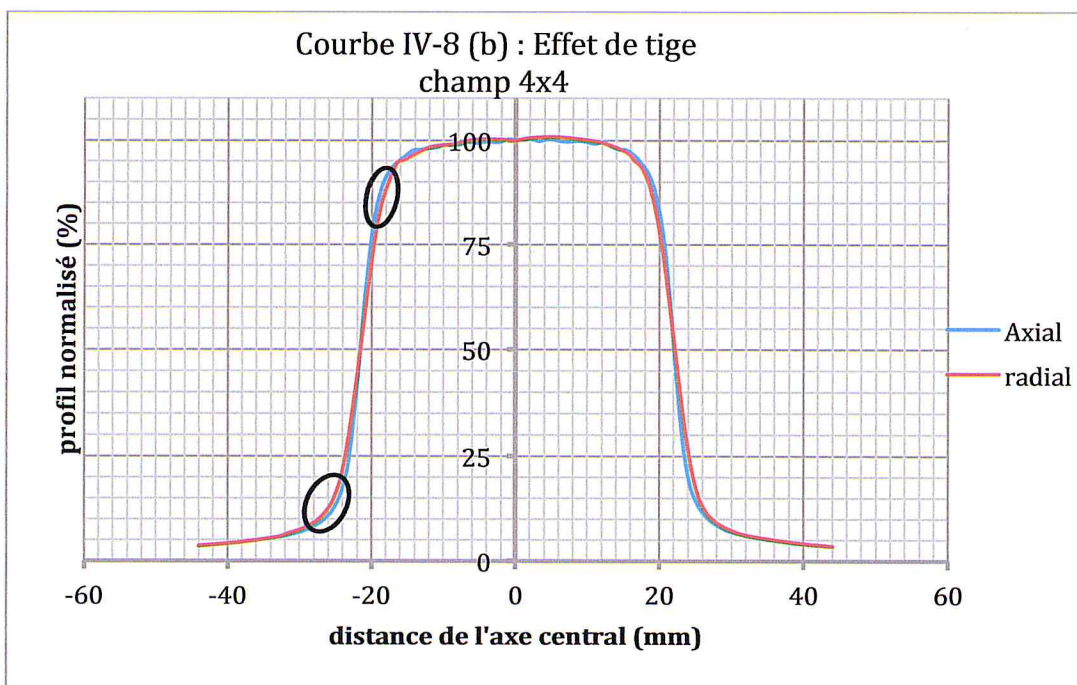
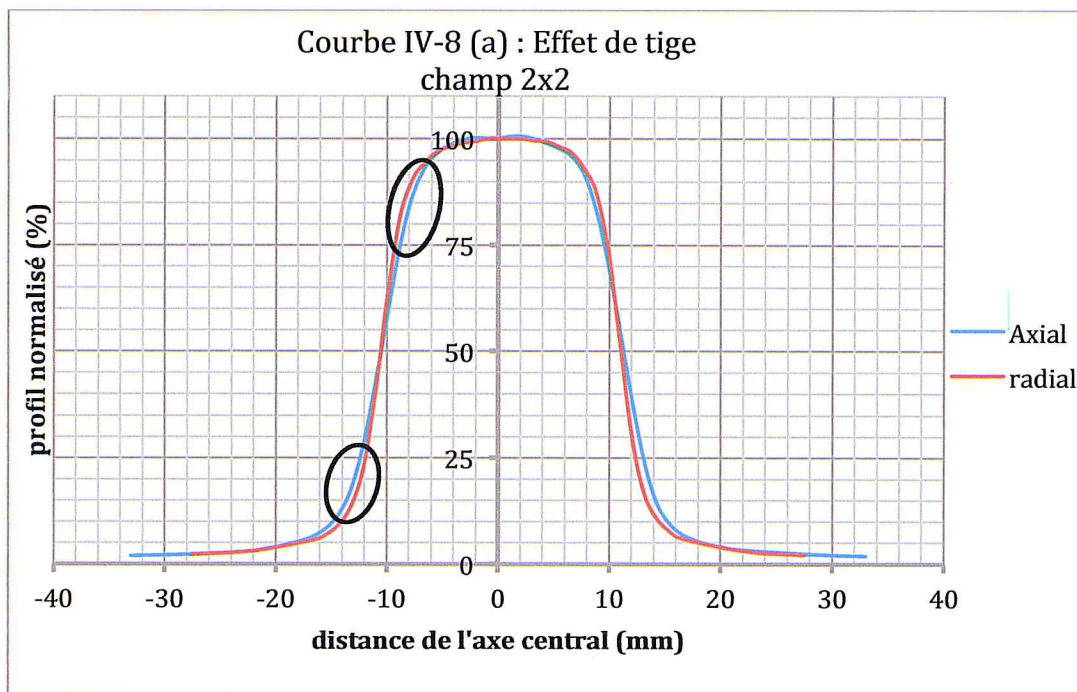


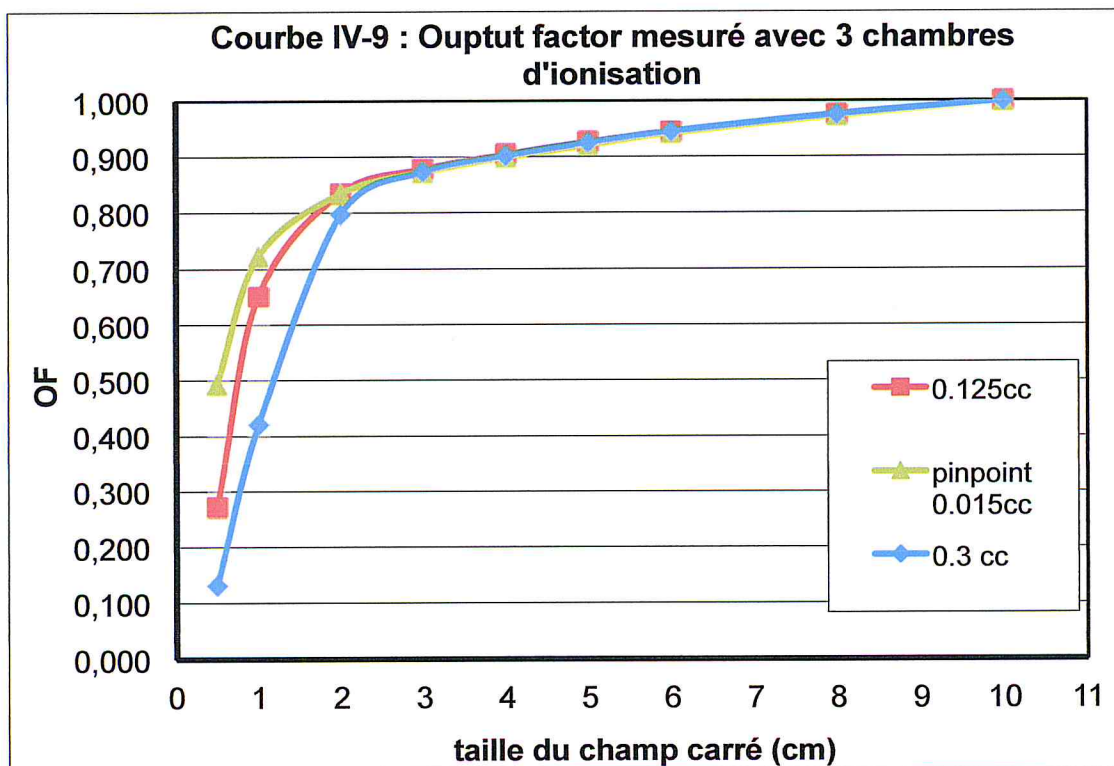


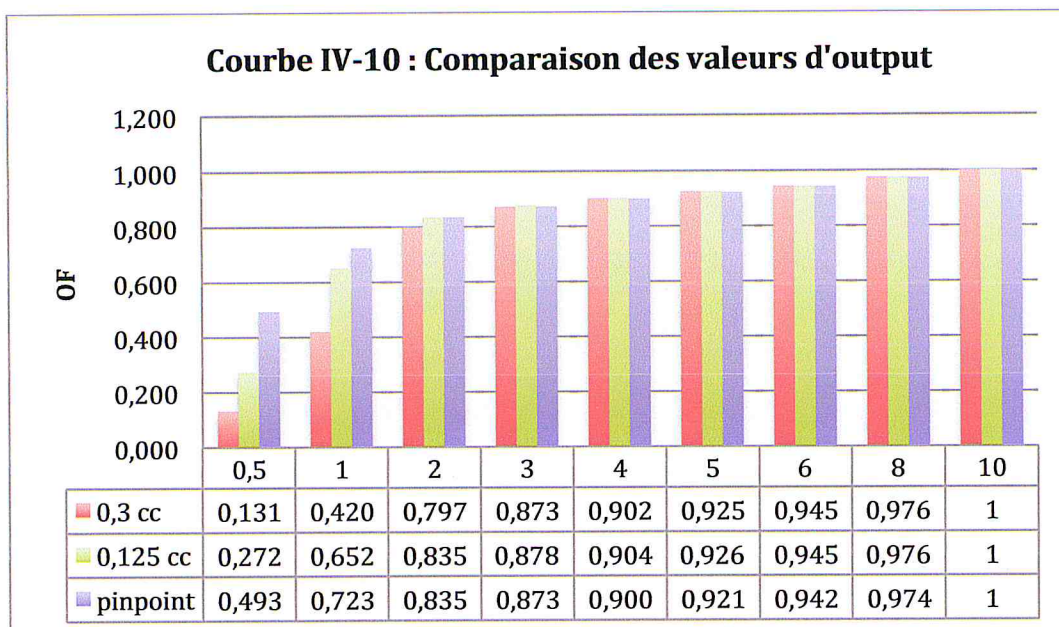
Table IV-3 : comparaison des courbes de profil par rapport à la position axial et radial de la chambre pinpoint:

	1x1		2x2		3x3		4x4	
	radial	axial	radial	axial	radial	axial	radial	axial
Pén. gauche (mm)	3.04	4.05	3.49	4.40	3.7	4.58	3.99	4.84
Pén. droite (mm)	3.02	3.93	3,49	4.34	3.6	4.45	3.87	4.64
Taille du champ à l'iso.(cm)	0.975	0.991	1.996	1.981	2.981	2.985	3.965	3.975

IV-1-3 Courbes du facteur d'output (OF)

Les courbes du facteur d'output présentées ci-dessous ont été mesurées avec 3 détecteurs pour une DSP de 95 cm et une profondeur de 5cm.





IV-2 Analyse et discussion

L'analyse des courbes de rendement en profondeur et plus précisément les résultats relatifs aux paramètres caractéristiques montre que :

- La profondeur du maximum de dose est surestimée par la chambre semiflex, notamment pour les très petits champs
- Une dégradation rapide de la profondeur du maximum à partir du champ 2x2 pour les 2 chambres
- Les courbes comparant les valeurs de PDD entre les 2 chambres en fonction de la profondeur et de la taille de champ montrent des différences supérieures à 5% avant d'atteindre l'équilibre électronique longitudinal. Cependant, on remarque que la différence reste très importante pour le champ 0.5x0.5 quelque soit la profondeur.
- Pour la taille du champ 1x1 : Au delà de la zone du build-up, les courbes obtenues par les deux chambres ne diffèrent pas de plus de 5%
- Pour les tailles du champ supérieures ou égale à 2x2 : L'écart des courbes obtenues par les deux chambre de dépasse pas 1% mais cet écart va augmenter avec la profondeur (au delà de 15 cm de profondeur) jusqu'à 2%. L'augmentation de l'écart avec la profondeur est expliquée par la différence de la réponse intrinsèque des deux chambres pour la variation du débit de dose qui varie avec la profondeur.

S'agissant des courbes de profils de dose, nous remarquons des différences significatives entre la mesure semiflex et la mesure pinpoint :

- La dose au niveau du plateau central est sous-estimée par la chambre semiflex.
- La déviation par rapport au CAX est prononcée pour la semiflex au niveau des champs 2x2 et 0.5x0.5 alors que la pinpoint présente une déviation significative pour les champs 2x2 et 4x4. Cette déviation doit être corrigée par un meilleur positionnement de la chambre pinpoint sachant que nous

sommes en présence de petits champs dont les profils, notamment la symétrie s'en trouvera altérée.

- Concernant les largeurs de pénombre, elles sont plus importantes pour la semiflex que pour la pinpoint mais restent cependant, trop élevées, y compris pour la pinpoint pour les champs inférieurs à 1x1
- Quant à la taille de champ à l'isocentre, il est indéniable qu'elle est surestimée par la méthode de la FWHM (Full Width at Half Maximum), ce qui montre l'importance que revêt la géométrie de la source pour les petits champs.
- La symétrie du faisceau est en général respectée sauf pour le champ 0.5x0.5 déduite de la mesure avec la chambre semiflex
- L'homogénéité du faisceau, dépasse largement les tolérances édictées pour les champs larges.
- L'effet de tige de la chambre pinpoint influence la détermination de la pénombre et de la taille du champ. Sur les courbes IV-8 (a) et (b), il est clair que un écart entre les deux profils obtenus par deux positionnements de chambre dans la région de 80% et 20% du profil. C'est dans cette région que la pénombre et la taille du champ sont déterminées. Pour le positionnement radial, la valeur de la dose est surestimée dans la région centrale du champ (de 100% à 80%) à cause de la contribution des électrons créés par la partie de la tige irradiée. Cette contribution supplémentaire à la dose diminue quand on s'approche du bord du champ puisque la tige dans ce cas est moins irradiée.

Pour les mesures d'Output, la courbe IV-7 montre clairement la supériorité de réponse de la chambre pinpoint comparativement aux 2 autres chambres. En effet, la valeur du facteur d'output ramenée au champ 10x10, champ de référence, est toujours plus élevée ou égale pour la chambre pinpoint, ce qui montre une réponse plus importante en termes de dose pour cette chambre, notamment pour les tailles de champ inférieures à 2x2 :

- Un écart maximum de 73% entre la 0.3cc et la pinpoint pour la taille du champ 0.5x0.5 et passe à 41% pour la taille du champ 1x1 puis chute à moins de 0.5 % pour les tailles du champ supérieures ou égales à 3x3 cm². Pour la chambre de 0.125cc, l'écart est moins important. Il passe de 44% pour la taille du champ de 0.5x0.5 cm² à 9% pour la taille du champ 1x1 cm² puis chute à moins de 0.5 % pour des tailles du champ supérieures ou égales à 2x2 cmxcm. Néanmoins, dans l'absence des données de référence du facteur d'output, on ne peut pas juger la précision du détecteur. Pour la comparaison des réponses de chaque chambre, on propose, dans la figure IV-8 la distribution valeurs du facteur d'output pour différentes tailles du champ et chambre d'ionisation.
- Les dimensions de la chambre pinpoint sont les plus petites, ceci induit que lecture moyenne dans le petit champ soit plus grande que dans les deux autres chambres, c'est qu'on a constaté pour les tailles du champ inférieures à 2x2 cm² : L'utilisation d'un petit champ induit une occlusion partielle de la source de photons incidents sur le point de mesure dont on a parlé dans le chapitre I. Ceci est remarqué dans la chute brusque des valeurs du facteur d'output pour les champs inférieurs à 3x3 cm². Pour

mesurer ces valeurs, le volume du détecteur joue un rôle important. Pour les chambres semiflex de 0.125cc et 0.3cc on a remarqué une sous estimation de la dose mesurée puisque la mesure est donnée par la lecture moyenne dans un volume de détection dans une région de fort gradient de dose.

- pour les tailles du champ supérieures ou égales à $2 \times 2 \text{ cm}^2$, une chambre pinpoint et une chambre semiflex 0.125cc vont donner les mêmes résultats. Ce n'est qu'à la taille du champ de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ que la chambre semiflex 0.3cc donne les mêmes résultats.

Quelles conclusions pouvons-nous en tirer ?

En général, pour les champs communément utilisés en radiothérapie, la comparaison des résultats de plusieurs détecteurs nous permet de choisir celui qui donne l'output le plus élevé pour un champ donné et qui présente une certaine indépendance du débit de dose et de l'énergie, nonobstant les facteurs de correction propres à chaque détecteur.

Pour les petits champs, objet de notre étude, l'analyse brute de ces résultats par la comparaison des mesures des 2 chambres pinpoint et semiflex ne nous permet pas de désigner le meilleur détecteur car nous avons bien montré que pour les 2 chambres, un certain nombre de paramètres sont influencés par :

1. Le manque d'équilibre électronique latéral lié à la mise en mouvement de particules chargées secondaires du fait de l'inadéquation de la taille de champ, ce qui induit un manque de signal comptabilisé par le détecteur.
2. Le point de mesure au niveau du détecteur ne voit pas entièrement la source de rayonnements : cela est montré nettement dans nos courbes de profils dont la largeur de pénombre est importante pour les tailles de champ utilisées
3. De ce fait, cela induit donc un changement dans la fluence électronique qu'on retrouvera au niveau des rapports des pouvoirs d'arrêt des électrons avec une probabilité d'erreur sur la détermination de la dose.

Conclusion

L'objectif de notre étude consiste en la comparaison des mesures des paramètres caractéristiques d'un faisceau de photons de 6 MV pour des tailles de champ inférieures à $4 \times 4 \text{ cm}^2$. Nous avons ainsi mesuré à l'aide de la chambre pinpoint 31014 et de la chambre semiflex 0.125 les paramètres suivants :

- Les rendements de dose en profondeur (PDD)
- Les profils de dose
- Le Facteur d'output

Pour chaque ensemble de mesures, nous avons décrit les conditions dans lesquelles elles ont été réalisées et nous avons abouti à un ensemble de résultats préliminaires dont les plus significatifs sont :

1. Dans la dosimétrie des petits champs, il faudra absolument faire un choix de détecteur avec une relative indépendance de l'énergie et du débit de dose ;
2. Comme le détecteur idéal n'existe pas, il faut tenir compte de l'effet de volume lié aux dimensions de détecteur et aux effets dus au déséquilibre électronique latéral ;
3. Il faut tenir compte de la géométrie de la source ;
4. Réaliser des mesures aussi bien dans les milieux homogènes que dans les milieux hétérogènes avant application en clinique ;
5. Trouver une méthode autre que la FWHM pour estimer la taille de champ réelle.

Pour ce faire, l'utilisation des méthodes de Monte Carlo semblent recueillir l'approbation de tous les auteurs avec cependant, une validation expérimentale obligatoire avec un détecteur murement choisi ; nous pouvons citer les films radiochromiques, les détecteurs « Diamant » et les microchambres liquides.

Références

- [IPEM103] : IPEM report 103, "Small field MV photons dosimetry" (<http://www.ipem.ac.uk/publications/ipemreports/Pages/SmallFieldMVPhoton.aspx>)
- [Alfonso,2008] : Alfonso R, Andreo P, Capote R, Huq MS, Kilby W, Kjäll P, Mackie TR, Palmans H, Rosser K, Seuntjens J, Ullrich W, Vatnitsky S. "A new formalism for reference dosimetry of small and nonstandards fields" *Med. Phys*, 35, 5179–5186 (2008)
- [Das, 2008] : Das, Ding, and Ahnesjö: "Small fields: Nonequilibrium radiation dosimetry". *Med. Phys.* 35, 0094-2405, January 2008
- [Podg, 2010]: E. Podgorsak, "Radiation Physics for medical physicist", 2010
- [Podg, 2003] E. B. Podgorsak, *Review of Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students*. International Atomic Energy Agency, Vienna, Austria, May 2003.
- [Khan, 2003] : "Physics of Radiation Therapy", 3rd Edition, Lippincott Williams & Wilkins, Avril, 2003
- [Cunn, 1983] : H. E. Johns and J. R. Cunningham, *The Physics of Radiology*. (Fourth edition), Ed: Charles C. Thomas, *Springfield*, Illinois, U.S.A., 1983.
- [Webb, 2001] : S. Webb, "*Intensity-Modulated Radiation Therapy*". Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia 2001.
- [PTW]: Fabricant allemande de materiel de dosimetrie. <http://www.ptw.de>
- [McKerracher and Thwaites, 1999] C. McKerracher and D. I. Thwaites, "Assessment of new small-field detectors against standard-field detectors for practical stereotactic beam data acquisition," *Phys. Med. Biol.*, vol. 44, n°9, pp. 2143-2160, September 1999
- [Attix, 1986] : F. H. Attix. *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. Ed: John Wiley and Sons, New York, U.S.A., 1986.
- [Perez, 2006] : S. H. Levitt, J. A. Purdy · C. A. Perez and S. Vijayakumar, *Technical Basis of Radiation Therapy, Practical Clinical Applications*, 4th Revised Edition, Springer- Berlin 2006.
- [TRS398] Technical Reports Series No. 398, "Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy," *An International Code of Practice for Dosimetry Based on Standards of Absorbed Dose to Water*, International Atomic Energy Agency, Vienna, 2000.

[Wong et al., 2007] C. J. Wong, T. Ackerly, C. He, W. Patterson, C. E. Powell, A. Ho, G. Qiao, D. H. Solomon, R. Meder, and M. Geso, "High-resolution measurements of small field beams using polymer gels," *Appl. Radiat. Isot.*, vol. 65, n°10, pp. 1160-1164, October 2007.

[Laub and Wong, 2003] W. U. Laub and T. Wong, "The volume effect of detectors in the dosimetry of small fields used in IMRT," *Med. Phys.*, vol. 30, n°3, pp. 341-347, 2003.

[Izewska et al., 2003] J. Izewska, P. Andreo, S. Vatnitskya, and K. R. Shortt, "The IAEA/WHO TLD postal dose quality audits for radiotherapy: a perspective of dosimetry practices at hospitals in developing countries," *Radioth. Oncol.*, vol. 69, n°1, pp. 91-97, October 2003.

[Archambault et al., 2007] L. Archambault, A. S. Beddar, L. Gingras, F. Lacroix, R. Roy, and L. Beaulieu, "Water-equivalent dosimeter array for small-field external beam radiotherapy," *Med. Phys.*, vol. 34, n°5, pp. 1583-1592, May 2007.

[Duggan and Coffey, 1998] D. M. Duggan and C. W. Coffey II, "Small photon field dosimetry for stereotactic radiosurgery," *Med. Dosim.*, vol. 23, n°3, pp. 153-159, Autumn 1998.

[Francescon et al., 1998] P. Francescon, S. Cora, C. Cavedon, P. Scalchi, S. Reccanello, and F. Colombo, "Use of a new type radiochromic film, a new parallel-plate micro chamber, MOSFETs, and TLD 800 microcubes in the dosimetry of small beams," *Med. Phys.*, vol. 25, n°4, pp. 503-511, April 1998.

[McKerracher and Thwaites, 1999] C. McKerracher and D. I. Thwaites, "Assessment of new small-field detectors against standard-field detectors for practical stereotactic beam data acquisition," *Phys. Med. Biol.*, vol. 44, n°9, pp. 2143-2160, September 1999.

[McKerracher and Thwaites, 2007] C. McKerracher and D. I. Thwaites, "Head scatter factors for small MV photon fields. Part II: The effects of source size and detector," *Radiother. Oncol.*, vol. 85, n°2, pp. 286-291, November 2007.

[USA, 2010]: Some patients overexposed to radiation, CoxHealth says; <http://www.newsleader.com/comments/article/20100225/NEWS01/2250371/Some-patients-overexposed-radiation-CoxHealth-says>

[Toulouse, 2007] : Rapport de l'ASN sur l'accident de radiothérapie de Toulouse http://www.frenchnuclearsafety.fr/index.php/content/download/15544/100847/Toulouse_ASN_report1.pdf

[Agosteo et al., 1995] S. Agosteo, A. Foglio Para, B. Maggioni, V. Sangiust, S. Terrani, and G. Borasi, "Radiation transport in a radiotherapy room," *Health Phys.*, vol. 68, n°1, pp. 27-34, January 1995.

- [Blanc, 1997] D. Blanc, Les rayonnements ionisants – détection, dosimétrie, spectrométrie. (Seconde édition). Ed: Masson, Paris, 1997.
- [Bucciolini et al., 2003] M. Bucciolini, F. Banci Buonamici, S. Mazzocchi, C. De Angelis, S. Onori, and G. A. P. Cirrone, "Diamond detector versus silicon diode and ion chamber in photon beams of different energy and field size," *Med. Phys.*, vol. 30, n°8, pp. 2149-2154, August 2003.
- [Butson et al., 2003] M. J. Butson, P. K. N. Yu, T. Cheung, and P. Metcalfe, "Radiochromic film for medical radiation dosimetry," *Mat. Sci. Eng. R*, vol. 41, n°3-5, pp. 61- 120, September 2003.
- [Butson et al., 2006] M. J. Butson, T. Cheung, and P. K. N. Yu "Weak energy dependence of EBT gafchromic film dose response in the 50kVp-10 MVp X-ray range," *Appl. Radiat. Isot.*, vol. 64, n°1, pp. 60-62, January 2006.
- [Cheung et al., 2004] T. Cheung, M. J. Butson, and P. K. N. Yu, "Effects of temperature variation on MOSFET dosimetry," *Phys. Med. Biol.*, vol. 49, n°13, pp. N191- N196, July 2004.
- [Cheung et al., 2006] T. Cheung, M. J. Butson, and P. K. N. Yu, "Independence of calibration curves for EBT gafchromic films of the size of high-energy X-ray fields," *Appl. Radiat. Isot.*, vol. 64, n°9, pp. 1027-1030, September 2006.
- [Chuang et al., 2002] C. F. Chuang, L. J. Verhey, and P. Xia, "Investigation of the use of MOSFET for clinical IMRT dosimetric verification," *Med. Phys.*, vol. 29, n°6, pp. 1109-1115, June 2002.
- [De Angelis et al., 2002] C. De Angelis, S. Onori, M. Pacilio, G. A. P. Cirrone, G. Cuttone, L. Raffaele, M. Bucciolini, and S. Mazzocchi, "An investigation of the operating characteristics of two PTW diamond detectors in photon and electron beams," *Med. Phys.*, vol. 29, n°2, pp. 248-254, February 2002.
- [De Angelis et al., 2007] C. De Angelis, M. Casati, M. Bruzzi, S. Onori, and M. Bucciolini, "Present limitations of CVD diamond detectors for IMRT applications," *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 583, n°1, pp. 195-203, December 2007.
- [Djouguela et al., 2005] A. Djouguela, R. Kollhoff, A. Rubach, D. Harder, and B. Poppe, "The Schwarzschild effect of the dosimetry film EDR 2," *Phys. Med. Biol.*, vol. 50, n°21, pp. N317-N321, November 2005.
- [Dusenbery and B. J. Gerbi, 2006] K. E. Dusenbery and B. J. Gerbi, "Total Body Irradiation conditioning regimens in stem cell transplantation," In: S. H. Levitt, J. A. Purdy, C. A. Perez, S. Vijayakumar (Eds.), *Technical Basis of Radiation Therapy Practical Clinical Applications*. (4th Revised Edition), Part II: Practical Clinical Applications, pp. 785, Ed: Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2006.
- [Halvorsen, 2005] P. H. Halvorsen, "Dosimetric evaluation of a new design MOSFET *in vivo* dosimeter," *Med. Phys.*, vol. 32, n°1, pp. 110-117, January 2005.

[Heydarian et al., 1993] M. Heydarian, P. W. Hoban, W. A. Beckham, I. M. Borchardt, and A. H. Beddoe, "Evaluation of a PTW diamond detector for electron beam measurements," *Phys. Med. Biol.*, vol. 38, n°8, pp. 1035-1042, August 1993.

[Hoban et al., 1994] P. W. Hoban, M. Heydarian, W. A. Beckham, and A. H. Beddoe, "Dose rate dependence of a PTW diamond detector in the dosimetry of a 6 MV photon beam," *Phys. Med. Biol.*, vol. 39, n°8, pp. 1219-1229, August 1994.

[ICRU24, 1976] International Commission on Radiation Units and Measurements, Report 24. *Determination of absorbed dose in a patient irradiated by beams of X or gamma rays in radiotherapy procedures*. Bethesda, Maryland, U.S.A., 1976.

[Jornet et al., 2000] N. Jornet, M. Ribas, and T. Eudaldo, "In vivo dosimetry: Intercomparison between p-type based and n-type based," *Med. Phys.*, vol. 27, n°6, pp. 1287- 1293, June 2000.

[Klassen et al., 1997] N. V. Klassen, L. van der Zwan, and J. Cygler, "GafChromic MD-55: investigated as a precision dosimeter," *Med. Phys.*, vol. 24, n°12, pp. 1924-1934, December 1997.

[Laub et al., 1999] W. U. Laub, T. W. Kaulich, and F. Nusslin, "A diamond detector in the dosimetry of high-energy electron and photon beam," *Phys. Med. Biol.*, vol. 44, n°9, pp. 2183-2192, September 1999.

[Mack et al., 2002] A. Mack, S. G. Scheib, J. Major, S. Gianolini, G. Pazmandi, H. Feist, H. Czempiel, and H-J. Kreiner, "Precision dosimetry for narrow photon beams used in radiosurgery – Determination of Gamma Knife output factors," *Med. Phys.*, vol. 29, n°9, pp. 2080-2089, September 2002.

[Marre and Marinello, 2004] D. Marre and G. Marinello, "Comparison of p-type commercial electron diodes for *in vivo* dosimetry," *Med. Phys.*, vol. 31, n°1, pp. 50-56, January 2004.

[Martens et al., 2002] C. Martens, I. Claeys, C. De Wagter, and W. De Neve, "The value of radiographic film for the characterization of intensity-modulated beams," *Phys. Med. Biol.*, vol. 47, n°13, pp 2221-2234, July 2002.

[Nam et al., 1987] T. Nam, R. Keddy, and R. Burns, "Synthetic diamonds as *in vivo* detectors," *Med. Phys.*, vol. 14, n°4, pp. 596-601, July 1987.

[Niroomand-Rad et al., 1998] A. Niroomand-Rad, C. R. Blackwell, B. M. Coursey, K. P. Gall, J. M. Galvin, W. L. McLaughlin, A. S. Meigooni, R. Nath, J. E. Rodgers, and C. G. Soares "Radiochromic film dosimetry: Recommendations of AAPM Radiation Therapy Committee Task Group 55," *Med. Phys.*, vol. 25, n°11, pp. 2093-2115, November 1998.

[Ramani et al., 1997] R. Ramani, S. Russell, and P. O'Brien "Clinical dosimetry using MOSFETs," *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.*, vol. 37, n°4, pp. 959-964, March 1997.

[Regulla and Deffner, 1982] D. F. Regulla and U. Deffner, "Dosimetry by ESR spectroscopy of alanine," *Int. J. Appl. Radiat. Isot.*, vol. 33, n°11, pp. 1101-1114, November 1982.

[Rikner and Grusell, 1987] G. Rikner and E. Grusell, "Patient dose measurements in photon fields by means of silicon semiconductor detectors," *Med. Phys.*, vol. 14, n°5, pp. 870- 873, September 1987.

[Rodriguez et al., 2007] M. Rodriguez, S. Griffin, L. DeWerd, and R. Jeraj, "Characterization of the ADII-33 diamond detector," *Med. Phys.*, vol. 34, n°1, pp. 215-220, January 2007.

[Roshau and Hintenlang, 2003] J. N. Roshau and D. E. Hintenlang, "The characterization of the angular response of an "isotropic" MOSFET dosimeter," *Health Phys.*, vol. 84, n°3, pp. 376-379, March 2003.

[Saini and Zhu, 2002] A. S. Saini and T. C. Zhu, "Temperature dependence of commercially available diode detectors," *Med. Phys.*, vol. 29, n°4, pp. 622-630, April 2002.

[Saini and Zhu, 2004] A. S. Saini and T. C. Zhu, "Dose rate and SDD dependence of commercially available diode detectors," *Med. Phys.*, vol. 31, n°4, pp. 914-924, April 2004.

[Saini and Zhu, 2007] A. S. Saini and T. C. Zhu, "Energy dependence of commercially available diode detectors for in-vivo dosimetry," *Med. Phys.*, vol. 34, n°5, pp. 1704-1711, May 2007.

[Soares, 2007] C. G. Soares, "Radiochromic film dosimetry," *Radiat. Meas.*, vol. 41, Suppl. 1, pp. S100-S116, December 2006.

[Vatnitsky and Jarvinen, 1993] S. Vatnitsky and H. Jarvinen, "Application of a natural diamond detector for the measurement of relative dose distributions in radiotherapy," *Phys. Med. Biol.*, vol. 38, n°1, pp. 173-184, January 1993.

[Westermarck et al., 2000] M. Westermarck, J. Arndt, B. Nilsson, and A. Brahme, "Comparative dosimetry in narrow high-energy photon beams," *Phys. Med. Biol.*, vol. 45, n°3, pp. 685-702, March 2000.

[Wilkins et al., 1997] D. Wilkins, X. A. Li, J. Cygler, and L. Gerig, "The effect of dose rate dependence of p-type silicon detectors on linac relative dosimetry," *Med. Phys.*, vol. 24, n°6, pp. 879-881, June 1997.