

*République Algérienne Démocratique et populaire.
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique.*

*Université des Sciences et Technologie Houari Boumediene.
Faculté de Physique*



Mémoire

Présenté pour l'obtention du diplôme de MAGISTER

EN : PHYSIQUE

Spécialité : PHYSIQUE MEDICALE

Par : Mr KOUADRI-MOSTEFAOUI ABD EL KADER

Thème :

***Dosimétrie absolue de faisceaux de photons à l'aide d'une
Chambre à extrapolation***

Soutenu publiquement le : 15/11/2009 à 10h00 devant le jury composé de :

**Mr. Boudouma Youcef
Mr. Arib Mehenna
Mr. Benguerba Messaoud
Mr. Toutaoui Abd El Kader
Mr. Mahiou Mokrane
Mr. Yennoune Aimad**

**Professeur USTHB (Président de jury)
Maître de recherche CRNA (Directeur de thèse)
Maître de conférences USTHB (Examinateur)
Chargé de recherche CRNA (Examinateur)
Chargé de recherche CPMC (Examinateur)
Attaché de recherche CRNA (Invité)**

Remerciements

*J'exprime mes remerciements et ma gratitude les plus sincères à Monsieur **Arib Mehenna**, Maître de Recherche au Centre de Recherche Nucléaire d'Alger. Il m'a accueilli au sein de Laboratoire Secondaire d'Etalonnage en Dosimétrie (LSED) et a assuré avec un intérêt constant, la direction et le suivi de ce mémoire. Ses compétences scientifiques et son expérience Professionnelle m'ont été d'un grand apport. Ils ont permis l'aboutissement de ce travail. Je le remercie pour la patience donc qu'il a fait preuve tout au long de ces deux ans pendant lesquels il m'accompagne et dirigé.*

*Mes vifs remerciements s'adressent également à Monsieur **Youcef Boudouma** Professeur à l'USTHB il m'a fait l'honneur insigne de présider le jury de ce mémoire.*

*Sont aussi crédité de ma reconnaissance ineffaçable les membres de jury devant les quels j'ai exposé ce travail, en l'occurrence Monsieur **Toutaoui Abdelkader**, Chargé de Recherche à la Division de Physique Médicale (CRNA), Monsieur **Benguerba Messaoud**, Maître de Conférences à la faculté de Physique (USTHB), Monsieur **Mahiou Mokrane**, Maître-assistant au Centre anti-cancer Pierre et Marie-Curie d'Alger. Outre leur indulgence dans l'examen de ce travail, je leur dois l'incalculable somme de savoir qu'ils ont mise à ma disposition au cours des périodes différentes ou j'ai eu la chance de suivre leur enseignement.*

*Dans la liste des personnes qui m'ont obligé au cours de la réalisation de ce travail, je cite avec un sentiment de grand gratitude Messieurs **A. Harrati**, **M. Tilmati**, **T. Medjaj**, **Y. Kessira**, **S. Khoudri**, Mesdemoiselles **Fergane Nora**, **Dari Fouzia**, Madame **Sid-Ahmed Nassima**, Madame **Kouache Zina**, qui m'ont prodigué sans compter leurs conseils et leurs aide morale dans leurs laboratoires respectifs.*

*En acceptant l'invitation qui lui à été faite d'assister à la présentation de ce travail Monsieur **Yennoune Imad**, Attaché de Recherche à l'Hôpital Central de l'Armée m'a fait un grand honneur. Je l'en remercie vivement.*

Sommaire

Introduction.....	3
--------------------------	----------

Chapitre 1

Généralités

1.1 Introduction.....	6
1.2 Les radiations ionisantes.....	7
1.2.1 Les radiations directement ionisantes.....	7
1.2.2 Les radiations indirectement ionisantes.....	7
1.3 Principes et évolution de la radiothérapie.....	7
1.4 Techniques de la radiothérapie.....	8
1.4.1 Radiothérapie conformationnelle par modulation d'intensité.....	8
1.4.2 Radiothérapie asservie à la respiration.....	8
1.4.3 Radiothérapie stéréotaxique.....	9
1.5 Étapes de traitements en radiothérapie.....	9
1.6 Les appareils de traitements.....	10
1.6.1 Tube à rayons X.....	10
1.6.2 Appareil de télécobaltothérapie.....	10
1.6.3 Accélérateurs linéaires.....	11

Chapitre 2

Interaction rayonnements matière

2.1 Interaction des photons avec la matière.....	14
2.1.1 La diffusion cohérente.....	14
2.1.1.1 La diffusion Thomson.....	14
2.1.1.2 La diffusion Rayleigh.....	15
2.1.2 La diffusion incohérente.....	15
2.1.2.1 L'effet Compton.....	15
2.1.2.2 L'effet photoélectrique.....	16

2.1.2.3	Création de paires ou matérialisation.....	17
2.1.3	Importance relative des trois effets.....	18
2.1.4	Notion de section efficace	18
2.1.5	Atténuation et absorption des photons	19
2.2	Interaction des électrons avec la matière.....	20
2.2.1	Collision inélastiques avec les électrons liés.....	21
2.2.2	Interactions avec le noyau.....	22
2.2.3	Ralentissements des électrons dans la matière.....	23
2.2.3.1	Portées des électrons.....	23
2.2.3.2	Pouvoir d'arrêt.....	23
2.2.3.3	Parcours des électrons.....	24
2.2.3.4	Transfert linéique d'énergie.....	24
2.2.4	Réorganisation du cortège électronique	24
2.2.4.1	La fluorescence.....	24
2.2.4.2	L'effet Auger.....	25
2.2.5	Effets biologiques des rayonnements ionisants.....	25
2.2.5.1	Les lésions induites.....	25
2.2.5.2	La réponse cellulaire.....	26
2.2.5.3	Effets cellulaires des rayonnements ionisants.....	27

Chapitre 3

Dosimétrie et protocoles dosimétriques

3.1	Grandeurs et unités dosimétriques.....	29
3.1.1	L'activité	29
3.1.2	La période radioactive.....	29
3.1.3	Fluence et fluence énergétique.....	29
3.1.4	Le Kerma	30
3.1.5	L'exposition.....	31
3.1.6	La dose absorbée.....	31
3.1.7	La dose équivalente	32
3.1.8	La dose efficace	33

3.1.9	Notion d'équilibre électronique.....	33
3.2	Dosimètres utilisés en physique médicale.....	34
3.2.1	Films Dosimétriques.....	34
3.2.2	Dosimètres à Thermoluminescence.....	35
3.2.3	Les calorimètres.....	35
3.2.4	Chambres à ionisations.....	36
3.2.5	Gel (dosimétrie chimique).....	36
3.2.6	Semi conducteur.....	36
3.3	Protocoles dosimétriques.....	37
3.4	Détermination de la qualité du faisceau.....	38
3.5	Procédures d'étalonnage.....	39
3.5.1	Étalonnage à l'air libre.....	39
3.5.2	Étalonnage dans l'eau.....	41

Chapitre 4

Caractérisation de la chambre à extrapolation

4.1	Historique.....	44
4.2	Description de la chambre à extrapolation.....	44
4.3	Détermination de l'aire de l'électrode de collection.....	46
4.4	Caractérisation de la chambre dans un faisceau de Cobalt.....	48
4.4.1	Effet de saturation.....	48
4.4.1.1	Matériels et méthode.....	48
4.4.1.2	Résultats.....	49
4.4.2	Effet de recombinaison.....	50
4.4.3	Effet de polarité.....	52
4.4.5	Stabilité de la chambre à extrapolation.....	54
4.4.5.1	Résultats.....	54
4.5	Caractérisation de la chambre dans un faisceau de RX.....	57
4.5.1	Détermination du profil.....	57
4.5.1.1	matériels et méthode utilisés.....	57
4.5.1.2	Résultats.....	58

4.5.2 Détermination de la tension de saturation.....	59
4.5.2.1 Résultats.....	60
4.5.3 Détermination des facteurs de recombinaison et polarité.....	61

Chapitre 5

Mesure de la dose absorbée

5.1 Introduction.....	63
5.5.1 Formalisme de la dose absorbée par la chambre à extrapolation.....	64
5.2 Détermination du gradient d'ionisation.....	65
5.2.1 Matériels et méthodes utilisés.....	65
5.2.2 Résultats obtenus pour les faisceaux de Cobalt-60.....	66
5.2.3 Résultats obtenus pour les faisceaux de RX de moyenne énergie.....	67
5.3 Influence du temps de pré irradiation.....	69
5.4 Etalonnage du faisceau de Cobalt par la chambre à extrapolation.....	70
5.4.1.1 Matériels utilisés.....	70
5.4.1.2 Résultats.....	71
5.5 Détermination de la zone de Bragg Gray.....	73
5.6 Détermination des rendements en profondeur.....	75
5.7 Adaptation de la chambre à extrapolation.....	77
5.8.1 Matériels utilisés.....	80
Conclusion.....	81
Liste des figures.....	83
Liste des tableaux.....	86
Annexe 1 Calcul d'erreurs.....	87
Annexe 2 Résultats de mesures.....	88
Bibliographie.....	100

Résumé

Une chambre à extrapolation de type Bohm 23392, initialement destinée à la dosimétrie des faisceaux bêta a été incluse dans un fantôme de PMMA. Ce système dosimétrique peut déterminer directement la dose absorbée dans le plexiglas par application de la théorie de la cavité de Spencer-Attix. La séparation des électrodes de cette chambre est contrôlée par le mouvement d'un piston à l'aide d'un micromètre solidaire de la chambre à extrapolation. La position relative du piston est mesurée par un indicateur mécanique de distances avec une précision de l'ordre de 0,002 mm.

La première partie du travail concerne la caractérisation de la chambre à extrapolation dans un faisceau de Cobalt 60 et de rayons X de moyenne énergie. Cette caractérisation consiste à déterminer les paramètres géométriques (aire de l'électrode de collection, diamètres des électrodes effectives) ainsi que les paramètres dosimétriques (efficacité de collection, effet de polarité, temps de stabilité). La seconde partie consiste à utiliser la chambre et son fantôme pour la détermination de la dose absorbée de référence. La dose mesurée dans le matériau de la chambre (plexiglas) à l'aide de la chambre à extrapolation a été comparée à la dose absorbée dans l'eau déterminée par une chambre d'ionisation étalonnée en termes de dose absorbée dans l'eau. Cette comparaison a été effectuée pour différentes distances (70 cm, 80 cm, 100 cm) et pour des tailles de champ allant de 8x8 cm² à 20x20 cm². Les résultats obtenus nous ont permis de mettre en œuvre une relation linéaire entre les deux doses. Cette relation nous permet de trouver la dose absorbée dans l'eau ou le plexiglas avec une précision inférieure à 1%. Par conséquent, la chambre à extrapolation peut être considérée comme un instrument dosimétrique absolu et représente une alternative simple et pratique aux techniques présentement utilisées pour la détermination de la dose absorbée pour les faisceaux de photon de haute et basse énergie.

Introduction

Introduction

La thérapie par l'utilisation des radiations ionisantes connue sous le nom de la radiothérapie, est l'une des méthodes utilisées pour le traitement des cancers. Elle exploite l'effet de l'énergie déposée par ces radiations ionisantes dans les tissus afin de détruire les cellules cancéreuses. Pour que le traitement par radiothérapie soit efficace, il faut que le volume soit bien défini et que la dose délivrée soit mesurée avec une bonne précision.

Dans les services de radiothérapie, on utilise généralement des chambres d'ionisation qui doivent être étalonnées avant d'être utilisées.

L'étalonnage s'effectue par comparaison avec un étalon de référence dans un laboratoire secondaire ou primaire. Les références secondaires sont elles-mêmes étalonnées dans un laboratoire primaire d'étalonnage lequel développe des références dosimétriques en termes de kerma en utilisant des chambres primaires, ou en terme de dose absorbée dans l'eau en utilisant des instruments absolus tels que le calorimètre, le dosimètre de fricke ou la chambre d'ionisation primaire insérée dans un fantôme de même constitution que la paroi. Ces instruments ne sont pas commercialisés mais sont fabriqués par les laboratoires primaires qui les adaptent à leurs propres besoins.

Le calorimètre est un instrument qui utilise l'élévation de température pour mesurer la dose absorbée. Les premiers calorimètres mis en fonctionnements sont réalisés en graphite, élément stable sur le plan chimique. Plus récemment, des calorimètres à eau ont été développés par els laboratoires primaires, et donnent directement la dose absorbée dans l'eau.

La dosimétrie de Fricke (chimique) exploite quand à elle le rendement radiochimique d'une réaction d'oxydation pour mesurer la dose absorbée. Le nombre d'ions ferriques créés dans la solution de fricke est directement lié à la dose absorbée.

Les chambres d'ionisation absolues sont des chambres dont les dimensions de la cavité sont connues avec une précision micrométrique permettant de déterminer de manière précise la charge par unité de volume donc de masse. Ces chambres permettent de déterminer la dose absorbée en utilisant le principe de Bragg-Gray.

Ces trois instruments sont appelés instruments absolus car ils permettent d'obtenir la dose de manière directe sans avoir besoin d'appliquer un facteur ou coefficient d'étalonnage.

Dans notre travail, nous avons essayé de développer un autre dosimètre qui permet de déterminer la dose absorbée de manière quasi absolue par ce qu'il n'a pas besoin d'un facteur d'étalonnage. Ce dosimètre est basé sur une chambre à extrapolation qui, contrairement aux

autres instruments absolus, est disponible sur le marché et consiste en une chambre de type BOHM insérée dans un fantôme en PMMA.

Le mémoire s'articule autour de cinq chapitres : Le premier chapitre donne un aperçu général sur l'utilisation de rayonnements ionisants en radiothérapie. Le second chapitre décrit l'interaction du rayonnement ionisant avec la matière. Dans le troisième chapitre, nous avons décrit les protocoles dosimétriques mis en œuvre pour la détermination de la dose absorbée de référence. Les résultats de la caractérisation de la chambre à extrapolation sont décrits en détail dans le chapitre 4. Quand au chapitre 5, il décrit la procédure utilisée pour la mesure de la dose absorbée dans l'eau à partir des mesures effectuées avec la chambre à extrapolation. Une comparaison de ces mesures avec les résultats donnés par la chambre d'ionisation plate, étalonnée en termes de dose absorbée dans l'eau, est présentée.

Chapitre 1

Généralités

1.1 Introduction

La fin du 19^{ème} siècle a connu la découverte de nouveaux phénomènes physiques qui ont révolutionné la médecine. Le 8 novembre 1895 Wilhelm Conrad Roentgen découvre les rayons X en projetant des électrons accélérés par un champ électrique sur une cible de tungstène dans un tube à vide. De ce phénomène est née la radiologie. En 1896 Henri Becquerel découvre la radioactivité naturelle et deux ans plus tard Pierre et Marie Curie mettent en évidence les propriétés du radium et du polonium, depuis l'usage des radiations en médecine n'a cessé d'augmenter, tant comme outil de traitement que diagnostique (RX, scanner CT, PET, SPET), la science qui fait intervenir les radiations dans le traitement porte désormais le nom de physique médicale.



Figure 1.1- Radiographie de la main effectuée par Roentgen en 1886- [25]-

L'un des aspects les plus importants de la physique médicale est la radiothérapie. C'est une technique médicale qui utilise les rayonnements ionisants pour détruire les cellules cancéreuses ; son objectif est de délivrer de la manière la plus précise possible la dose de rayonnement prescrite au volume de la tumeur, en épargnant au mieux les tissus sains avoisinants ; cette dose thérapeutique est l'effet de l'interaction des radiations ionisantes (photons, électrons) avec les tissus humains.

Pour que l'effet de radiothérapie soit efficace il faut que le volume tumoral soit bien localisé, et la dose délivrée bien calculée. Un sous dosage augmente le risque de récurrence (des cellules cancéreuses ne sont pas détruites), et un sur dosage peut toucher des cellules saines et provoquer des cancers à long terme.

1.2 Les radiations ionisantes

Quand un faisceau de haute énergie traverse un milieu, une partie de son énergie est transmise au milieu selon plusieurs processus d'interactions, si la valeur de l'énergie déposée au milieu dépasse le seuil d'ionisation qui est de 13,6 eV, la bande moléculaire peut se casser, et les atomes peuvent s'ioniser. Cela donne lieu à la création de paires électrons ions positifs, toute radiation capable de générer un tel effet est dite radiation ionisante.

L'ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements) a défini deux catégories de radiations ionisantes selon leurs différents processus d'interactions avec la matière.

1.2.1 Radiations directement ionisantes : ce sont les particules chargées (électrons, protons, particules α , ions lourds). Ils transmettent leurs énergies directement à la matière par le biais de plusieurs interactions coulombiennes le long de leurs trajets.

1.2.2 Radiations indirectement ionisantes : Ces derniers sont électriquement neutres (neutrons, photons). Dans une première étape, ils transmettent leur énergie aux particules chargées du milieu (électrons) puis ces dernières transmettent cette énergie dans une deuxième étape au milieu par des interactions coulombiennes.

Les sources des radiations ionisantes utilisées en médecine sont classées en deux catégories les radiations continues et pulsées.

(1) *les radiations continues* qui sont naturellement produits par la décroissance des radio-isotopes (^{60}Co , ^{137}Cs), les photons (rayons X de basse énergie utilisés pour le radio diagnostic..) produits par des générateurs qui utilisent un potentiel électrique constant dans le but d'accélérer les électrons arrachés de la cathode vers l'anode. Le freinage de ces électrons produit des photons (bremsstrahlung) qui possèdent un spectre continu.

(2) *les radiations pulsées* la production de rayons X de haute énergie (Clinac) nécessite l'accélération des électrons à une énergie de l'ordre du mégavolt. L'exposition de la cible au bombardement de ces derniers peut l'endommager, c'est pour cela que la radiation résultante est divisée en petites pulsions, c'est le cas de toutes les machines qui accélèrent des particules chargées a une énergie qui de l'ordre du MV (cyclotrons, bêtatrons,..)

1.3 Principes et évolution de la radiothérapie

La radiothérapie est l'utilisation des radiations ionisantes dans un but thérapeutique. Elle se base principalement sur la connaissance des rayonnements ionisants, et de la façon dont ils transfèrent leur énergie au milieu qu'elles traversent. Elle est utilisée chez les deux tiers des tissus cancéreux. On distingue classiquement la radiothérapie externe, où la source de

rayonnement ionisant est située à distance du patient, et la curiethérapie, où la source est placée dans les tissus du patient, à l'intérieur ou plus près de la tumeur. Dans la radiothérapie externe, l'irradiation est effectuée au moyen d'accélérateurs de particules produisant des faisceaux de photons ou d'électrons d'énergie comprise entre 4 et 25 Mégaélectronvolts (MeV) et délivrant des débits de dose supérieurs au Gray par minute. Quelques appareils équipés d'une source de Cobalt 60 (tél gammathérapie) existent encore dans les services de radiothérapie mais ils sont peu à peu remplacés par des accélérateurs de particules. La technologie utilisée en radiothérapie externe a évolué très rapidement au cours de la dernière décennie il existe une tendance importante dans l'amélioration de la conformation des doses au volume à traiter afin de diminuer les effets secondaires aux patients et maximiser les effets thérapeutiques. Il faut noter que les premiers traitements radio thérapeutiques étaient effectués en irradiant la zone à traiter avec un simple champ radiatif carré ou rectangulaire, la forme du champ de traitement était défini par deux paires de mâchoires constituées d'épais blocs de tungstène servant à délimiter la taille du champ selon l'axe transverse et longitudinal. Des caches en Cerrobend ou en plomb pouvaient être utilisés pour se conformer à la forme du champ de la zone traitée, l'amélioration technologique des appareils de traitement et l'introduction de logiciels de planification a donné naissance à de nouvelles techniques de traitements.

1.4 Techniques de la radiothérapie

1.4.1 : Radiothérapie Conformationnelle avec Modulation d'Intensité (RCMI)

Le principe de la radiothérapie conformationnelle est amélioré en modulant, au cours de chaque séance, le débit de dose délivré par chaque faisceau. Cette modulation est assurée grâce à un collimateur multilames, dont les lames sont mises en mouvement au cours de la séance de traitement.

1.4.2 : Radiothérapie asservie à la respiration

Quand les séances de traitement durent plusieurs minutes, les organes du patient peuvent bouger légèrement principalement à cause de la respiration, c'est le cas des tumeurs qui se situent dans un organe mobile comme les poumons. Afin d'améliorer la précision des traitements, des techniques d'asservissement du faisceau de rayonnement aux mouvements des organes sont en cours de développement et commencent à être utilisées dans certains services

1.4.3: Radiothérapie stéréotaxique

Récemment, se sont développées des techniques de radiothérapie de haute précision par des faisceaux fins de photons ou d'électrons qui convergent au centre de la lésion. Le principe de ce traitement, qui porte également le nom de radiochirurgie, est de délivrer une forte dose de rayonnements dans une structure intracrânienne anormale en diminuant l'irradiation des tissus sains autour de la lésion. Ce traitement s'adapte bien pour les lésions de petites tailles et certaines malformations vasculaires cérébrales. Des développements importants de l'utilisation de cette technique et de la radiochirurgie en plusieurs séances pour réduire la toxicité du traitement des lésions plus volumineuses : c'est la radiothérapie stéréotaxique fractionnée

1.5 Etapes de traitement en radiothérapie

Avant la première séance de traitement, les données anatomiques du patient sont acquises grâce à un simulateur ou scanner de simulation, auxquelles peuvent être associées des images de l'IRM ou de médecine nucléaire. Ces données anatomiques jointes aux résultats des examens diagnostiques préalables, vont permettre au radiothérapeute :

- de définir le volume à irradier et de localiser les organes à risque avoisinants qu'il faudra protéger.
- D'établir le plan de traitement du patient (nombre de séances, et dose délivrée par séance)

Selon la technique qui sera utilisée pour ce patient, le radiophysicien a ensuite la responsabilité d'établir la balistique du traitement : choix du nombre de faisceaux, de leurs caractéristiques (orientation, énergie, taille de champ, utilisation ou non de modificateurs de faisceaux ou de modulation d'intensité) ; ces choix sont validés ensuite par le radiothérapeute.

Après cette étape de planification et simulation, le traitement peut débuter : il est généralement composé d'un grand nombre de séances (15-40) qui s'étalent sur plusieurs semaines (3 à 7), au cours desquelles les contrôles sont réalisés, afin de s'assurer que le traitement effectivement réalisé correspond à celui planifié. Il faut que le radiophysicien s'assure que les caractéristiques physiques et dosimétriques des faisceaux correspondent avec les données entrées dans les différents logiciels et que toute dérive significative soit décelée le plus rapidement possible et en toute état de cause avant qu'un accident ne survienne.

Dans cet objectif le radio physicien doit mettre en œuvre un programme de contrôle de qualité des appareils répondants aux exigences de la réglementation en vigueur qui définit le minimum des contrôles à réaliser.

1.6 Appareils de traitements

1.6.1 Tubes à rayons X

Après quelques essais, en nombre limité, de prototype de “ la bombe à Radium”, les tubes à rayons X se sont imposés jusques dans les années 50 comme les principales sources de rayonnements utilisables en radiothérapie. La technologie de ces tubes diffère de ceux utilisés en radiodiagnostic : ce sont des tubes à anodes fixes à gros foyer (5 a 7 mm) pouvant produire des débit de doses nettement supérieurs à ceux produits par des tubes de radiodiagnostic. Les électrons, qui sont accélérés avec une différence de potentiel comprise entre 50 et 250 kV, bombardent une cible de tungstène au centre d’une anode creuse dont la forme permet de limiter le phénomène parasite de l’émission secondaire. Les rayons X produits sortent par une fenêtre mince de béryllium, leurs collimations à une taille définie est assurée grâce à des diaphragmes à lames de plomb.

La composition spectrale du faisceau produit varie avec le changement du potentiel d’accélération (kVp). L’interposition de filtres en cuivre de faible épaisseur (0,3 mm à 2 mm) atténue sélectivement les composantes de grandes longueur d’ondes.

1.6.2 Appareil de télécobaltothérapie

Les années 1950 -1960 ont marqué le début de la radiothérapie moderne avec l’introduction du rayonnement de haute énergie par l’utilisation des photons gamma émis par des sources radioactives. Pour être utilisables, ces sources doivent émettre des énergies supérieures à 0,5 MeV et doivent être produites avec des activités spécifiques relativement élevées. Enfin, les périodes de ces radioéléments doivent être assez longues pour éviter le renouvellement trop fréquent, les seules sources qui répondent à ces critères sont le Cobalt 60 et le Césium 137. Ce dernier fut abandonné rapidement au profit du Cobalt 60 (le Césium est produit avec des activités spécifiques faibles devant le Cobalt)

Dans les unités de traitement par télécobaltothérapie, l’élément radioactif est confiné dans une capsule cylindrique scellée (diamètre 2 cm), placée au centre d’un container de protection (plomb) , muni d’un obturateur et d’un dispositif de collimation de faisceau . Cet ensemble est monté sur un statif mécanique permettant d’orienter le faisceau dans la direction du

traitement. Ces appareils, qui fournissent des champs d'irradiation pouvant atteindre 30 cm de côté à une distance de traitement de 80 cm, peuvent délivrer des débits de doses qui se conforment avec ceux prescrits en radiothérapie. La radiothérapie par le Cobalt est devenue au cours du temps l'outil de référence pour la dosimétrie clinique et la radiobiologie.



Figure 1.3 unité de traitement de télé cobalthérapie [30] -

1.6.3 Accélérateurs linaires

Les accélérateurs linaires les plus répandus en radiothérapie sont des accélérateurs linéaires d'électrons qui permettent aussi de produire des rayons X de haute énergie.

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

Le faisceau de d'électrons ainsi produit est soit délivrée au patient pour le cas de la thérapie des lésions superficielles peu profondes, soit converti en photons X par rayonnement de freinage en l'injectant sur une cible de tungstène insérée sur la trajectoire du faisceau.

L'énergie maximale des rayons X produits est égale à celle d'électrons accélérés



Figure 1.4 - Accélérateur linéaire Siemens Primus -

Le faisceau de photons, ainsi produit par la machine, doit être mis en forme pour pouvoir être utilisé cliniquement, il doit notamment:

- être homogène (en énergie et en fluence) sur une surface importante au niveau du patient (typiquement jusqu'à 40 cm X 40 cm).
- avoir une pénombre limitée qui est optimisée en fonction du type de rayonnement.
- être collimaté au niveau du patient de façon à se conformer à la forme du volume à irradier et à protéger les tissus sains avoisinants.

Chapitre 2

Interaction rayonnements matière

Tous les effets des rayonnements ionisants, qu'ils soient indésirables (irradiations accidentelles) ou exploités (radiologie, imagerie nucléaire, radiothérapie) se basent sur les interactions fondamentales qui interviennent entre les rayonnements et la matière. Le type des interactions occasionnées dépend non seulement de la nature des particules incidentes et de leur énergie, mais aussi du matériau irradié

Les types d'interactions les plus probables, pour les photons et les électrons sont décrits de manière succincte dans ce chapitre.

2.1 Interactions des photons avec la matière

Les photons X (ou gamma) ont le pouvoir de traverser des épaisseurs de matière sans interagir. Or, tant qu'il n'y a pas d'interaction, il n'y a aucun transfert d'énergie à la matière, par conséquent aucun phénomène ni ionisation, ni excitation (donc aucun effet biologique). L'énergie déposée par unité de masse dans le milieu est appelée dose absorbée, c'est une grandeur très utile (mais pas suffisante) pour prédire la gravité des dégâts biologiques engendrés.

La probabilité des modes d'interactions dépend fortement du milieu traversé (numéro atomique) et de l'énergie des photons incidents. Seules les interactions ayant un intérêt en physique médicale sont énumérées ci-dessous.

- Diffusion cohérente (Thomson – Rayleigh)
- Effet photoélectrique
- Effet Compton
- Création de paire ou matérialisation

2.1.1 La diffusion cohérente : diffusion Thomson et Rayleigh

Au cours de ce phénomène purement diffusif, le photon incident absorbé par l'atome cible est réémis dans une direction différente, mais sans changement de longueur d'onde. Très importante pour les photons, la diffusion Rayleigh qui n'exclut pas la diffusion Thomson, est insignifiante dans les milieux biologiques.

2.1.1.1 Diffusion Thomson

La diffusion Thomson est la diffusion élastique d'un photon par une particule chargée, en général un électron. En pratique, elle concerne les photons de faible énergie qui sont absorbés par un électron atomique. Celui-ci est mis en oscillation forcée et émet un photon de même énergie que le photon incident mais pas forcément dans la même direction.

2.1.1.2 Diffusion Rayleigh

La diffusion Rayleigh est un mode de diffusion des ondes électromagnétiques par les atomes comme illustré dans la figure (2.1.). Dans ce cas, les photons incidents interagissent avec le nuage électronique des atomes qui se met à osciller avant d'émettre un photon de même énergie que le photon incident. Ce phénomène correspond à une diffusion de petit angle.

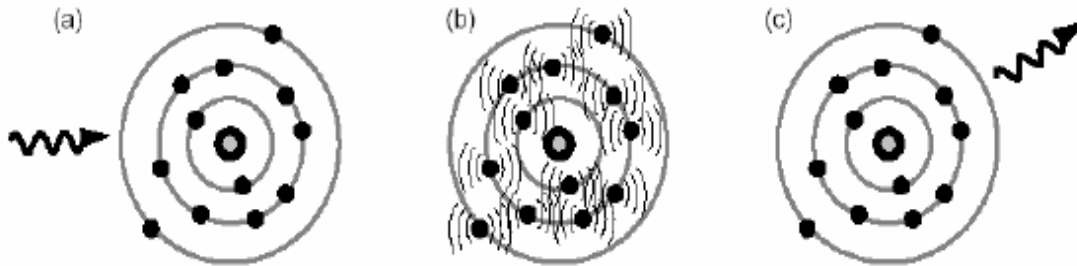


Figure (2.1) : Etapes de la diffusion Rayleigh

2.1.2 La diffusion incohérente

2.1.2.1 Effet Compton

L'effet Compton, représenté par la figure (2.2), fut découvert par le physicien américain Arthur Holly Compton (1892-1962). Ce processus correspond à un choc élastique entre un photon et un électron de valence faiblement lié. Le photon incident est dévié de sa trajectoire initiale par l'électron auquel il cède une partie de son énergie lors de la collision.

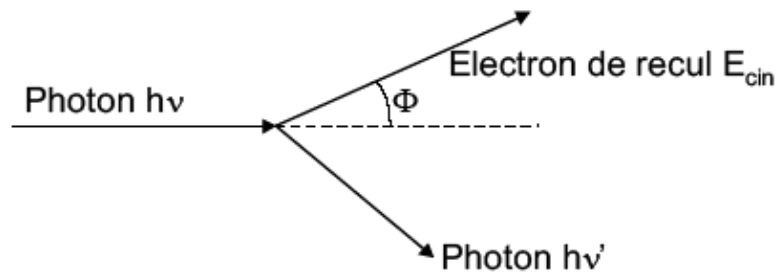


Figure (2.2) : Effet Compton diffusion d'un photon par un électron peu lié du milieu

Les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion permettent de déterminer l'énergie emportée par chacun des partenaires de la réaction ; ainsi l'énergie du photon diffusé $h\nu'$ reliée à celle du photon incident $h\nu$ et l'angle de diffusion θ par la relation suivante :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (2.1)$$

où m_0c^2 est l'énergie de l'électron au repos.

Par ailleurs, la distribution angulaire des photons diffusés est donnée par la formule de Klein et Nishina.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right) \quad (2.2)$$

où :

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ est la section efficace différentielle angulaire de l'effet Compton,

Z est le numéro atomique

r_0 est le rayon classique de l'électron

$$\alpha = h\nu / m_0c^2$$

2.1.2.2 Effet photoélectrique

Cet effet concerne l'interaction entre un photon X d'énergie $h\nu$ et un électron fortement lié à l'atome cible par l'énergie de liaison E_i de la couche i . Le photon est totalement absorbé par l'atome qui expulse l'électron avec une énergie cinétique

$$T_e = h\nu - E_i \quad (2.3)$$

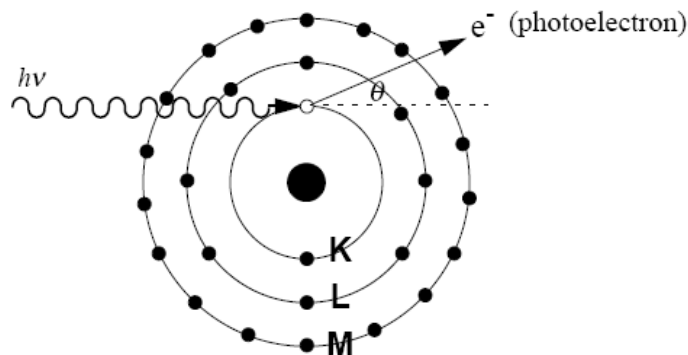


Figure (2.3) : L'effet photoélectrique –

La direction d'émission du photoélectron est toujours vers l'avant. Elle varie selon l'énergie du photon incident.

L'effet photoélectrique est prédominant à basse énergie (énergie < 100 keV), et sa probabilité d'apparition augmente avec le numéro atomique (à peu près proportionnelle à Z^5). Après l'effet photoélectrique, l'atome étant ionisé en couche profonde, un électron des couches externes va venir combler la vacance de la couche interne. Cette transition est radiative pour la plupart des éléments [10].

A chaque valeur de E_i , la section efficace présente une discontinuité (figure 2.4), la couche L ayant trois sous couches, la courbe possède autant de discontinuités qui correspondent aux transitions possibles vers cette couche (entre 10 et 20 keV dans l'exemple). Ces pics et diminutions sont appelés *bords* ou *seuils d'absorption*. Plus l'énergie $h\nu$ du photon augmente, plus l'électron apparaît libre, de sorte que la section efficace diminue avec les valeurs de $h\nu$ croissantes.

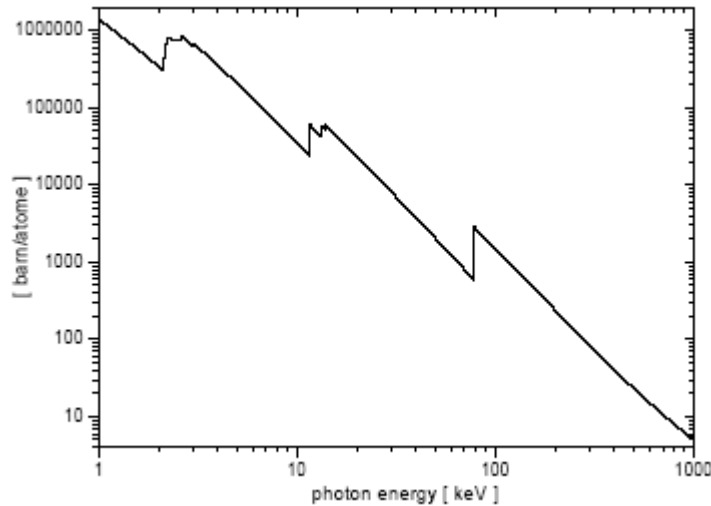


Figure (2.4) : Variation de la section efficace de l'effet photoélectrique dans le platine en fonction de l'énergie des photons.

2.1.2.3 Création de paire ou matérialisation

Lorsque l'énergie du photon incident qui passe dans le champ électrique intense du noyau dépasse 1,022 MeV, ce photon incident peut disparaître donnant naissance à une paire électron-positron émis dans des sens opposés. C'est le phénomène de matérialisation ou création de paire. Cet événement ne peut se réaliser que pour des photons d'énergie supérieure ou égale à deux fois la masse au repos de l'électron (ou positron), soit 1022 keV

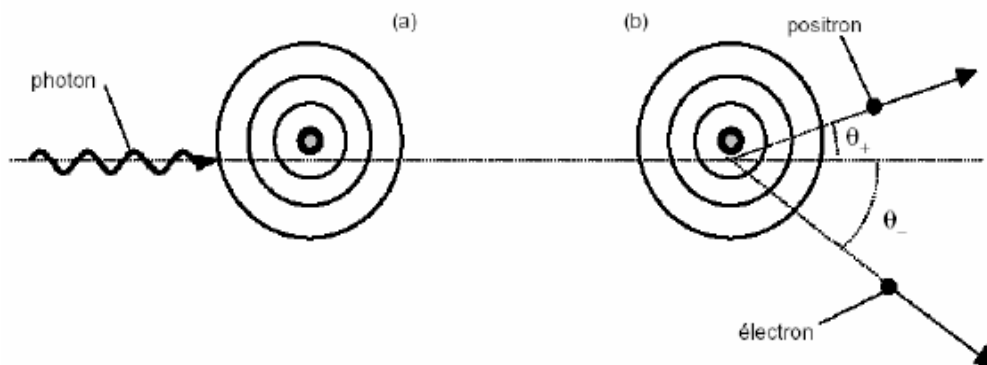


Figure (2.5)- Création d'un positron et d'un électron à proximité d'un noyau atomique

Le positron finit toujours par rencontrer son antiparticule ce qui conduit au phénomène d'annihilation qui se traduit par l'émission de deux photons de 511 keV correspondant à l'énergie de masse libérée.

2.1.3 Importance relative des trois effets

L'importance relative des trois types d'interaction pour des photons incidents dans l'énergie comprise entre 10 keV et 10 MeV est représentée par la figure (2.6). L'effet Compton est systématiquement le mode principal d'interaction pour des photons d'énergie comprise entre 1 et 5 MeV. Pour des énergies plus basses, l'effet Compton prédomine seulement pour les matériaux légers (tissus biologiques), laissant la place à l'effet photoélectrique pour les autres matériaux.

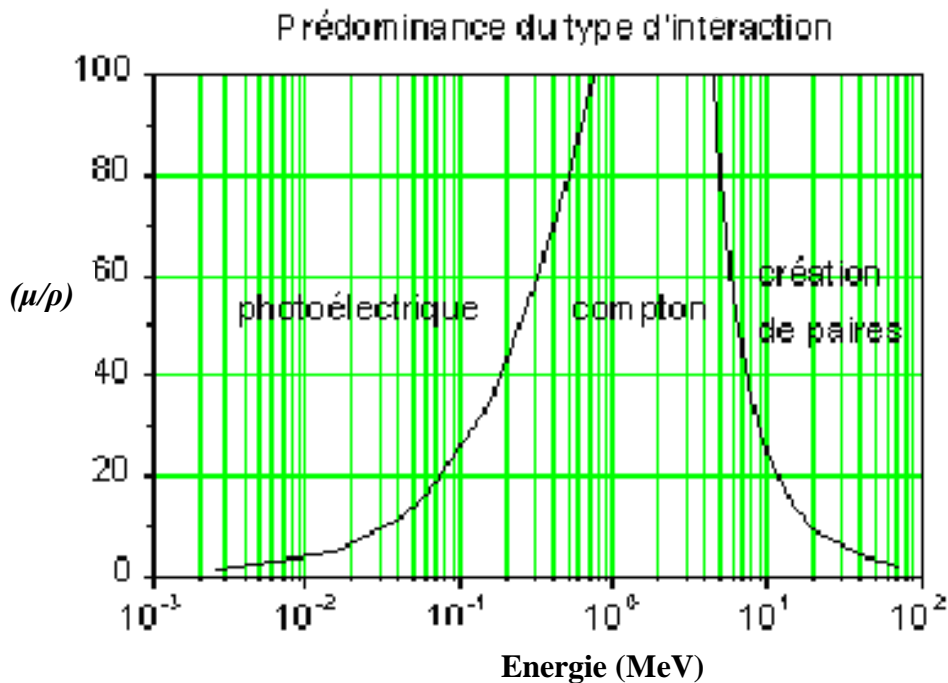


Figure (2.6) : Importance relative des trois effets-

2.1.4 Notion de section efficace

La section efficace, souvent notée σ , est une grandeur physique qui correspond à la probabilité d'interaction d'une particule pour un événement donné, l'unité couramment employée est le Barn : $1\text{barn}=10^{-28} \text{ m}^2$. On trouve les sections efficaces exprimées en barn/atomes ou bien cm^2/g . Dans certains cas, on est amené à définir des sections efficaces différentielles reportées à la valeur de l'angle solide. Le tableau suivant montre la dépendance de la section efficace de chaque effet avec l'énergie du photon et le numéro atomique du milieu traversé.

Tableau 2.1. Dépendance des sections efficaces atomique et électronique des trois effets D'interactions avec l'énergie des photons incidents et le numéro atomique du milieu

	Effet photoélectrique	Effet Compton	Création de paire
Section efficace électronique	$\alpha \frac{Z^3}{(hv)^3}$	$\alpha \frac{Z^0}{hv}$	$\alpha (Z \ln(hv))$
Section efficace atomique	$\alpha \frac{Z^4}{(hv)^3}$	$\alpha \frac{Z}{(hv)}$	$\alpha (Z^2 \ln(hv))$
Coefficient d'atténuation linéaire	$\alpha \frac{\rho Z^4}{(hv)^3}$	$\alpha \rho \frac{Z^0}{hv}$	$\alpha (\rho Z \ln(hv))$
Coefficient d'atténuation massique	$\alpha \frac{Z^3}{(hv)^3}$	$\alpha \frac{Z^0}{hv}$	$\alpha (Z \ln(hv))$

2.1.5 Atténuation et absorption des photons

Un faisceau étroit, de photons monochromatiques, ayant un flux incident ϕ_0 pénétrant une couche d'épaisseur massique x et de densité ρ émerge avec un flux ϕ tel que :

$$\phi = \phi_0 \times e^{-x(\mu_{att}/\rho)_{Z,E}} \quad (2.4)$$

avec :

$(\mu_{att}/\rho)_{Z,E}$: est le coefficient d'atténuation massique propre à l'élément de numéro atomique Z pour l'énergie E des photons considérés et exprimés en cm^2/g .

L'épaisseur massique définie comme la masse par unité de surface, est obtenue en multipliant l'épaisseur de la matière t par la densité ρ ($x = \rho \times t$ exprimé en g/cm^2).

Le coefficient d'atténuation rend compte des différentes probabilités d'interactions (sections efficaces) des photons avec la matière dans le domaine d'énergie étudié.

$$(\mu_{att}/\rho)_{Z,E} = (\mu_{att}/\rho)_{Z,E} = (\sigma_{photoélectrique} + \sigma_{Compton} + \sigma_{paire} + \sigma_{coherente}) / uA \quad (2.5)$$

où :

u est l'unité de masse atomique (1/12 de la masse du noyau de Carbone 12 soit $1,6605402 \times 10^{-27}$ kg) et A la masse relative de l'élément considéré

$\sigma_{photoélectrique}, \sigma_{Compton}, \sigma_{paire}, \sigma_{coherente}$ représentent les sections efficaces des différents effets.

L'occurrence des événements dépend fortement du milieu traversé (numéro atomique) et de l'énergie des photons incidents.

Les coefficients $(\mu_{att} / \rho)_{Z,E}$ se trouvent dans les tables de références régulièrement mises à jour, et plus spécialement dans l'ICRU 44 [23] pour les matériaux qui peuvent intervenir en dosimétrie .

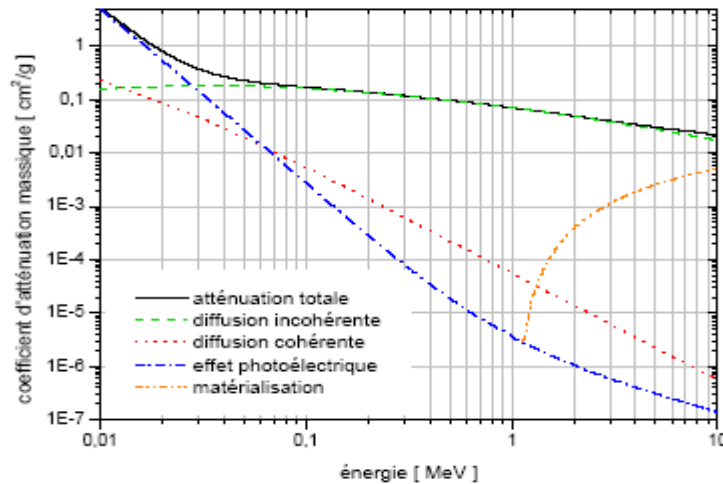


Figure (2.7) : Coefficients d'atténuation massique pour l'eau entre 10keV et 10 MeV

2.2 Interactions des électrons avec la matière

Les électrons, comme l'ensemble des particules chargées, interagissent continûment avec les électrons du matériau traversé. Ils sont donc progressivement freinés en cédant leur énergie, puisqu'ils sont soumis aux champs électrostatiques (cortège électronique, noyau), lorsqu'ils traversent la matière. Les trajectoires de ces électrons sont caractérisées par un grand changement de direction. Ces interactions qui conduisent à une grande perte d'énergie peuvent être classées en quatre grandes catégories.

- Collision inélastique avec des électrons liés : Ce phénomène est loin d'être le plus dominant. Lors de chaque collision, un ou plusieurs électrons passent dans un état excité l'atome est ionisé si l'électron est éjecté de la couche.
- Collision inélastique avec un noyau : si l'électron perd toute son énergie, cette dernière est émise sous forme de photon d'énergie égale à E_e (bremsstrahlung), et si il est ralenti par effet coulombien, une partie de son énergie est émise sous forme de spectre continue correspondant au bremsstrahlung.
- Collision élastique avec le noyau : lors d'une collision élastique, l'électron n'émet pas de rayonnements et le noyau ne passe pas dans un état excité. Les électrons ont de grande chance de subir ce genre d'interactions.

- d. Collision élastique avec les électrons liés : une particule incidente peut être déviée de manière élastique par le champ électronique des atomes. Le transfert d'énergie est généralement inférieur au potentiel (le plus bas) d'excitation. Cette interaction est significative pour les électrons de très basse énergie (<100 eV).

2.2.1 Collision inélastique avec les électrons liés

La collision entre un électron et le cortège électronique des atomes du milieu est le mécanisme principal de perte d'énergie cinétique. Ce phénomène est souvent décrit sous le terme générique de « collision »

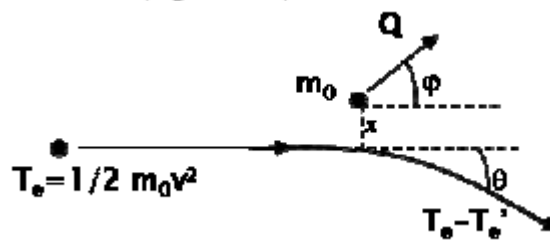


Figure (2.8)- Schéma classique d'une interaction coulombienne

Afin de donner une équation permettant d'évaluer la perte d'énergie par voie collisionnelle, faisons les hypothèses simplificatrices suivantes :

- l'électron n'interagit que par la voie coulombienne.
- le phénomène d'agitation thermique n'est pas considéré. Cela revient à dire que l'énergie cinétique de l'électron incident est beaucoup plus grande que l'énergie thermique des particules du milieu.
- l'électron cible est considéré comme libre, c'est-à-dire que l'énergie de liaison est considérée comme petite devant l'énergie cinétique de l'électron incident. La collision, en réalité inélastique, est considérée comme élastique.
- la vitesse de l'électron est très inférieure à celle de la lumière. Ainsi, aucun phénomène relativiste n'est pris en considération.

La section efficace différentielle par électron de l'atome pour un transfert d'énergie entre Q et $Q+dQ$ est :

$$\sigma = \frac{2\pi e^4}{m_0 v^2} \frac{dQ}{Q} \text{ en cm}^2/\text{électron} \quad (2.6)$$

avec :

$(1/2)m_0 v^2 = T_e$ l'énergie cinétique et e la charge élémentaire.

Dans ce cas, la perte d'énergie par voie collisionnelle (ionisation) est donnée par la formule de Bethe modifiée pour tenir compte de la petite masse des électrons qui annule le fait que la particule incidente ne change pas de trajectoire lors de la collision et du fait que la collision a lieu entre deux particules identiques (non discernables). L'une des conséquences notable de la valeur maximum de l'énergie transférable qui devient $T_e / 2$ où T_e est l'énergie cinétique de l'électron incident. La formule de Bethe devient :

$$(dE / dL)_{col} = (2\pi e^4 / T_e) ZN \ln(\sqrt{2} \times T_e / I) \quad (2.7)$$

Avec e : charge élémentaire, I : potentiel d'ionisation du milieu et N : densité d'atomes de numéro atomique Z dans le milieu.

2.2.2 Interactions avec le noyau

Ce type d'effet contribue d'une manière significative à la perte d'énergie seulement pour les électrons. Quand un électron passe à proximité du noyau, il est dévié de sa trajectoire sous l'effet de l'attraction coulombienne. La perte d'énergie accompagnant cette décélération se présente sous forme de rayonnement appelé rayonnement de freinage ou bremsstrahlung (de l'allemand *bremsen* freiner et *strahlung* radiation).

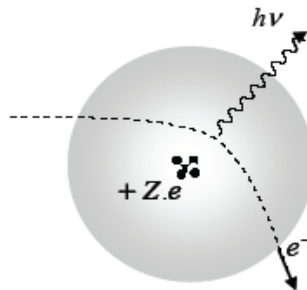


Figure (2.9)- un électron passant à proximité d'un noyau est dévié de sa trajectoire –

Selon le modèle du dipôle oscillant en électromagnétisme, une particule chargée de masse m subissant une accélération \vec{a} émet une quantité de radiation (sous forme de photons) proportionnelle à $|\vec{a}|^2$. Or au voisinage d'un noyau contenant Z protons, l'accélération est proportionnelle à Z/m (*principe fondamental de la dynamique*). Le flux radiatif émis est donc proportionnel à $(Z/m)^2$. Le terme $(1/m)^2$ révèle que la perte d'énergie par voie radiative est bien plus importante pour les électrons que pour les ions. La composante en Z^2 implique que le freinage sera d'autant plus efficace que le numéro atomique du milieu sera grand. C'est d'ailleurs sur ce principe que repose la production des RX dans les tubes et

accélérateurs médicaux. Par contre, ce type d'interaction est négligeable dans l'eau, et par conséquent dans les milieux biologiques.

2.2.3 Ralentissement des électrons dans la matière

2.2.3.1 Portée des électrons

Il n'est pas possible d'estimer la longueur du parcours d'un électron dans la matière d'une façon exacte. Pour cela, une grandeur expérimentale a été définie pour caractériser la pénétration des électrons. La portée R (range en anglais) est extrapolée à partir de l'enregistrement des électrons sortants à la traversée d'épaisseurs variables de la matière.

2.2.3.2 Pouvoir d'arrêt

Le pouvoir d'arrêt total S , qui s'exprime en $J.m^{-1}$, est défini comme le quotient de l'énergie perdue dE par la particule chargée en traversant l'épaisseur de matière dL : $S = dE / dL$.

On trouve couramment dans les tables le pouvoir d'arrêt massique $S / \rho = dE / \rho dL$ ou ρ est la masse volumique du matériau traversé il est exprimé en $J.m^2.kg^{-1}$.

Le pouvoir d'arrêt massique total peut être séparé en deux composantes

$$(S / \rho) = (S / \rho)_{rad} + (S / \rho)_{col} \quad (2.8)$$

Le pouvoir d'arrêt massique collisionnel $(S / \rho)_{col}$ comprend toutes les pertes d'énergies dues aux collisions qui engendrent des électrons secondaires et le pouvoir d'arrêt massique radiatif $(S / \rho)_{rad}$ qui inclut les pertes par Bremsstrahlung.

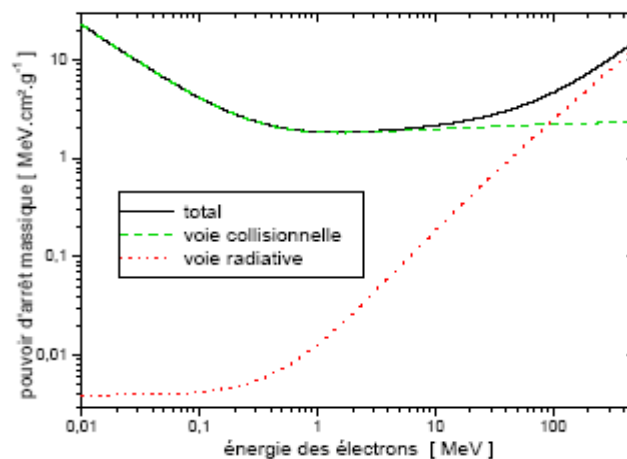


Figure (2.10) : Pouvoir d'arrêt électronique total dans l'eau

2.2.3.3 Parcours des électrons

Les interactions fondamentales des électrons avec la matière permettent d'appréhender les différents mécanismes de transfert d'énergie mis en jeu par les électrons, notamment aux

énergies utilisées en radiothérapie, il n'est pas possible de considérer les transferts d'énergie mis en jeu à chaque interaction, ce qui rend nécessaire l'utilisation d'une grandeur globale afin de caractériser le comportement moyen d'un faisceau d'électrons.

Les électrons interagissent de façon continue avec le milieu qu'ils traversent et finissent par s'y arrêter une fois la totalité de leur énergie cédée. La distance parcourue dépend de l'énergie initiale de l'électron et de la nature du matériau traversé.

2.2.3.4 Transfert d'énergie linéique

Le transfert d'énergie linéique (TEL) ou le pouvoir d'arrêt collisionnel linéique est le rapport de l'énergie moyenne perdue dE par particule due aux collisions avec les électrons, sur l'élément de distance dl traversé $L = dE/dl$; il s'exprime habituellement en keV/ μm .

Le concept le plus général du transfert d'énergie implique une valeur de coupure en énergie (energy cut off), on parle alors de transfert d'énergie linéique restreint L_{Δ} , défini comme un TEL ou les transferts d'énergies pris en compte dE_{Δ} sont limités à une valeur maximale Δ qui vaut 100 eV. Cela correspond pratiquement à un parcours résiduel de 5 nm d'un électron dans l'eau, distance qui correspond approximativement au diamètre d'une double hélice d'ADN.

2.2.4 Réorganisation du cortège électronique

Un atome ionisé par l'un des processus décrits précédemment (effet photoélectrique, collisions) retrouve un cortège électronique complet par deux processus. L'un est radiatif : c'est la fluorescence, le deuxième est non radiatif : c'est l'effet Auger.

2.2.4.1: La fluorescence

C'est un mode radiatif qui correspond à l'émission d'un rayonnement dit de fluorescence, dont le spectre est discontinu est caractéristique du matériau. Ce phénomène de relaxation est d'autant plus probable et intense que le numéro atomique du matériau est important, et que l'électron provient d'une couche profonde. Dans ce processus l'électron accéléré arrache un électron d'une couche profonde de l'atome; l'atome ionisé subit un réarrangement électronique tel que l'emplacement vide tend à être reporté sur la couche la plus externe. L'excédent d'énergie après chaque saut, est cédé sous forme d'un photon de fluorescence dans l'énergie correspondant à la différence entre les énergies de liaison de l'électron entre lesquels s'effectuent les transitions.

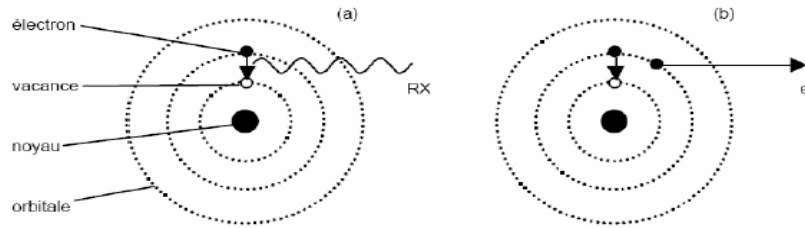


Figure (2.11)- Stabilisation du cortège électronique après ionisation (a) émission RX par fluorescence (b) émission d'électron Auger -

2.2.4.2: L'effet Auger

Ce mode de désexcitation non radiatif (ou électronique), qui conduit à l'émission d'électrons, est également connu sous le nom de cascade ou effet Auger. Étant donné qu'une vacance électronique initialement produite par les photons incidents conduit à deux nouvelles vacances électroniques, qui à leur tour peuvent en produire autant, toute une cascade électronique peut être générée et l'atome est laissée dans un état de multiples ionisations. La désexcitation non radiative est prépondérante dans le cas des atomes légers ($Z \leq 8$) qui subissent principalement des ionisations en couche K.

2.2.5 Effets biologiques des rayonnements ionisants

Il y a une grande disproportion entre le rayonnement déposé et l'effet biologique observé. Par exemple, pour une dose 1 Gy soit 1 Joule/kg, correspondant à une ionisation de 2×10^{15} molécules par gramme, ce qui représente environ 2 molécules d'eau par 10^7 molécules. L'élévation de la température de ce volume irradié est de l'ordre de 2×10^{-3} °C. Si l'élévation de la température est sans conséquence pour l'individu concerné il n'en va pas de même pour cette densité d'ionisation.

2.2.5.1 Les lésions induites

Si les rayonnements ionisants occasionnent tant de dommages au niveau des cellules, c'est que ces dommages ne sont pas uniquement occasionnés par les particules incidentes ayant interagi avec le noyau, mais aussi indirectement par les radicaux libres fortement réactifs issus de la radiolyse de l'eau (qui constitue 70 % du corps humain) (Fig. 2.12).

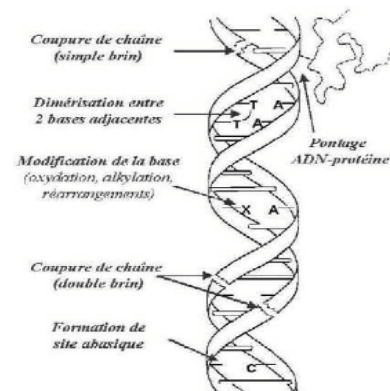


Figure (2.12)- les lésions de ADN induites par l'effet des rayonnements-

Ces radicaux, une fois créés, peuvent s'attaquer aux différents composants de la cellule (membrane, appareil de Golgi). Cependant, en raison de leur rôle important dans la cellule, les lésions les plus étudiées sont celles induites sur la molécule d'ADN. La figure précédente montre les différents effets que peut subir l'ADN.

Parmi cinq grandes modifications identifiées au niveau de l'ADN, nous pouvons citer les cassures simples et doubles du brin, qui entraînent des perturbations fonctionnelles pouvant aboutir à la mort cellulaire ou à des mutations en fonction de la réponse adoptée par la cellule [22].

2.2.5.2 La réponse cellulaire

Les mécanismes de réponse de la cellule aux rayonnements ionisants sont extrêmement complexes. Néanmoins, ces mécanismes peuvent être décrits schématiquement suivant la chronologie illustrée par la figure 2.13.

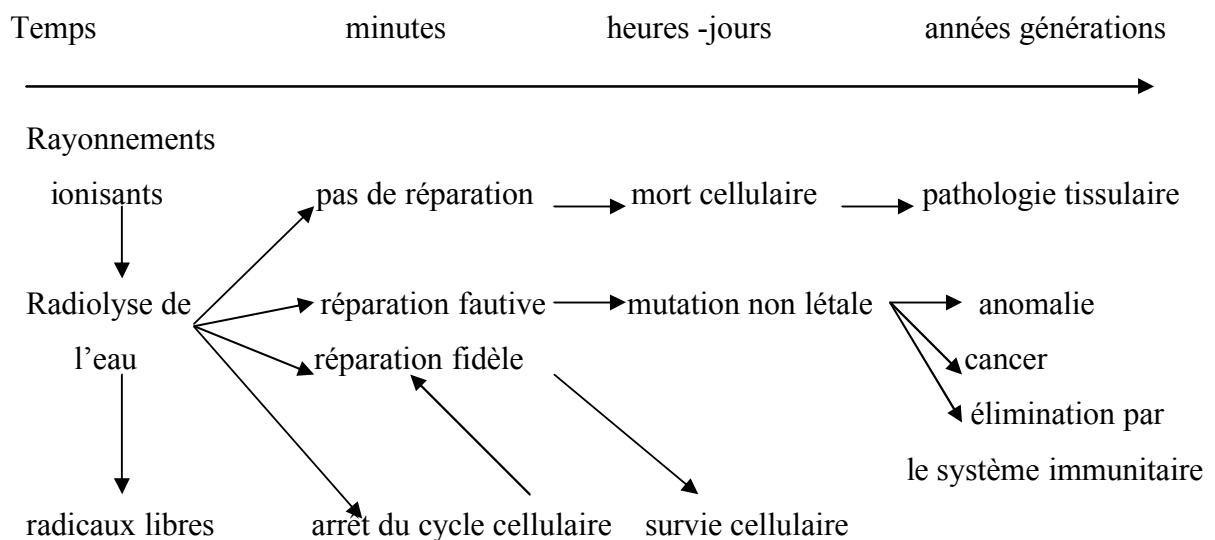


Figure (2.13) : Mécanismes mis en jeu à la suite d'une irradiation

Pour simplifier les choses, soit les dégâts occasionnés sont trop importants pour qu'il y ait réparation et il y a alors mort cellulaire non contrôlée (la nécrose), soit la cellule met en action des mécanismes de réparation et si la réparation est correctement effectuée, la cellule reprend le cours normal de sa vie. Le cas contraire mène, quand à lui, au «suicide» de la cellule (l'apoptose) si l'erreur est détectée, ou bien à des mutations pouvant engendrer, à long terme un cancer ou une anomalie héréditaire [22].

2.2.5.3 Effets cellulaire des rayonnements ionisants

La considération de l'effet des rayonnements au niveau tissulaire apporte encore un degré de complexité au problème déjà riche qu'est la réponse cellulaire aux rayonnements. En effet, la sensibilité des tissus à l'irradiation dépend de nombreux paramètres cellulaires mais aussi du type de cellules considérées, de l'état d'oxygénation du tissu, etc

La radiosensibilité des tissus est généralement caractérisée par des courbes de survie cellulaire, c'est-à-dire la proportion des cellules survivantes en fonction de la dose absorbée. Pour beaucoup de cellules, et pour des rayonnements ionisants de faible transfert d'énergie linéique, les courbes de survie présentent un épaulement pour les faibles doses, puis une diminution exponentielle (Fig. 2.14). Ce comportement est généralement modélisé par une fonction linéaire quadratique :

$$S(D) = e^{-(\alpha D + \beta D^2)} \quad (2.9)$$

Où D est la dose qui sera introduite dans le chapitre suivant, avec α , β respectivement associées à la mortalité par accumulation de lésions non réparables (dites létales) et à la mortalité par accumulation de lésions à priori réparables (dites sub-létales)

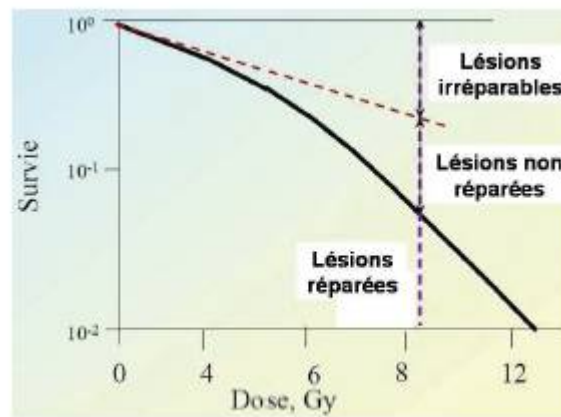


Figure (2.14) : Modèle de courbe de survie avec épaulement

Le rapport α / β correspond à la dose pour laquelle la mortalité associée à α et β sont identiques et souvent utilisés pour caractériser la radiosensibilité du tissu [22].

Chapitre 3

Dosimétrie et protocoles dosimétriques

La dosimétrie est la branche de la physique médicale chargée de mesurer la dose grâce à un dosimètre qui est un appareil conçu spécialement pour mesurer l'énergie déposée dans un volume sensible. Une grande variété de dosimètres a été développée au fil des décennies. Certains dosimètres ou certaines techniques utilisées en physique nucléaire ont été adaptés pour la physique médicale. Notons que la physique nucléaire concerne surtout la détection et le comptage des particules, la détermination de leur énergie et leur trajectoire, alors que la physique médicale s'intéresse à mesurer l'énergie déposée dans un certain volume. C'est ce paramètre qui détermine l'effet thérapeutique.

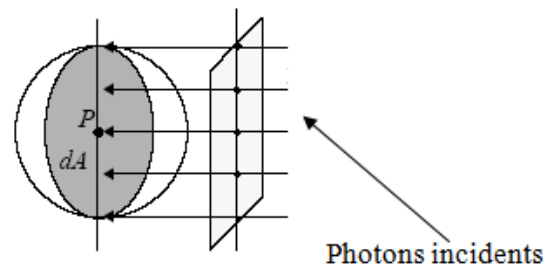
3.1 : Grandeurs et unités dosimétriques

3.1.1 L'activité : c'est une grandeur physique définie par l'ICRU 33 [8], comme le nombre d'atomes qui se désintègrent par unité de temps pour un élément donné. L'unité de la radioactivité est soit le *Becquerel* qui correspond à une désintégration par seconde, soit le *Curie* qui correspond à $3,7 \times 10^{10}$ désintégrations /seconde.

3.1.2 La période radioactive : c'est l'intervalle de temps au bout duquel l'activité du radionucléide diminue de moitié. Chaque radioélément a sa propre période radioactive.

3.1.3 Fluence et fluence énergétique : la fluence ϕ est définie comme étant le nombre de particules incidentes dN sur une sphère de section infinitésimale dA . Elle s'exprime habituellement en m^{-2} $\phi = dN / dA$; le flux représente en général la fluence rapportée par unité de temps.

La fluence ne contient qu'une information quantitative sur les particules incidentes. Afin d'introduire une grandeur en énergie, la notion d'énergie radiante R est utilisée. Elle représente l'espérance de l'énergie totale (exclusion faite de l'énergie de masse) transportée par les N particules traversant la sphère élémentaire ainsi qu'illustré dans la figure ci-contre.



-Figure 3.1 : Flux de photons incidents traversant une section dA -

La fluence énergétique ψ s'exprime aussi sous forme différentielle. Les variables peuvent être l'angle solide ($d\psi / d\Omega$), ou l'énergie ($d\psi / dE$). Dans ce dernier cas, la distribution

résultante est appelée spectre en énergie de rayonnement $\psi(E)$. La fluence énergétique peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\psi = \int_{E=0}^{E=E_{max}} \psi(E) dE = \int_{E=0}^{E=E_{max}} E \phi(E) dE \quad (3.1)$$

3.1.4 Le Kerma

Dans le cas des photons, l'énergie est déposée dans le milieu grâce aux électrons secondaires. Pour connaître cette quantité, il est nécessaire de définir le Kerma qui est l'abréviation de *Kinetic Energy Released per unit Mass*. Elle représente la somme des énergies cinétiques transférées par les photons aux électrons secondaires dans un volume dV de masse dm

$$K = dE_{tr} / dm \quad (3.2)$$

Le Kerma s'exprime en J/Kg, ou gray (Gy), il est aussi relié à la fluence énergétique du rayonnement (spectre énergétique de photons $\int \psi(E)$) par la relation suivante :

$$K = \int_{E=0}^{E=E_{max}} \psi(E) (\mu_{tr} / \rho)_{Z,E} dE \quad (3.3)$$

$$K = \psi (\mu_{ab} / \rho)_{Z,E} + \psi (\mu_{ab} / \rho)_{Z,E} (g / 1 - g) = K_{col} + K_{rad} \quad (3.4)$$

où $(\mu / \rho)_{Z,E}$ est le coefficient massique de transfert d'énergie d'un matériau de numéro atomique Z ayant une masse volumique ρ . Il s'exprime usuellement en cm^2/g . Ce coefficient donne la fraction d'énergie transformée en énergie cinétique des particules chargées par unité d'épaisseur massique du milieu absorbant. En conséquence, toute énergie éventuellement rayonnée (rayonnement de freinage) par les particules secondaires est incluse dans ce transfert.

Le Kerma peut également s'exprimer sous la forme :

$$K = \psi (\mu_{ab} / \rho)_{Z,E} / (1 - g) \quad (3.5)$$

où g représente le facteur de bremsstrahlung ou la fraction d'énergie des électrons secondaires perdue par le rayonnement, et $(\mu_{ab} / \rho)_{Z,E}$ le coefficient d'absorption massique.

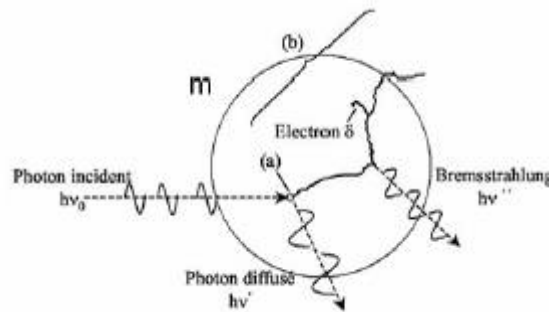
De la formule précédente, on peut déduire une autre écriture du Kerma :

$$K = \psi(\mu_{ab} / \rho)_{Z,E} + \psi(\mu_{tr} / \rho)_{Z,E} (g / 1 - g) = K_{col} + K_{rad} \quad (3.6)$$

où K_{col} est le kerma collisionnel et K_{rad} le kerma radiatif

μ_{ab} et μ_{tr} sont respectivement les coefficients d'absorption et transfert d'énergie

Le processus Bremsstrahlung est peu probable pour les matériaux de faible numéro atomique et pour les électrons de faible énergie.



-Figure 3.2 : Processus de transfert d'énergie d'un photon au milieu -

3.1.5 L'exposition

D'après les rapports 33[8] et 60 de l'ICRU [9], l'exposition est définie comme la somme des charges de même signe ΔQ produites dans l'air, quand tous les électrons libérés par les photons dans une masse Δm_{air} d'air sont complètement stoppés. Elle est donnée par la loi suivante :

$$X = \Delta Q / \Delta m_{air} \quad (3.7)$$

L'exposition est définie seulement pour les faisceaux de photons dont l'énergie est inférieure à 3 MeV et seulement pour l'air. L'unité de l'exposition est le Röntgen $1 R = 2,58 \times 10^{-4} C.kg^{-1}$ d'air dans les conditions standards de pression (101,3 kPa) et de température (273,2 K).

3.1.6 La dose absorbée

C'est la grandeur physique la plus importante en radiothérapie. Par définition [9], la dose absorbée est la quantité d'énergie moyenne $d\bar{E}$ délivrée à un volume élémentaire de masse : dm

$$D = d\bar{E} / dm \quad (3.8)$$

Elle s'exprime en Gray (Gy). Un Gray correspond à un dépôt d'énergie de 1 joule par kilogramme de matière.

La dose absorbée étant une quantité purement physique, son grand intérêt pratique est qu'elle est directement mesurable à l'aide d'un dosimètre, contrairement aux autres notions de dose.

3.1.7 La dose équivalente

La dose équivalente tient compte du degré de qualité de transfert d'énergie par le rayonnement. En effet, la mortalité de la cellule étant liée dans un premier lieu à la densité d'ionisation, elle tient compte aussi de la nature du rayonnement incident en terme de TEL. Pour une énergie égale à 1 MeV, une particule α produits 6000 ionisations par μm alors qu'un électron produits 6 ionisations par μm . Un dommage plus important rend la réparation de la cellule plus difficile. Ainsi, une irradiation par les particules α génère plus de dégâts qu'une irradiation par électrons.

Pour tenir compte de la nature du rayonnement incident, la dose doit être multipliée par un facteur appelé facteur de pondération W_R . La valeur de ce facteur est fixée par la Commission Internationale de Protection Radiologique (CIPR) comme c'est indiqué dans le tableau (4.1).

En présence d'un faisceau mixte, chaque contribution doit être prise en compte individuellement. Si D_R est la dose absorbée pour un rayonnement donné, la dose équivalente

H s'écrit :

$$H = \sum W_R D_R \quad (3.9)$$

Tableau 4.1 : Facteurs de pondération pour différents rayonnements [13]-

Particules	Energies	W_R
photons	toutes	1
électrons	toutes	1
protons	>2Mev	5
α et ions lourds	toutes	20

La dose équivalente s'exprime en sievert (Sv), qui correspond à un (J/kg) déposé par dans la matière pour les photons et les électrons. Il n'existe pas de capteur de dose équivalente. Cette

dose est toujours obtenue par le calcul. Les «dosicards» essaient d’approcher cette notion en utilisant la notion du capteur spécifique à chaque type de rayonnement.

3.1.8 La dose efficace E

La dose efficace rend compte des effets des rayonnements au niveau tissulaire. Ce concept est très délicat car il est basé sur l’observation ou l’estimation des effets de l’irradiation sur les différents organes d’une population d’individus. Cette observation permet de qualifier un type d’exposition sur un organe donné et de remonter à un chiffre. Le passage de la dose équivalente H à la dose efficace E prend en compte l’efficacité biologique des organes touchés par l’intermédiaire d’un coefficient de pondération tissulaire W_i elle s’écrit avec la formule suivante :

$$E = \sum W_T H_i \quad (3.10)$$

Tableau 4.2 : Facteurs de pondération tissulaire pour quelques organes (CIPR60)–

Organes	W_T
gonades	0,20
seins	0,05
peau	0,01
estomac	0,12

3.1.9 Notion d’équilibre électronique

Considérons un faisceau étroit de photons monoénergétiques passant du vide dans un milieu matériel disposé normalement à sa trajectoire. On suppose que le faisceau n’est pas atténué. En tenant compte du fait que pour les photons, la probabilité d’interagir par unité de longueur est constante, on admettra que chaque tranche dx est le siège d’un nombre constant d’interactions.

Les électrons mis en mouvement emportent en moyenne toujours la même quantité d’énergie E_{tr} , leur parcours dans le milieu est donc fixé.

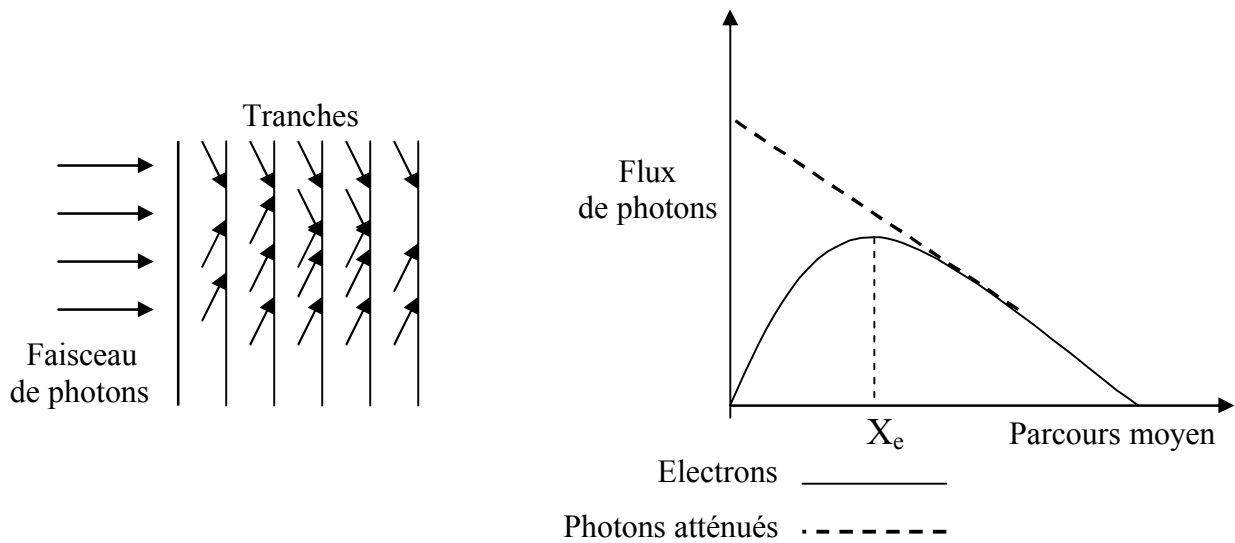


Figure 3.3 : Schéma représentatif de l'équilibre électronique –

Au départ, chaque tranche dx est traversée par un nombre croissant d'électrons. Ce n'est qu'à partir de la $n^{\text{ième}}$ tranche que le nombre atteint une valeur qui demeure constante. Au-delà de la profondeur qui correspond à la portée maximale des électrons mis en mouvement, il y a autant d'électrons qui terminent leurs parcours qu'il y en a de mis en mouvement. C'est à partir de cette profondeur que l'équilibre électronique est réalisé et que le rapport entre la fluence d'électrons et de photons est alors constant [12].

3.2 Dosimètres utilisés en physique médicale

3.2.1 Films dosimétriques

La couche sensible du film est une émulsion de bromure d'argent et de gélatine prise en sandwich entre deux couches protectrices en plastique. Les particules chargées incidentes sur l'émulsion réduisent les ions Ag^+ présents et produisent une image latente qui peut être révélée après développement. La densité optique de l'image est directement proportionnelle à la dose déposée sur une certaine plage d'énergie. Les films photographiques ont une bonne sensibilité, et une excellente résolution spatiale. Par contre, ils présentent une sur-réponse aux électrons de basse énergie. Ils peuvent atteindre une précision de 5 % comme dosimètre absolu. Ce dosimètre est considéré comme le seul dosimètre légal pour les personnes directement affectées aux travaux sous rayonnements.

3.2.2 Dosimètres à Thermoluminescences

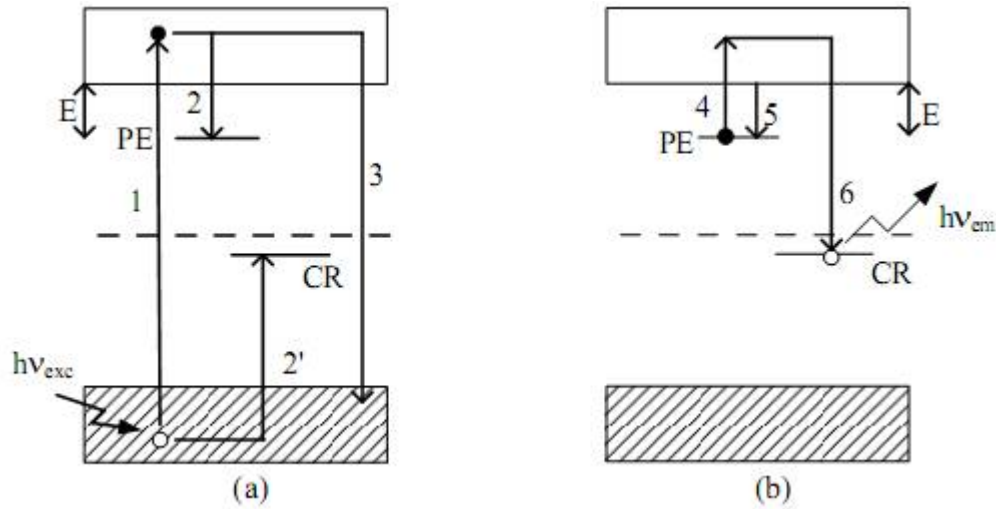


Figure 3.4 : Etapes du processus de thermoluminescence –

Les dosimètres à thermoluminescence (TLD) sont des petits cristaux diélectriques dopés qui contiennent des pièges à électrons, trous, et des centres de recombinaison. Les défauts présents dans la structure cristalline permettent de piéger les électrons qui se créent après l'ionisation due à la radiation. Les centres de radiation permettent de recombiner les électrons et les trous, ce qui produit des photons optiques après le chauffage de ce cristal.

Les TLD ont l'avantage d'être indépendants des débits de dose. Ils ont une bonne précision (1%). Comme pour les films, leur lecture nécessite l'application d'un cycle plus ou moins complexe [11].

3.2.3 Les Calorimètres

La calorimétrie exploite l'élévation de la température qui résulte du dépôt d'énergie dans la matière. C'est une méthode conceptuellement simple et directe de mesure de dose. Mais elle est compliquée par le fait que l'élévation de la température dont il est question pour les doses courantes en radiothérapie est extrêmement faible. Par exemple, une dose de 5 Gy provoque une élévation de température de 1 kg d'eau de l'ordre de $1,2 \times 10^{-3}$ K. (On sait que l'eau a une capacité calorifique de $4,18 \times 10^3$ joule.kg⁻¹.K⁻¹).

Actuellement, seuls les grands laboratoires internationaux possèdent de tels instruments. Notons qu'il s'agit d'une méthode dosimétrique de référence appliquée pour la détermination des coefficients d'étalonnage en termes de dose absorbée dans l'eau au niveau des

laboratoires primaires. Ces coefficients d'étalonnage sont préconisés par les protocoles dosimétriques TG-51 de l'AAPM et TRS 398 de l'AIEA.

3.2.4 Chambres à ionisation

Le principe de base de la chambre à ionisation est la collecte de charges produites par le passage d'une radiation ionisante dans la matière. La charge mesurée dans l'air de la cavité de la chambre donne l'exposition, quantité qui fut longtemps la quantité de référence pour la calibration des appareils utilisés en radiothérapie. L'air est la substance la plus souvent utilisée dans ce type de chambre car l'énergie requise pour produire une paire d'ions dans l'air est indépendante de l'énergie des particules incidentes. Les chambres d'ionisation sont précises mais leur résolution spatiale est limitée. La mesure par la chambre à ionisation est moyennée sur le volume de mesure, la valeur moyenne de la dose dans tout le volume sensible est donnée par application de plusieurs facteurs correctifs tenant compte de l'humidité, la température, la pression et autres facteurs de perturbation. Cependant leur précision et leur convivialité font des chambres à ionisation les dosimètres les plus couramment utilisés en radiothérapie.

3.2.5 Gel (dosimétrie chimique)

La radiation, en interagissant avec certaines molécules, peut déclencher certaines réactions chimiques. La concentration de produits de réaction peut alors informer sur la dose déposée dans le milieu. Le dosimètre de Fricke, à titre d'exemple, est un composé de sulfate de fer qui s'oxyde en présence de radiation. La concentration d'ions de fer permet de déterminer la dose reçue. Cette concentration peut être déterminée soit par un appareil de résonance magnétique soit par une méthode de lecture optique (spectrophotométrie). Les dosimètres chimiques possèdent une bonne résolution spatiale ; malheureusement, leur préparation est délicate. Comme la calorimétrie, l'utilisation du dosimètre chimique reste limitée aux laboratoires de métrologie où à la radiochimie.

3.2.6 Semi-conducteurs

Des paires électrons trous sont formées lors du passage de particules ionisantes à travers un semi-conducteur. Il est possible d'utiliser la région neutre située à l'interface d'une jonction P-N (un sandwich de semi conducteur dopé p et n) pour guider des paires d'électrons trous générées par des particules ionisantes hors de cette zone par le champ électrique présent dans

la jonction. Ce type de détecteur est généralement construit en silicium ou en germanium et peut être opéré selon deux modes : il est possible de compter le nombre de charges produites ou de mesurer la variation de tension seuil de la diode avec un transistor de type MOSFET. Des dosimètres à semi-conducteurs intégrant des MOSFET sont utilisés pour la mesure de dose en radiothérapie pour des applications spéciales. Ce type de détecteur possède un faible volume et une bonne résolution spatiale, mais ils sont loin d'être équivalents tissus et doivent être calibrés régulièrement afin de fournir une réponse précise.

3.3 Protocoles dosimétriques

Pour évaluer avec précision la dose produite par un rayonnement ionisant, on met en œuvre l'un des protocoles dosimétriques existants. A titre d'exemples : le TG21 (AAPM 1983) [27], le TRS 277 (AIEA 1987[6],1997), le TG25 (AAPM 1991) [5]. Tous ces protocoles sont basés sur des mesures par le biais de chambres d'ionisation plates ou cylindriques et passant par des formalismes de complexité variable.

Il faut préciser que l'évaluation de la dose absorbée n'est possible qu'avec une chambre d'ionisation étalonnée. L'électromètre relié à une chambre d'ionisation fournit des indications exprimées en terme de grandeurs physiques connues (courants, charges). Pour établir une relation fiable entre les indications de l'appareil et la valeur réelle de la grandeur recherchée (Dose, Kerma), il faut tenir compte d'un facteur d'étalonnage déterminé dans un laboratoire de référence, ainsi que d'autres facteurs de correction liés aux paramètres physiques de la chambre, aux paramètres dosimétriques, au milieu de mesure.

Le facteur d'étalonnage est déterminé par un laboratoire de référence et les facteurs de correction sont définis expérimentalement ou donnés par la littérature.

Des protocoles de dosimétrie pour la calibration des faisceaux d'électrons et de photons de haute énergie ont fait l'objet de publications au cours de ces vingt dernières années. Les auteurs de ces publications sont des organisations nationales ou internationales comme l'AIEA, l'AAPM (American Association of the Physicists in Medicine), la JARP (Japanese Association of Radiological Physics). Parmi ces protocoles, on retrouve le protocole TRS 277 de l'AIEA et le protocole TG21 de l'AAPM. Ces protocoles sont basés sur l'étalonnage des chambres d'ionisation en Kerma à l'air libre dans un faisceau de cobalt 60 et la détermination de la dose absorbée dans l'eau à travers le facteur d'étalonnage N_K . On retrouve dans ces publications, des instructions détaillées permettant de réaliser la dosimétrie de toutes les radiations modernes avec une grande précision.

D'autres publications ont vu le jour ultérieurement. Elles décrivent des protocoles basés sur la détermination de la dose absorbée dans l'eau pour différents faisceaux employés en radiothérapie. Au nombre de ces protocoles, le TRS398 de l'AIEA (Andreo et al 2000), le TG51 de l'AAPM [18].

Ces nouveaux protocoles dosimétriques ont établi des références métrologiques pour la détermination de la dose absorbée dans l'eau. Ils ont également introduit des simplifications dans les formalismes, ce qui réduit l'incertitude sur l'évaluation de la dose absorbée. Celle-ci reste toujours plus faible que l'incertitude liée aux anciens protocoles. De plus, ils permettent d'englober de façon systématique, les différentes approches mondiales pour la détermination de la dose absorbée dans l'eau en dehors des conditions de référence.

En raison des avantages qu'ils offrent, ces protocoles ont été adoptés par la majorité des laboratoires d'étalonnage du monde. Le but recherché consiste toujours à établir par les voies les plus simples, une relation entre la dose réelle absorbée et l'indication chiffrée de l'électromètre.

3.4 : Détermination de la qualité du faisceau

L'indice de qualité du faisceau est un paramètre simple qui décrit le faisceau. Il peut être déterminé de deux façons :

- 1- Il est le rapport tissu fantôme $TPR_{20,10}$ ou le rapport de la lecture corrigée de la chambre à 20 cm de profondeur dans l'eau sur la lecture corrigée de la chambre à 10 cm de profondeur, avec une taille du champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ au niveau du plan du centre de la chambre et une distance source chambre fixe de 100 cm (figure 3.7).

$$Q = TPR_{20,10} = M_{20} / M_{10} \quad (3.11)$$

- 2- La deuxième méthode consiste à mesurer les lectures corrigées par tout les effets de température, de pression, de recombinaison, de polarité de la chambre à ionisation à 20 et 10 cm de profondeur en gardant la distance source surface fixe à 100 cm avec une ouverture du champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ au niveau de la surface. L'indice de qualité est alors donné par la relation suivante :

$$Q = 2,012 - 1,05 \times M + 0,1265 \times M^2 + 0,01877 \times M^3 \quad (DIN 6800-20 1997) \quad (3.12)$$

où M est le rapport de la lecture corrigée à 10 cm sur celle à 20 cm de profondeur.

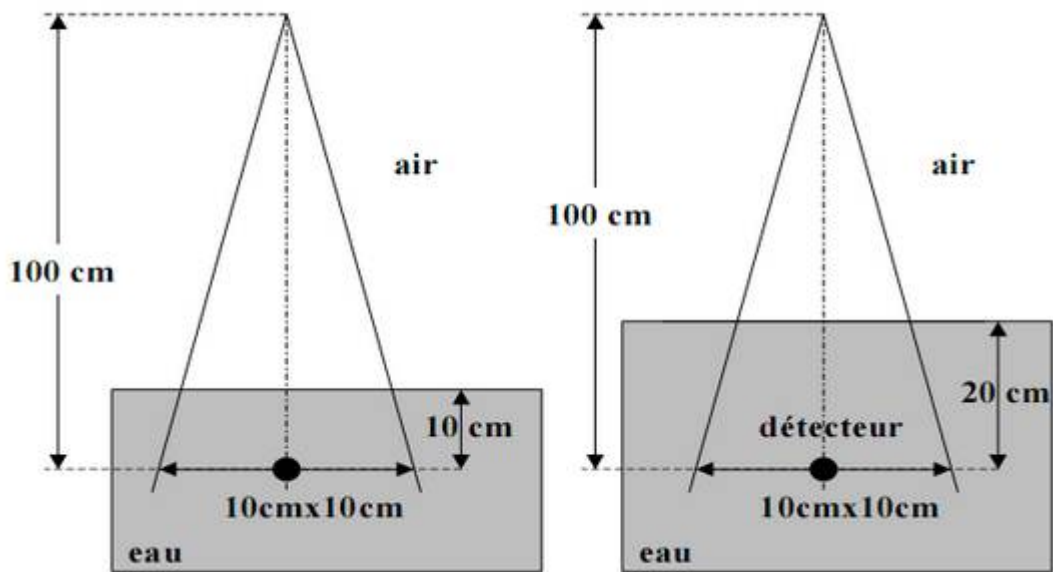


Figure 3.5 : Détermination de la qualité du faisceau par la première méthode

3.5 Procédures d'étalonnage

L'application des rayonnements ionisants en radioprotection et en radiothérapie nécessite l'étalonnage de l'appareil de mesure. Cette opération consiste à trouver une relation entre l'indication de l'appareil et la grandeur dosimétrique vraie (kerma, exposition, dose absorbée).

A ce jour il existe deux méthodes d'étalonnage :

- soit en terme de kerma pour un faisceau de référence de photons gamma du Cobalt
- soit en terme de dose absorbée dans l'eau pour un faisceau de référence de photons gamma du Cobalt ou rayons X produits par l'accélérateur.

3.5.1 Étalonnage à l'air libre

Cette méthode se base sur l'utilisation du coefficient d'étalonnage en terme de kerma à l'air libre N_K fourni par un laboratoire d'étalonnage. Elle est recommandée par les anciens protocoles dosimétriques TRS 277 (IAEA 1987, 1997) et le TG 21 (AAPM)

Le coefficient d'étalonnage en terme de kerma à l'air libre s'exprime par la relation suivante :

$$N_K = K_{air} / M_Q \quad (\text{En cGy/ unité de lecture}) \quad (3.13)$$

avec :

K_{air} : valeur du kerma dans l'air pour un faisceau de Cobalt 60 pour un temps d'irradiation t

M_Q : Lecture de l'instrument de mesure (électromètre) en terme de courant ou de charge corrigée par le facteur $K_{T,P}$ (température et pression) ainsi que pour l'effet de l'humidité.

Si on place une autre chambre pour l'étalonner dans le même faisceau avec la même géométrie pour une durée de temps égale à celle de la première chambre, le facteur d'étalonnage en terme de kerma dans l'air de cette deuxième chambre (N_K') sera donné par la relation suivante :

$$N_K' = N_K \times (M_Q / M_Q') \quad (3.14)$$

M_Q' : Lecture corrigée de la chambre à étalonner pour le même temps d'irradiation.

En dosimétrie clinique, le facteur K est utilisé pour déterminer la dose dans l'eau, le passage à la dose dans l'eau pour un faisceau de qualité Q , selon le TRS 277 en utilisant la relation suivante :

$$D_{eau,Q} = M_Q \times N_K \times (1 - g) \times k_{att} \times k_m \times k_{ele} \times S_{eau,air,Q} \times P_Q \quad (3.15)$$

g : représente la fraction de l'énergie des électrons secondaires perdue par rayonnement de freinage ($g=0,003$) pour les photons du Cobalt.

k_{att} : facteur corrigeant l'atténuation et la diffusion des photons dans la paroi et le capuchon de la chambre

k_m : facteur corrigeant la non-équivalence de la paroi du capuchon à l'air

k_{ele} : facteur introduit par le protocole dosimétrique le plus récent (TRS 398) qui prend en compte la perturbation de la cavité d'air de la chambre due à l'électrode

$S_{eau,air,Q}$: rapport des pouvoirs d'arrêt par collision de l'eau et de l'air

P_Q : facteur correctif qui inclut l'effet de la non équivalence de la paroi de la chambre à l'eau ainsi que l'effet de la différence de la diffusion des électrons entre l'air et la cavité d'eau remplacée par l'air pour la qualité de rayonnement Q .

$D_{eau,Q}$ est la valeur de la dose mesurée par la chambre à ionisation dans l'eau. Le point effectif de mesure est placé à une profondeur de référence. Ce point effectif est obtenu par déplacement du centre géométrique d'une distance égale à $0,6 \times$ rayon intérieur de la chambre d'ionisation.

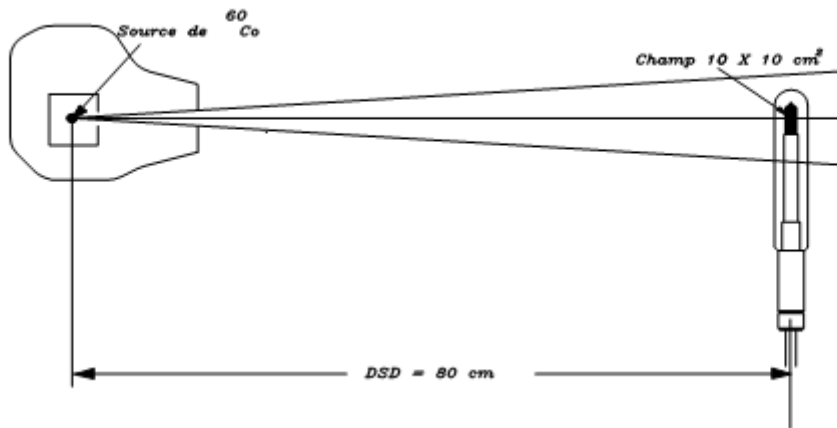


Figure 3.6 : Dispositif expérimental pour l'étalonnage à l'air libre

3.5.2 Étalonnage dans l'eau

Cette deuxième méthode, qui est proposée par le protocole dosimétrique TRS 398, peut être utilisée pour les faisceaux de Cobalt 60, ou les rayons X haute énergie. Elle se base sur l'utilisation du coefficient d'étalonnage en terme de dose absorbée dans l'eau qui est défini pour un faisceau de qualité Q_0 par la relation suivante :

$$N_{D,eau,Q_0} = D_{eau,Q_0} / M_{Q_0} \quad (3.16)$$

où :

M_{Q_0} représente la réponse de l'instrument de mesure en termes de courant ou charge corrigée pour l'influence des conditions atmosphériques et d'humidité et pour les effets de recombinaison et polarité.

D_{eau,Q_0} est la dose absorbée dans les conditions de référence dans l'eau au point de centrage de la chambre à ionisation en absence de la chambre.

N_{D,eau,Q_0} est le facteur d'étalonnage de la chambre d'ionisation, exprimé en unité de lecture par cGy, déterminé dans le faisceau de référence de qualité Q_0 .

L'avantage de cette méthode en dosimétrie clinique est quelle permet de déduire la dose dans l'eau pour un faisceau de qualité différente en introduisant le facteur de qualité k_{Q,Q_0} qui corrige la différence de la qualité de faisceau.

$$D_{eau,Q} = M_Q \times N_{D,eau,Q_0} \times k_{Q,Q_0} \quad (3.17)$$

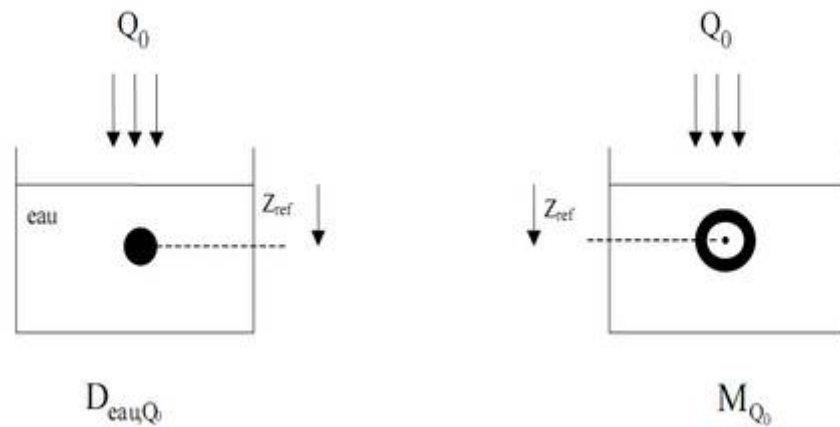


Figure 3.7 : Détermination du facteur d'étalonnage dans l'eau

Le facteur de qualité est alors le rapport des coefficients d'étalonnage de la chambre respectivement pour les qualités Q et Q_0 . k_{Q,Q_0} dépend du type de chambre utilisée et est déduit expérimentalement. Son avantage est qu'il regroupe l'ensemble des facteurs correctifs cités par les anciens protocoles dosimétriques, ce qui facilite la tâche en dosimétrie clinique.

Chapitre 4

Caractérisation de la chambre à extrapolation

4.1 Historique

La première chambre à extrapolation fut l'œuvre de Failla [31]. Il la réalisa en 1937 pour déterminer les doses relatives en surface pour des faisceaux de photons de moyenne et haute énergie et pour la dosimétrie des rayonnements beta ainsi que les faisceaux RX de basse énergie.

En 1955, Genna et Laughlin[32] proposèrent l'emploi de la chambre à extrapolation pour la dosimétrie des faisceaux cliniques. Ils ont étalonné un faisceau de Cobalt 60 à l'aide d'une chambre à extrapolation conçue dans un fantôme en polystyrène.

Plus tard, au moyen d'une chambre à extrapolation de son invention, Klevenhagen[16] réalisa un autre travail de dosimétrie de faisceaux de photons et d'électrons. Il appela sa chambre à extrapolation « chambre à gradient d'ionisation ».

Les travaux de Klevenhagen ont été repris plus récemment par d'autres auteurs. Une reproduction de ses expériences a fait l'objet d'une publication en 1997[20].

4.2 Description de la chambre à extrapolation

La chambre à extrapolation qui a été utilisée pour notre travail est de type Bohm 23392. Une vue transversale de cette chambre est schématisée par la figure 4.1.

Dans son fonctionnement la chambre à extrapolation ressemble à une chambre d'ionisation plate les dimensions du volume de collection (11) étant variables.

Les matériaux qui constituent le piston et les structures environnantes ainsi que la fenêtre d'entrée(10) sont choisis pour être équivalents tissus en tenant compte des pouvoirs d'arrêt massique des radiations de différents énergies.

La fenêtre d'entrée (10) est maintenue à l'aide d'un anneau (2) sur le logement de l'électrode. Cette fenêtre est polarisée par l'intermédiaire de la fiche BNC (haute tension) (8). L'électrode se trouvant à l'arrière au niveau du bloc (13), possède une surface induite en graphite (12). Cette surface est divisée en deux parties : une partie circulaire (30 mm de diamètre) et un anneau de garde, par l'intermédiaire d'une rainure de 0,2 mm de profondeur et de largeur. Le connecteur BNC de collection (3) doit être connecté à l'aide d'un câble coaxial à un électromètre de précision ; cela, dans le but de mesurer la charge produite dans la cavité (11) de la chambre après irradiation.

Le volume effectif de la chambre à extrapolation peut être changé en faisant varier la distance entre l'électrode de collection(12) et l'électrode de garde(10) (cette distance est comprise entre 0,5 à 15 mm) à l'aide d'une vis micrométrique avec un parallélisme de l'électrode maintenu avec une exactitude de $\pm 1 \mu\text{m}$. Une telle précision est obtenue en montant un bloc de plexiglas sur le barreau (4) maintenu par un ressort (5) qui se déplace à l'intérieur d'un guide cylindrique long de 125 mm.

L'échelle sur la vis micrométrique (Vernier) donne la profondeur exacte de la chambre en mm.

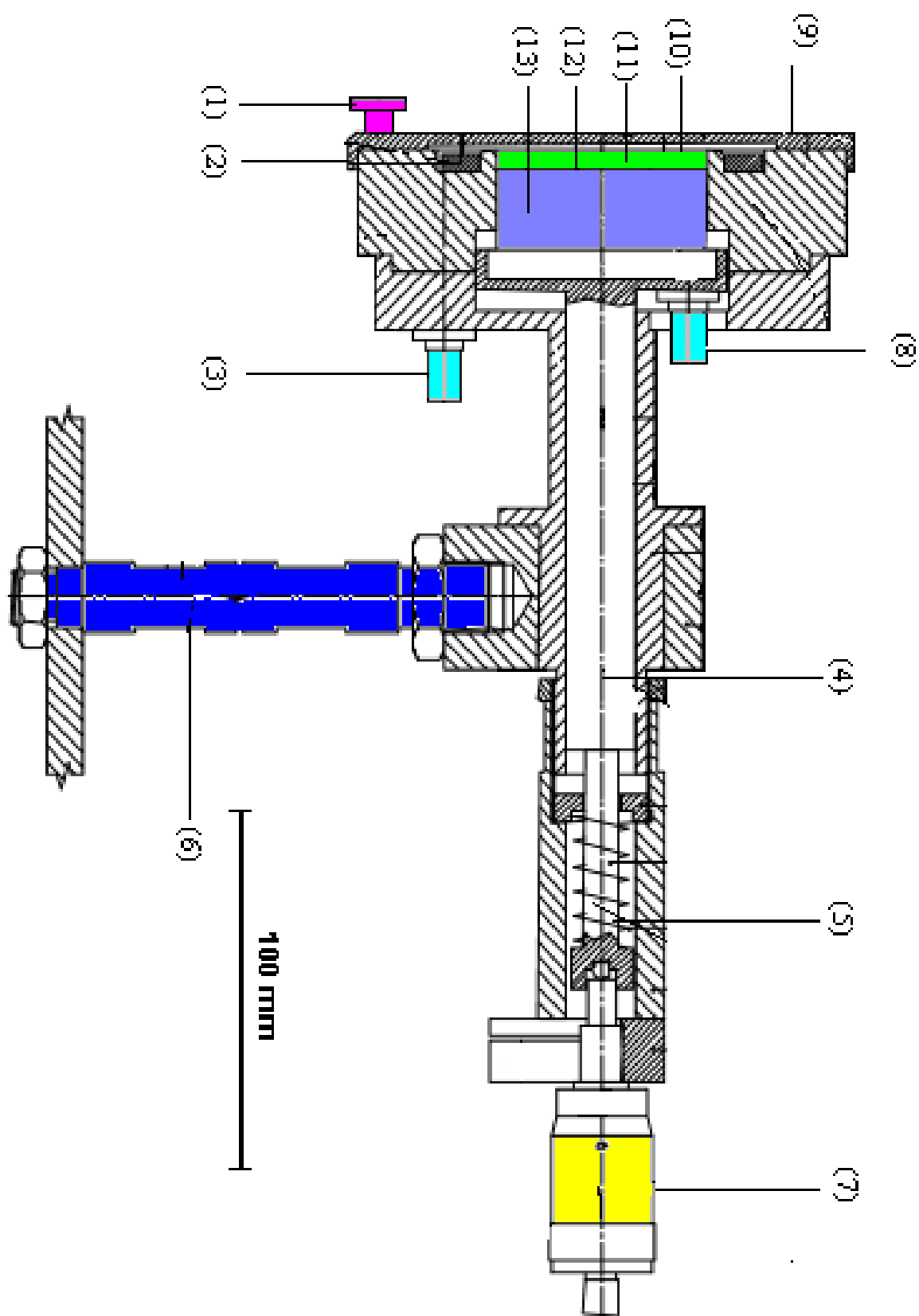


Figure 4.1: Schéma de la chambre à extrapolation

La chambre peut être fixée sur le banc de mesure à l'aide de la tige Support (6).

Un cache protecteur en plastique (9) est placé sur la fenêtre d'entrée cela pour empêcher l'endommagement de la fenêtre d'entrée; sa fixation est garantie grâce à trois vis amovibles (1) [21].

4.3 Détermination de l'aire de l'électrode de collection

La détermination précise de la dose absorbée à l'aide d'une chambre à extrapolation dépend beaucoup de la connaissance précise de l'aire A de l'électrode de collection. La détermination physique de cette aire peut différer de l'aire effective à cause de la rainure de largeur non négligeable qui sépare l'électrode de collection (12) à l'électrode de garde (10). Une méthode est alors préférée pour la détermination expérimentale de l'aire effective.

On peut comparer la chambre à extrapolation à un condensateur ayant deux plaques parallèles de surface A séparées par une distance d dont l'une est amovible [1,2,3,4,20]. La capacité de ce condensateur est donc donnée par la relation :

$$C = \frac{\Delta Q}{\Delta V} = \kappa \epsilon_0 \frac{A}{d} \quad (4.1)$$

où

ϵ_0 est la permittivité électrique du vide ($8,854 \times 10^{-12}$ F/m).

d représente la séparation entre les deux électrodes.

κ est la constante diélectrique ($\kappa = 1$ pour le vide).

Pour déterminer la capacité de la chambre, les mesures ont été effectuées avec un capacimètre LCR Meter Modèle HP 4263A du constructeur Hewlett Packard. L'avantage de cet instrument est de mesurer des petites capacités avec une très bonne précision.

Pour chaque écartement d , trois valeurs de la capacité C ont été mesurées. Les résultats de ces mesures et calculs ont été rapportés dans le tableau 4.1. La variation de $1/C$ en fonction de l'écartement d , est illustrée par la figure 4.2.

On voit d'après la figure 4.2. que la relation entre l'écartement d des électrodes et la capacitance mesurée est quasi linéaire.

$$\frac{1}{C} = \alpha \times d + \beta \quad (4.2)$$

Avec $\alpha = 0,1539$ et $\beta = 0,0122$

Le terme β représente l'inverse de la capacité parasite qui est due au câblage électrique reliant la chambre à extrapolation au capacimètre.

$C_{\text{parasite}} = 1/0,0122 = 0,09$ pF

Tableau 4.1. Résultats de la mesure de capacitance

Ecartement d (mm)	C (pF)	1/C (pF ⁻¹)
0	62,51	0,02
1	5,78	0,17
2	3,03	0,33
3	2,05	0,49
4	1,55	0,64
5	1,24	0,81
6	1,04	0,96
7	0,89	1,13
8	0,77	1,29
9	0,69	1,45
10	0,60	1,61

D'après la relation (4.1) on peut déduire que $(1/\epsilon_0 A) = 0,1539 \text{ pF}$.

$A = 708,14 \text{ mm}^2$ et puisque l'électrode a une forme circulaire on peut déduire facilement son diamètre $A = 3,14 \times (D/2)^2$ alors $D = 30,037 \text{ mm}$

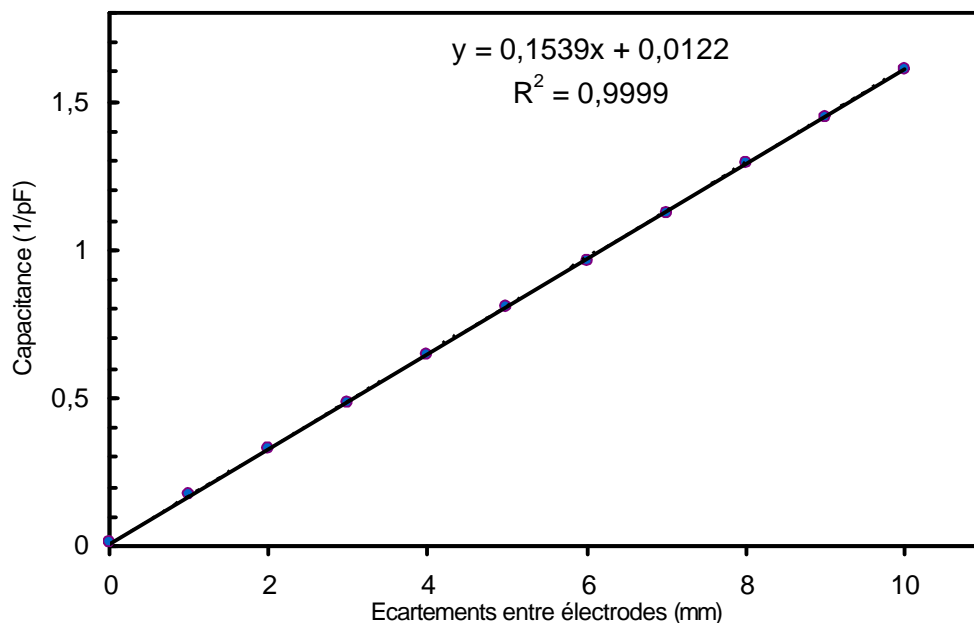


Figure. 4.2. Variation de la capacitance 1/C en fonction de l'écartement d des électrodes

Pour vérifier l'exactitude de nos résultats l'aire de l'électrode a été calculée une deuxième fois en utilisant d'autres séries de mesures. Les valeurs de la capacité parasite et de l'aire de l'électrode ($D=30,027$ mm, $C_{\text{parasite}}=0,39$ pF) diffèrent légèrement des valeurs trouvées lors des premières mesures. Cela est du probablement aux conditions de mesures différentes.

4.4. Caractérisation de la chambre dans un faisceau de Cobalt

4.4.1 Effet de saturation

En radiothérapie généralement, la dose absorbée est liée directement à la valeur de la charge Q collectée dans la cavité. Le passage d'une radiation ionisante dans la cavité crée des paires de charges (électrons, ions positifs). La collection de cette charge se fait par l'application d'un champ électrique entre les deux électrodes de la chambre ; mais généralement, cette charge collectée est inférieure à Q_{sat} qui représente la charge de saturation. Cela est dû principalement à l'effet de recombinaison et à la diffusion thermique par application du champ électrique. On définit alors la fonction d'efficacité de collection de charge.

Vu que la dose absorbée par la chambre à extrapolation a un lien direct avec la charge collectée (le gradient d'ionisation dQ/dz (z représente l'écartement entre électrodes) qui nécessite la mesure avec précision de plusieurs charges pour une seule mesure de dose, l'étude de l'effet de saturation en fonction de la tension de polarisation a une importance capitale. On doit s'assurer que les charges sont mesurées avec la même saturation et que le champ électrique appliqué entre les électrodes est indépendant de la distance qui les sépare.

4.4.1.1. Matériels et méthode

Pour déterminer la tension de saturation de la chambre à extrapolation, nous avons utilisé le matériel suivant :

1. Chambre à extrapolation insérée dans un fantôme de PMMA (plexiglas)
2. Electromètre Kheitley 6517.
3. Câblage électrique de liaison entre la chambre à extrapolation à l'électromètre.
4. Unité de ^{60}Co Eldorado 78.
5. Plaque de PMMA.
6. Baromètre
7. Thermomètre

Les mesures sont effectuées en utilisant le dispositif expérimental représenté par la figure 4.3.

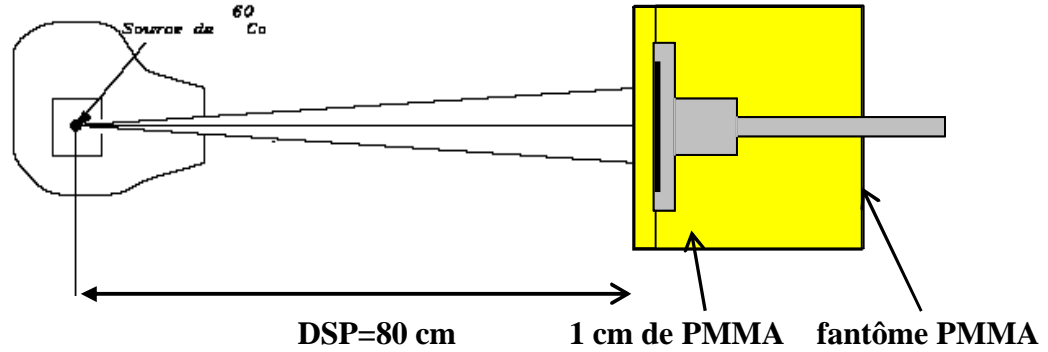


Figure. 4.3 : Dispositif expérimental pour la détermination de la tension de saturation

Après avoir laissé le temps à l'électromètre pour se stabiliser (30 mn), on relève pour chaque écartement la valeur du courant qui est la moyenne d'une série de mesures composée de 100 valeurs, et cela en augmentant à chaque fois la tension de polarisation par pas de 10 Volts pour chaque écartement, les valeurs des courants I sont corrigées pour tenir compte de l'influence de la température et de la pression en appliquant le facteur $K_{T,P}$:

$$I_{cor} = I \times \left(\frac{273,15 + T}{293,15} \right) \times \left(\frac{760}{P} \right) \quad (4.3)$$

T : Température en Kelvin

P : Pression en mm Hg

Vu le temps d'acquisition qui est voisin de 100 secondes, la pression et la température sont considérées comme constantes pour la même série de mesure. Pour chaque écartement, les valeurs du courant I sont normalisées par rapport à la valeur obtenue après saturation.

4.4.1.2 Résultats

Les résultats sont représentés par la figure 4.4.

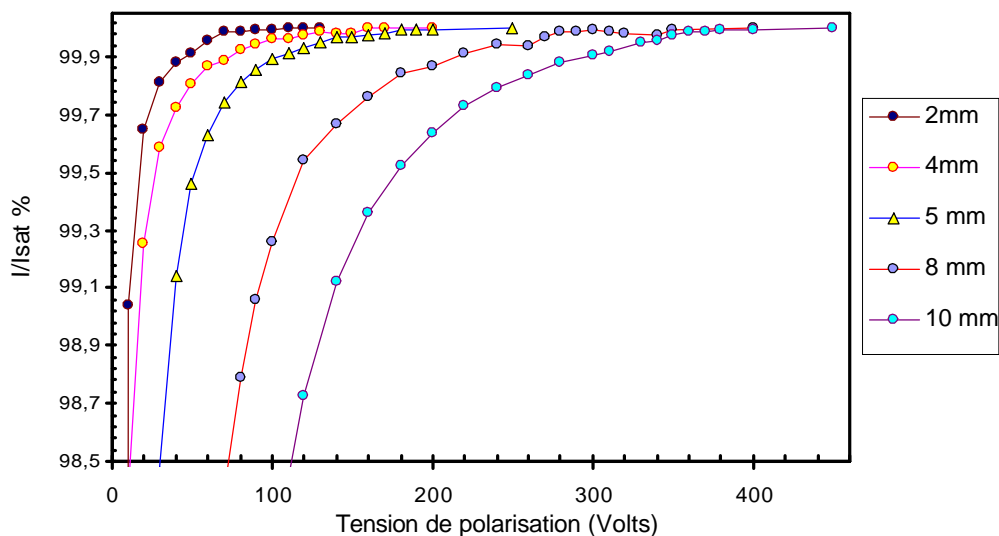


Figure. 4.4 : Variation du rapport courant sur courant de saturation en fonction de la tension

D'après le graphe précédent, on peut constater que pour chaque écartement, la réponse de la chambre dépend de la tension de polarisation. Ceci est bien visible pour les grands écartements. Pour un volume d'air important la tension de polarisation doit être importante pour collecter toutes les charges produites et minimiser la recombinaison.

A partir de ces résultats on déduit que la tension de polarisation a un rapport constant avec l'écartement entre électrodes, elle est de l'ordre de 35 V/mm pour une efficacité de collection $f \approx 99,99\%$. Donc l'utilisation de cette chambre dans un faisceau de Cobalt 60 nécessite une polarisation d'au moins 35 V/mm.

4.4.2 Effet de recombinaison

Après le passage d'une radiation ionisante dans la cavité d'air, il y a création de paires électrons-ions positifs. La probabilité pour que ces paires se recombinent en molécules neutres dépend de la concentration de ces ions et du temps d'interaction ioniques. Le nombre de charges perdues par recombinaison par unité de volume et de temps est défini comme de taux de recombinaison.

Le taux de recombinaison = $d / dV(dN / dT)$

$$d / dV(dN / dT) = \alpha \times C^+ \times C^- \quad (4.4)$$

α étant une constante de proportionnalité appelée constante de recombinaison

C^+ et C^- sont respectivement la concentration des ions positifs et négatifs.

La perte de charges par recombinaison peut générer une erreur sur la mesure de dose pour un dosimètre qui utilise une cavité d'air (c'est le cas de la chambre à extrapolation). Ceci nous oblige à appliquer un facteur correctif k_{rec} qui dépend de la géométrie de la chambre, de la tension de polarisation appliquée ainsi que de la densité de charges produite dans la cavité. Les travaux effectués par Mie (1907), Boag et Wilson (1952) ont abouti à lier le facteur de recombinaison avec la fonction d'efficacité de collection $f_g(V)$ qui dépend de la tension de polarisation V par la relation suivante.

$$f_g(V) = Q(V) / Q_{sat} = 1 / (1 + A_g / V^2) \quad (4.5)$$

A_g est un paramètre proportionnel au débit de dose pour les radiations continues.

Dans la région proche de la saturation ($f_g(V) \geq 0,7$), la relation précédente devient

$$1 / Q = 1 / Q_{sat} + \lambda_g / V^2 \quad (4.6)$$

Avec $\lambda_g = \Lambda_g / Q_{sat}$

Le facteur k_{rec} peut être déduit facilement :

$$k_{rec} = 1 / f_g(V_{pol}) = Q_{sat} / Q(V_{pol}) \quad (4.7)$$

où V_{pol} est la tension de polarisation propre à la chambre.

Dans le cas de notre chambre à extrapolation, chaque écartement entre électrodes possède sa propre tension de polarisation (ex : d=10mm V_{pol} =350 Volts).

Dans le protocole dosimétrique TSR 398 [14], la méthode des deux voltages est recommandée. Cette dernière se base sur le principe de calculer les charges collectées Q_1 et Q_2 pour deux tensions différentes V_1 et V_2 ($V_1 > 2V_2$). En combinant les trois relations, on peut déduire la fonction d'efficacité de collection donc le facteur de recombinaison.

$$f_g(V_1) = Q_1 / Q_{sat} = ((Q_1 / Q_2) - (V_1 / V_2)^2) / (1 - (V_1 / V_2)^2) \quad (4.8)$$

L'évaluation du facteur de recombinaison a été effectuée pour tous les écartements d'électrodes de la chambre à extrapolation dans la région du build up et hors build up. Les résultats sont illustrés dans le tableau suivant :

Tableau 4.2 : Résultats de mesure du facteur recombinaison

Ecartement (mm)	k_{rec} (région build up)	k_{rec} (hors build up)
0,5	1,0011	1,0012
1	1,0007	1,0002
2	1,0002	1,0002
3	1,0002	0,9999
4	0,9998	1,0003
5	0,9999	1,0005
6	1,0001	1,0005
7	1,0002	1,0008
8	1,0002	1,0010
9	1,0001	1,0013
10	1,0005	1,0019

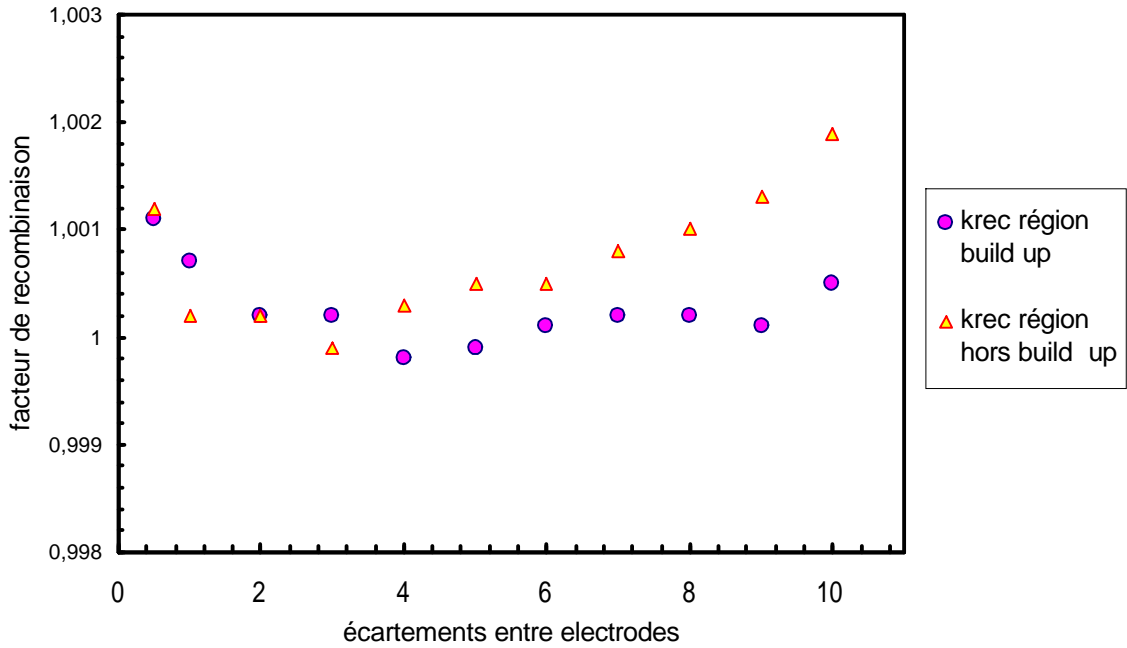


Figure. 4.5 : Variation de k_{rec} en fonction de l'écartement

On constate d'après le graphe 4.5. que l'effet de recombinaison, que ce soit dans le région du build up ou hors build up est compris entre 1,002 et 0,999. Par conséquent, la correction pour ce facteur n'est pas nécessaire pour l'utilisation de la chambre dans les faisceaux de Cobalt 60.

4.4.3 Effet de polarité

L'effet de polarité provient de la perte d'équilibre électronique des matériaux qui entourent le volume de collection ainsi que de la nature du milieu que contient ce volume. Il se manifeste par une différence entre les valeurs absolues des courants d'ionisations mesurés dans les mêmes conditions d'irradiation pour des polarités égales en valeur absolue. Généralement, l'effet de polarité est négligeable pour les chambres d'ionisation. Il existe une méthode simple pour étudier l'effet de polarité : elle consiste à effectuer deux séries de mesures : la première série avec une polarisation positive et la seconde avec une polarisation négative [14,19].

Le facteur de polarité est donné par la relation suivante :

$$k_{pol} = (|Q^+| + |Q^-|) / 2Q \quad (4.9)$$

Q^+ : est la valeur de la charge mesurée à une tension positive

Q^- : est la valeur de la charge mesurée à une tension négative

Q : est la valeur de la charge correspondant à la tension de polarisation utilisée en routine

Le facteur de polarité a été étudié pour la chambre à extrapolation pour tous les écartements. Les valeurs de ce facteur sont illustrées dans le tableau suivant :

Tableau 4.3. Résultats de mesure du facteur de polarité

Ecartement (mm)	k_{pol} (region build up)	k_{pol} (hors build up)
0,5	1,0074	1,0075
1	0,9996	1,0101
2	1,0023	1 ,0014
3	1,0017	1,0002
4	1,0011	1,0009
5	1,0008	1,0006
6	1,0007	1,0005
7	1,0004	1,0003
8	1,0003	1,0002
9	1,0003	1,0000
10	1,0002	0 ,9998

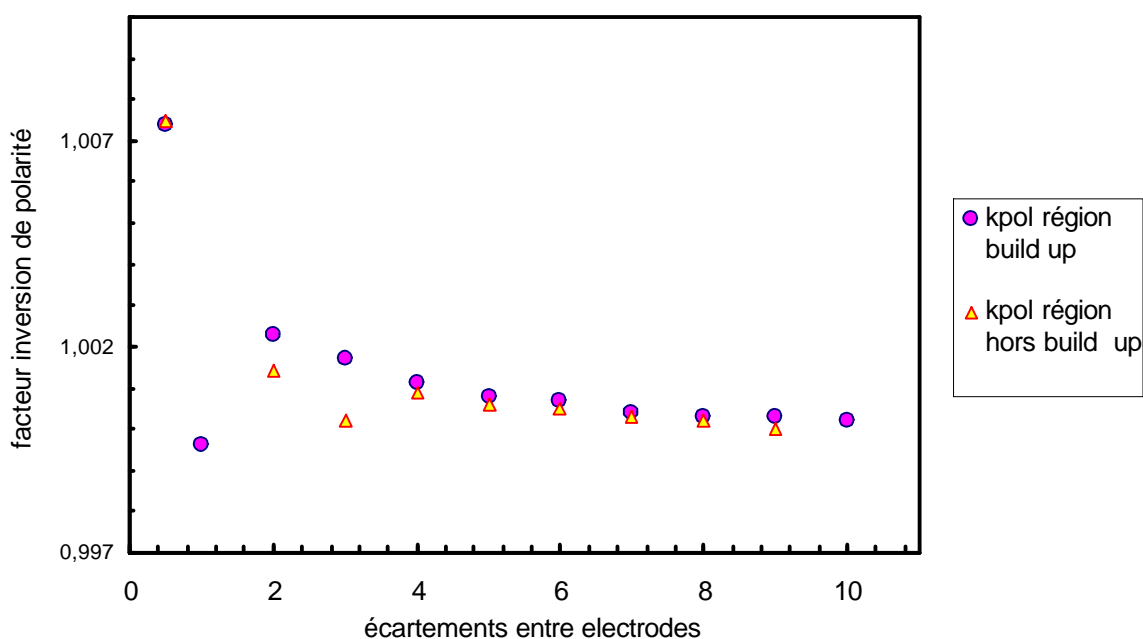


Figure. 4.6 : Variation de k_{pol} en fonction de l'écartement

L'effet de polarité a tendance à diminuer pour les grands écartements et cela dans les deux régions (build up et hors build up). Les valeurs de ce facteur restent néanmoins négligeables. Par conséquent, comme pour le facteur de recombinaison, l'application de ce facteur correctif k_{pol} pour les doses mesurées par la chambre à extrapolation dans un faisceau de ^{60}Co n'est pas nécessaire

4.4.5 Stabilité de la chambre à extrapolation

Tout instrument dosimétrique qui se base sur la mesure de la charge collectée par une cavité d'air possède un temps de stabilité. C'est le cas des chambres d'ionisation cylindriques ou plates. Ce temps est défini comme le temps minimum accordé à ce dosimètre sous irradiation pour atteindre des lectures stables.

Pour déterminer le temps de stabilité de la chambre à extrapolation, nous avons utilisé le dispositif expérimental illustré par la figure 4.3 .

La stabilité a été étudiée pour tous les écartements entre électrode (de 1 mm à 10 mm). Les charges mesurées sont collectées automatiquement et stockées grâce un électromètre 6517 qui permet de faire des mesures de courants ou de charges à des intervalles réguliers. Ces données sont transférées à un PC grâce à un logiciel développé sous Labview. Avant la collecte de ces données, il faut s'assurer que l'électromètre est resté allumé pendant au moins 30 minutes pour éviter les problèmes liés à sa stabilité propre.

4.4.5.1-Résultats

Les résultats sont présentés par les figures suivantes pour certains écartements.

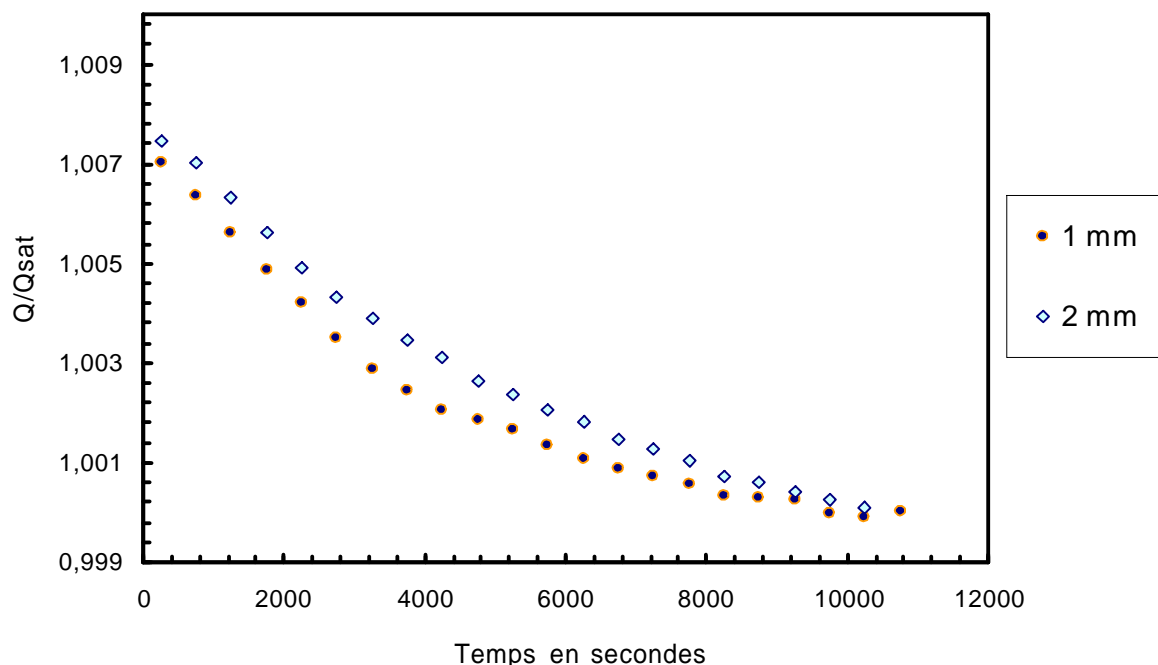


Figure 4.7 : Temps de stabilité de la chambre pour un écartement de 1 et 2 mm.

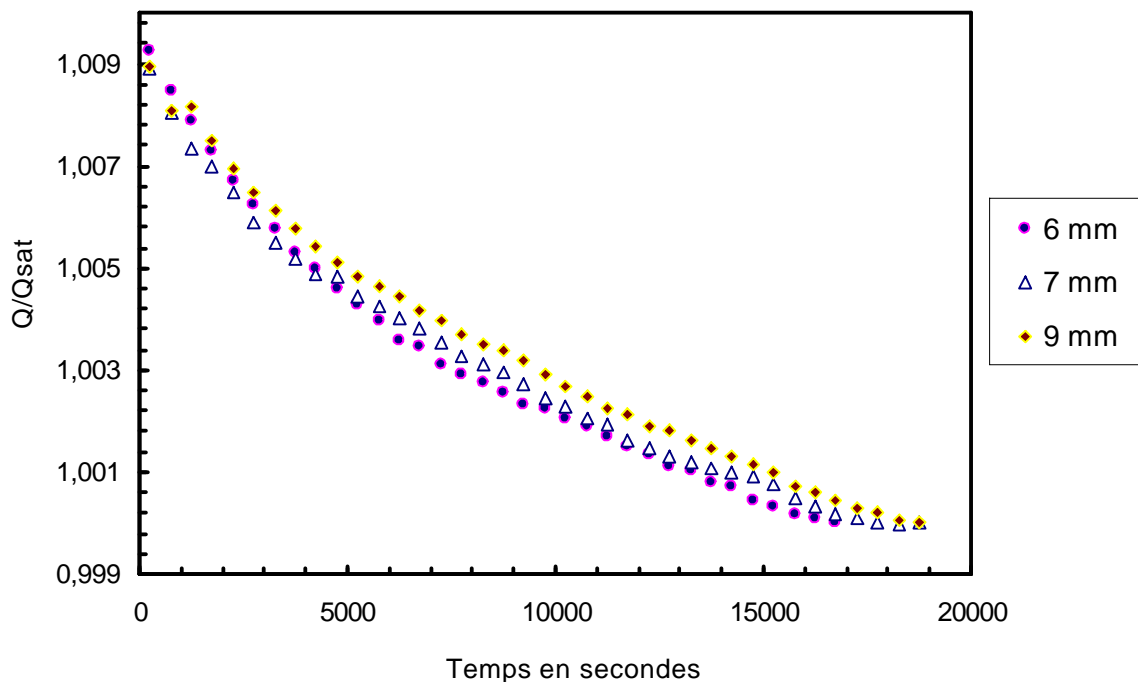


Figure 4.8 : Temps de stabilité de la chambre pour des écartements de 6 , 7 et 9 mm

Les figures 4.7. et 4.8 montrent la variation du rapport de la charge mesurée par rapport la charge collectée dans la zone de stabilité pour différents écartements de la chambre à extrapolation. On remarque bien que le temps nécessaire pour obtenir des lectures stables croit avec l'écartement. Pour un écartement de 1 mm, il faut un temps minimum de 9000 secondes (2 heures et demie), alors que pour 9 mm il faut un temps d'irradiation supérieur à 18000 secondes. Le tableau 4.4 donne l'écart types des mesures effectuées dans l'heure qui suit les 9000 secondes de pré irradiation.

Tableau 4.4 : Écart type des mesures après 9000 secondes d'irradiation

écartement (mm)	écarts type %
1	0,018 %
2	0,028 %
3	0,039 %
4	0,048 %
5	0,057 %
6	0,059 %
7	0,072 %
8	0,078 %
9	0,092 %

Le temps minimal requis par la chambre pour atteindre un régime stable où la variation du signal reste faible dépend de l'écartement des électrodes. D'après le tableau 4.4, on déduit que la chambre doit être mise en marche pendant au moins 2 heures et demie pour qu'elle atteigne son régime de stabilité.

4.5. Caractérisation de la chambre dans un faisceau des Rayons X (Moyenne énergie)

4.5.1. Détermination du profil

4.5.1.1 Matériels et méthode utilisés

- Générateur RX
- Electromètre Unidos
- Câblage électrique
- Chambre à ionisation cylindrique (PM 05 N503007 V= +300 Volts)
- Thermomètre et baromètre



Fig 4.9 Générateur RX



Fig 4.10 Electromètre UNIDOS



Fig 4.11 Chambre d'ionisation

Le profil d'un champ de rayonnements est la distribution de dose dans un milieu irradié (eau, plexiglas...), ou la distribution de débit de Kerma à l'air libre dans un plan orthogonal à l'axe du faisceau. Il permet de connaître la zone où la dose reste constante.

Avant de caractériser la chambre à extrapolation dans un faisceau RX de moyenne énergie, nous avons déterminé le profil du faisceau en utilisant la plus grande énergie disponible qui est de 250 keV.

La chambre d'ionisation, qui mesure les charges produites dans l'air, est fixée grâce à un support en plastique. L'alignement de la chambre avec l'axe du faisceau se fait grâce à un laser frontal placé au niveau du mur opposé.

Après avoir ajusté une distance source surface de 100 cm on balaye horizontalement le champ du faisceau par pas de 1 cm à chaque fois on relève la valeur de la charge Q , la température, et la pression. On reproduit cela pour une autre distance source surface de 200 cm. Les charges sont normalisées par rapport à la moyenne de toutes valeurs.

4.5.1.2 Résultats

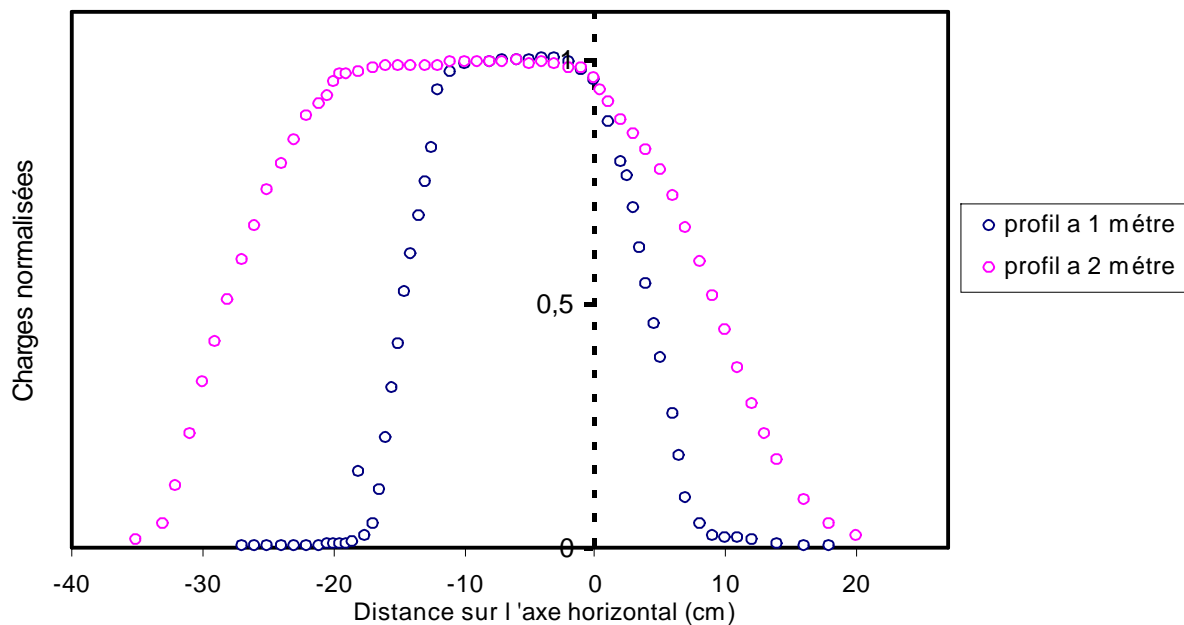


Figure 4.12 : Profil horizontal du faisceau de RX à 100 et 200 cm

D'une manière analogue, on effectue les mêmes mesures pour déterminer le profil vertical pour les deux DSP (100 cm, 200 cm). Pour cela, la chambre d'ionisation est placée en position horizontale et le déplacement se fait à l'aide du support.

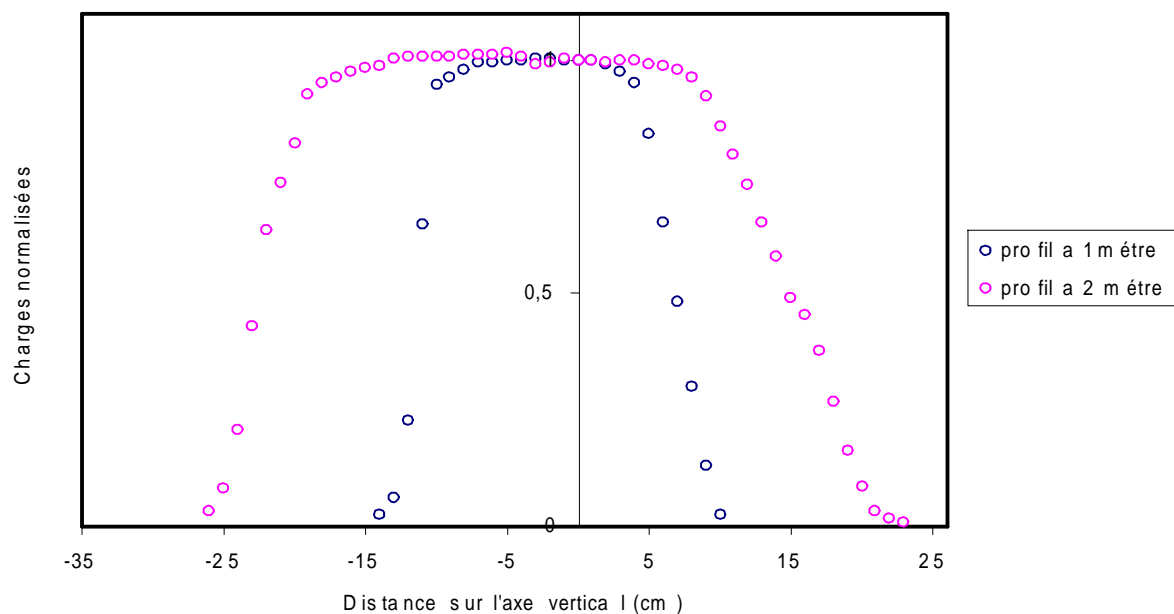


Figure 4.13 : Profil vertical du faisceau de RX à 100 et 200 cm

Les figures précédentes montrent bien que l'axe du faisceau est incliné dans l'espace (dans les deux directions). Pour calculer les valeurs de ces deux angles d'inclinaison, il faut déterminer les centres des profils.

Pour chaque profil, on détermine les centres des zones où $(Q/Q_{moy}) > 0,95$. Les résultats sont rapportés dans le tableau suivant :

- Profil horizontal

DSP (cm)	Largeur de la zone ($Q/Q_{moy}) > 0,95$	Coordonnée du centre
100	$(-11,5-(0,5))=12\text{cm}$	-5,5 cm
200	$(-20-0)=20\text{cm}$	-10 cm

-Profil vertical

DSP (cm)	Largeur de la zone ($Q/Q_{moy}) > 0,95$	Coordonnée du centre
100	$(-8,5-(4))=12,5$	-2,25 cm
200	$(-17,5-(7,5))=25$	- 5 cm

D'après les résultats suivants, on peut déduire que le faisceau de RX est incliné dans l'espace respectivement d'un angle de $1,43^\circ$, et $2,86^\circ$ verticalement et horizontalement par rapport à l'axe géométrique du faisceau.

4.5.2. Détermination de la tension de saturation

Pour déterminer la tension de polarisation de la chambre à extrapolation dans le faisceau de rayons X (kVp = 250 Kilovolts , courant 5 mA) , on procède de la même manière que pour le Cobalt 60. Après avoir placé la chambre avec une épaisseur de PMMA de 2 cm (épaisseur de référence pour les rayons X), au point du centre de profil à 100 cm :

- i. On effectue un pré irradiation de 45 minutes (le temps nécessaire pour la saturabilité du tube).
- ii. En commençant par le plus petit des écartements (1 mm), on relève la valeur de charge collectée pendant 30 secondes en relevant aussi les valeurs de la pression et de la température.

- iii. Pour ce même écartement, on refait les mesures de charges en augmentant à chaque fois la tension de polarisation à partir de 0 Volt grâce à l'électromètre (UNIDOS) par pas de 10 Volts.
- iv. On effectue ces mesures pour tous les écartements.

4.5.2.1 Résultats

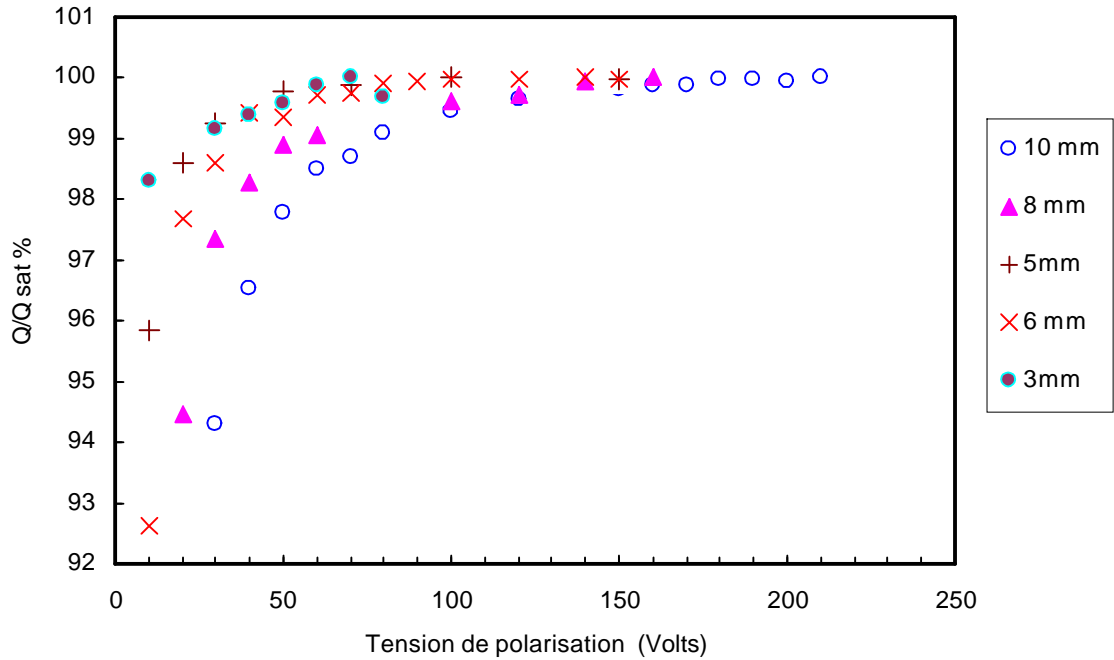


Figure. 4.14 : Variation du rapport charge sur charge de saturation en fonction de l'écartement

D'après la figure suivante qui illustre la variation du rapport des charges mesurées (corrigées par le $K_{T,P}$) à la charge de saturation, en fonction de la tension de polarisation, on peut déduire approximativement qu'une tension de 20 Volts/mm est suffisante pour assurer une saturation supérieur à 99,96 %. Une comparaison avec les résultats trouvés pour le Cobalt 60, nous permet de déduire que le champ électrique appliqué pour avoir saturation dépend de l'énergie des photons incidents.

4.5.3. Détermination des facteurs de recombinaison et polarité

Les protocoles et recommandations dosimétriques relatives aux rayons X faible et moyenne énergie [26] exigent la vérification du facteur de recombinaison et de polarité dans chaque opération d'étalonnage. Pour mettre en relief l'influence de ces facteurs sur la dose mesurée par la chambre à extrapolation, on mesure ces facteurs pour tous les écartements. Les résultats sont représentés par la figure 4.15

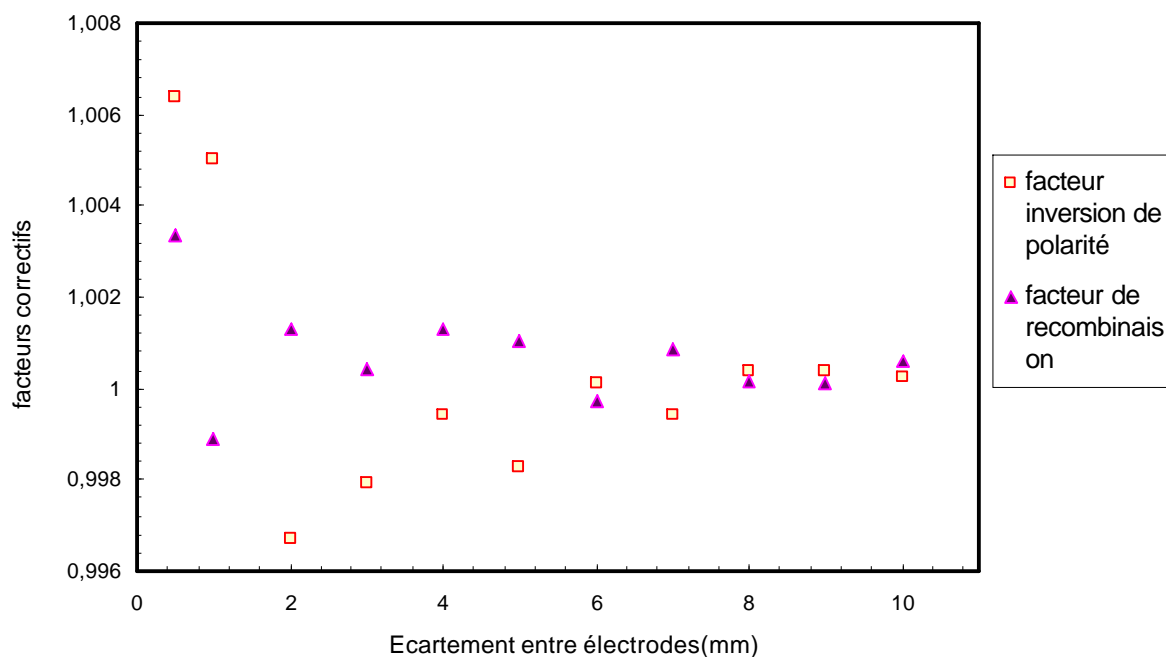


Figure. 4.15 : Variation des facteurs de recombinaison et polarité en fonction de l'écartement

On remarque d'après la figure 4.15 que les facteurs de polarité et de recombinaison sont légèrement supérieurs à ceux obtenus pour le Cobalt 60, pour les petits écartements. Ceci est probablement dû aux fluctuations du courant du tube. Ils ne sont pas pris en compte en raison de la panne de la chambre à transmission qui est utilisée justement pour corriger ces fluctuations. Les facteurs restent plus au moins négligeables pour être pris en considération.

Chapitre 5

Mesure de la dose absorbée

Introduction

La détermination avec précision de la valeur de la dose absorbée produite par les faisceaux de photons ou d'électrons de haute énergie émis par des machines utilisées en radiothérapie (Co60, accélérateurs linéaires, générateurs RX) est nécessaire pour assurer un traitement par radiothérapie de qualité. Les débits de dose absorbée sont généralement déterminés à l'aide de chambres d'ionisation cylindriques ou plates par application des protocoles dosimétriques nationaux ou internationaux (ICRU, AAPM, AIEA, WHO). Tous ces protocoles se basent sur la théorie de la cavité de Bragg Gray[33], [34] ou de Spencer-Attix [15] qui donne une relation linéaire entre la dose absorbée en un point donné dans un milieu D_{mil} et le rapport Q/m où Q est la charge d'ionisation collectée produite dans la masse m de gaz qui forme le milieu de la cavité (généralement c'est de l'air). Contrairement à la charge Q qui peut être mesurée avec une grande précision à l'aide d'un électromètre étalonné, il est très difficile de déterminer expérimentalement la masse effective m du gaz. Pour contourner ce problème, les protocoles dosimétriques recommandent d'utiliser une chambre d'ionisation préalablement étalonnée auprès d'un laboratoire de référence. L'opération d'étalonnage consiste à relier, à travers le coefficient d'étalonnage, la réponse de la chambre d'ionisation donnée en termes de courant ou charge, à la grandeur mesurée (kerma ou dose absorbée). Ces coefficients d'étalonnage dépendent de plusieurs paramètres, tels que le volume de la cavité de la chambre, le type du matériau de la paroi et son épaisseur, et surtout, l'énergie du faisceau utilisé pour l'étalonnage. Pour une meilleure rigueur, il est alors nécessaire de procéder à l'étalonnage de chaque chambre pour chaque faisceau utilisé. Les protocoles dosimétriques préconisent depuis longtemps des formalismes de détermination de la dose absorbée dans l'eau à partir d'une chambre d'ionisation étalonnée pour un faisceau unique considéré comme un faisceau de référence (le faisceau de Cobalt 60). Les premiers protocoles basés sur l'utilisation d'une chambre à ionisation étalonnée en terme de kerma à l'air libre, ont l'inconvénient de générer une incertitude globale sur la dose absorbée dans l'eau. Cette incertitude peut atteindre 3,5 % en raison des divers facteurs de conversion de la grandeur kerma en dose absorbée. Les protocoles les plus récents ont amélioré la précision sur la dose absorbée. Ils préconisent l'utilisation de chambre étalonnée directement en termes de dose absorbée dans l'eau, grandeur d'intérêt en radiothérapie. Le passage des coefficients d'étalonnage pour le Cobalt à des coefficients correspondants pour des faisceaux différents, nécessite l'utilisation de facteurs de conversion qui dépendent de l'énergie. La détermination de ces facteurs se fait expérimentalement ou par l'utilisation de la simulation de Monte Carlo.

Au stade actuel, chaque grande école (AAPM, DIN) a son propre protocole qui adopte ses propres facteurs de conversion, mais il n'existe pas un consensus international concernant ces facteurs.

5.1 Formalisme de la dose absorbée déterminée par une chambre à extrapolation

La théorie de la cavité de Spencer-Attix donne la dose absorbée D_{mil} dans un milieu donné par la relation suivante :

$$D_{mil} = (\Delta Q / \Delta m) \times \bar{W}_{air} \times (\bar{L} / \rho)_{air}^{mil} \quad (5.1)$$

où :

ΔQ est la charge collectée dans la masse de la cavité

Δm est la masse de l'air contenu dans la cavité

\bar{W}_{air} est l'énergie moyenne nécessaire pour la création d'une paire (e^- , ion) dans l'air

$(\bar{L} / \rho)_{air}^{mil}$ est le rapport des pouvoirs d'arrêt restreints par collision du milieu et de l'air calculé pour le spectre des électrons à la position de la cavité (pour les faisceaux de photons, le pouvoir d'arrêt restreint dépend de leur énergie) [24].

Pour les cavités suffisamment petites, le rapport $(\Delta Q / \Delta m)$ de l'équation (5.1) peut être remplacé par une grandeur facilement mesurable dQ / dm . C'est le cas de la chambre à extrapolation : la cavité est de forme cylindrique donc de volume facilement calculable.

$$V_{cavité} = A \times (z - z_0) \quad (5.2)$$

où :

A : est l'aire de l'électrode

$(z - z_0)$: est la différence entre deux écartement de la chambre a extrapolation

La masse de l'air de la cavité peut donc être calculée facilement :

$$\Delta m = A \times (z - z_0) \times \rho$$

ρ : représente la densité de l'air, corrigée par la température et la pression

Quand $z \rightarrow z_0$ $(z - z_0) \rightarrow dz$

et $\Delta m \rightarrow dm$

la relation (5.1) devient :

$$D_{mil} = (1 / \rho_{air} \times A) \times (dQ / dz) \times \bar{W}_{air} \times (L / \rho)_{air}^{mil} \quad (5.3)$$

D'après la relation (5.3), on peut conclure que la mesure de dose par une chambre à extrapolation nécessite la connaissance avec précision des valeurs du gradient d'ionisation dQ/dz et de la masse volumique de l'air.

La température et la pression affectent la densité de l'air, donc la masse de la cavité. Pour les mesures avec la chambre à extrapolation, la densité de l'air doit être corrigée par la formule suivante : $\rho = P / R \times T$. (L'influence de l'humidité est considérée comme négligeable).

P : pression en Pascal

T : température en Kelvin

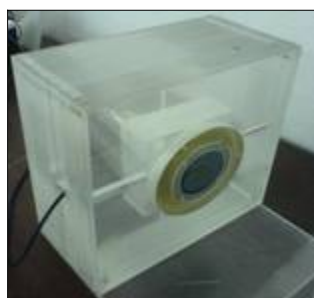
R : 287 Joule \times Kelvin / Kg

5.2. Détermination du gradient d'ionisation

5.2.1 Matériels et méthode utilisés



Electromètre Keithley



Chambre à extrapolation



Unité Cobalt Eldorado

- 1- Electromètre Keithley et câbles de connexions multiples
- 2- Chambre à extrapolation insérée dans son fantôme de plexiglas
- 3- Unité Cobalt 60 de type ELDORADO 78
- 4- Générateur RX de type PHILLIPS
- 5- Différentes plaques de PMMA (épaisseur 5 cm qui est l'épaisseur de référence pour les faisceaux de Co 60).

Pour toutes les tailles du champ et pour chaque écartement entre les électrodes, on effectue une série de 10 mesures de la charge de saturation pendant un temps de 10 secondes. La moyenne de ces mesures est alors calculée. L'écart type moyen de toutes les mesures est de 0,03 %. Nous avons décidé de refaire toute série de mesure dont l'écart type est supérieur à cette limite.

5.2.2 Résultats obtenus pour les faisceaux de Cobalt-60

Les résultats de la charge de saturation en fonction de l'écartement des électrodes pour différentes tailles du champ sont donnés dans le tableau 5.1, et illustrés par la figure 5.1.

Tableau 5.1 Résultats de la mesure de la charge saturation pour différents écartements

Ecartement (mm)	5×5 cm Charge (nC)	8×8 cm Charge (nC)	10×10 cm Charge (nC)	15×15 cm Charge (nC)	20×20 cm Charge (nC)
1 mm	1,862	2,039	2,116± 0,03%	2,239	2,321
2 mm	3,473	3,872	4,021± 0,01%	4,261	4,403
3 mm	5,027	5,692	5,919± 0,03%	6,276	6,485
4 mm	6,528	7,494	7,806± 0,03%	8,284	8,566
5 mm	7,981	9,285	9,679± 0,02%	10,29	10,62
6 mm	9,398	11,05	11,54± 0,02%	12,26	12,69
7 mm	10,75	12,83	13,39 ± 0,02%	14,25	14,737
8 mm	12,11	14,57	15,24 ± 0,01%	16,21	16,781
9 mm	13,411	16,31	17,07 ± 0,03%	18,174	18,81
10 mm	14,7	18,03	18,88 ± 0,02%	20,12	20,821

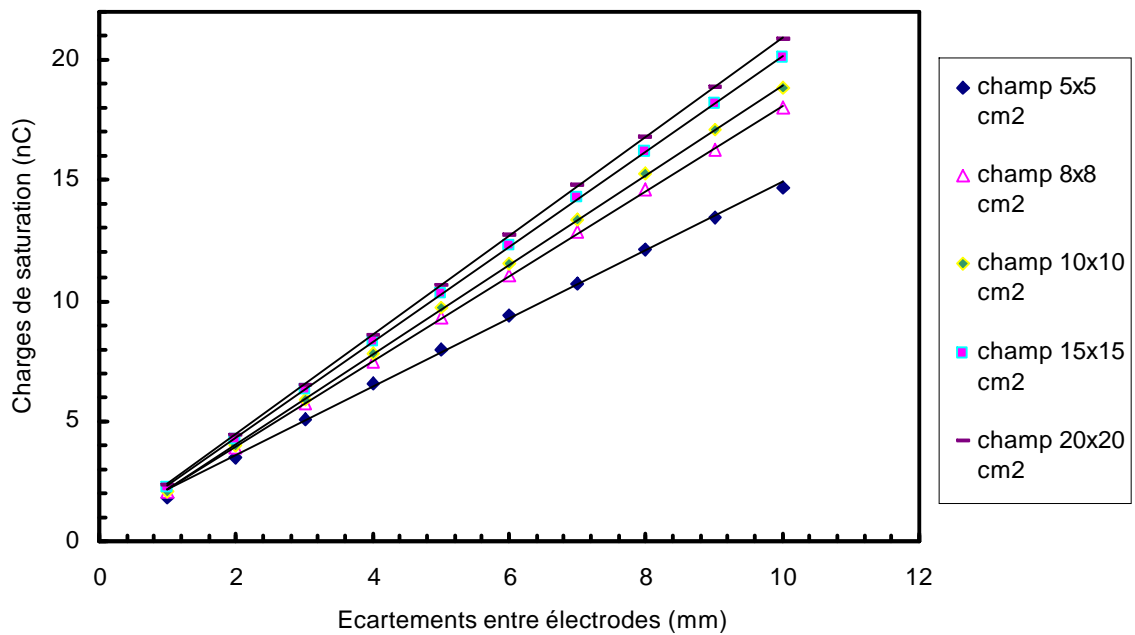


Fig. 5.1 : Variation de la charge de saturation Q_{sat} (nC) en fonction des écartements (mm)

Sur la figure 5.1, on remarque que la fonction qui relie la charge collectée aux écartements entre électrodes est une fonction linéaire, vu leurs faibles valeurs les bars d'erreurs n'ont pas été représentées sur la figure(5.1). Le gradient d'ionisation dQ/dz qui représente la pente de la droite $Q = f(d)$ paraît constant le long de chaque courbe d'extrapolation. Par ailleurs il augmente avec la taille du champ comme indiqué dans le tableau 5.2.

Tableau 5.2 : Variation du gradient d'ionisation en fonction de la taille du champ

Taille champ (cm)	dQ/dz (nC/mm)
5×5 cm ²	1,422
8×8 cm ²	1,777
10×10 cm ²	1,863
15×15 cm ²	1,987
20×20 cm ²	2,057

5.2.3. Résultats obtenus pour les faisceaux RX de moyenne énergie

Le même travail a été reproduit pour des faisceaux RX d'énergies comprises entre 100 et 250 keV. Après avoir laissé le temps au générateur des rayons X de se stabiliser (environ 45 minutes), on effectue les mesures pour tous les écartements entre électrodes. Cela a été réalisé pour les quatre qualités suivantes :

Tension (Kvp)	Couche de demi atténuation (mm)	Filtration (mm)	Filtration additionnelle (mm)
100 kV	3,93 Al	2,5 Al	1 Al
135 kV	0,488 Cu	2,5 Al	1,014 Al + 0,22 Cu
180 kV	0,984 Cu	2,5 Al	1,012 Al + 0,492 Cu
250 kV	2,472 Cu	2,5 Al	1 Al + 1,439 Cu

Les mesures ont été effectuées dans les conditions suivantes :

- distance source surface : 100 centimètres (au centre du profil déterminé)
- épaisseur PMMA : 2 centimètres (épaisseur de référence pour les faisceaux RX)
- tension de polarisation : 20 Volts/mm
- courant : 5 mA
- temps de pré-irradiation : ½ heure

- pour chaque écartement on relève une série de mesure composée de 50 valeurs de courant dont l'écart type ne dépasse pas les 0,06 %

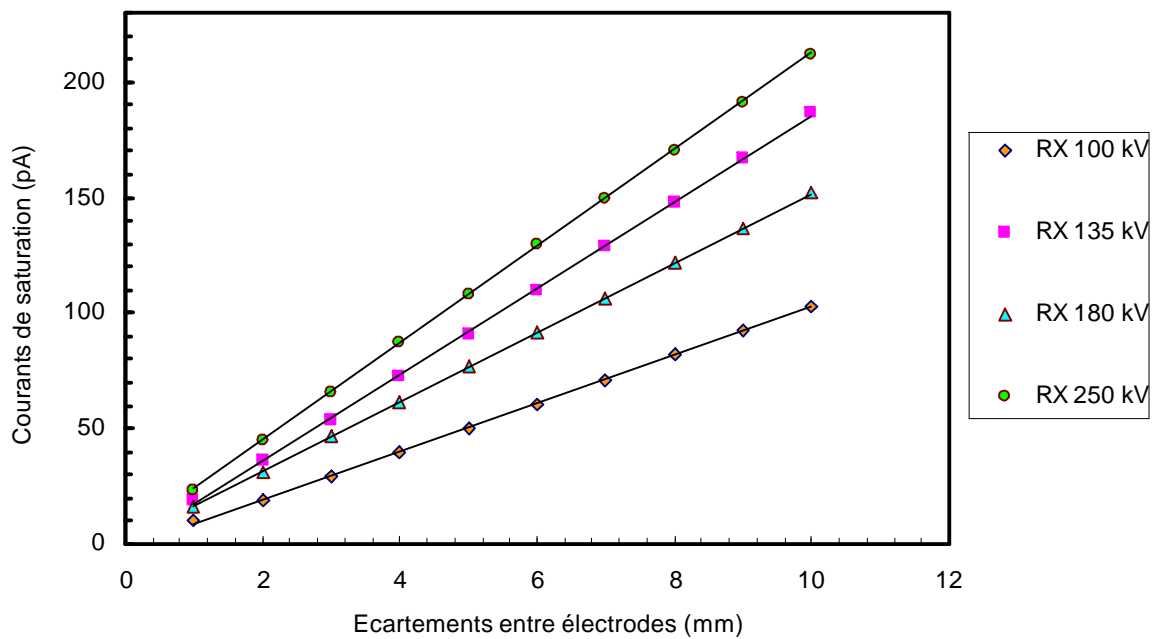


Figure. 5.2 : Variation des courants de saturation I_{sat} (pA) en fonction des écartements (mm)

Sur les courbes d'extrapolation illustrées par les figures (5.2), on remarque que le gradient d'ionisation est constant pour chaque qualité de rayons X utilisés. On peut conclure que, comme pour les faisceaux de Cobalt, l'utilisation de la chambre à extrapolation pour la dosimétrie des faisceaux de photons de moyennes énergies est possible ceci a été démontré par les publications récentes [17,19].

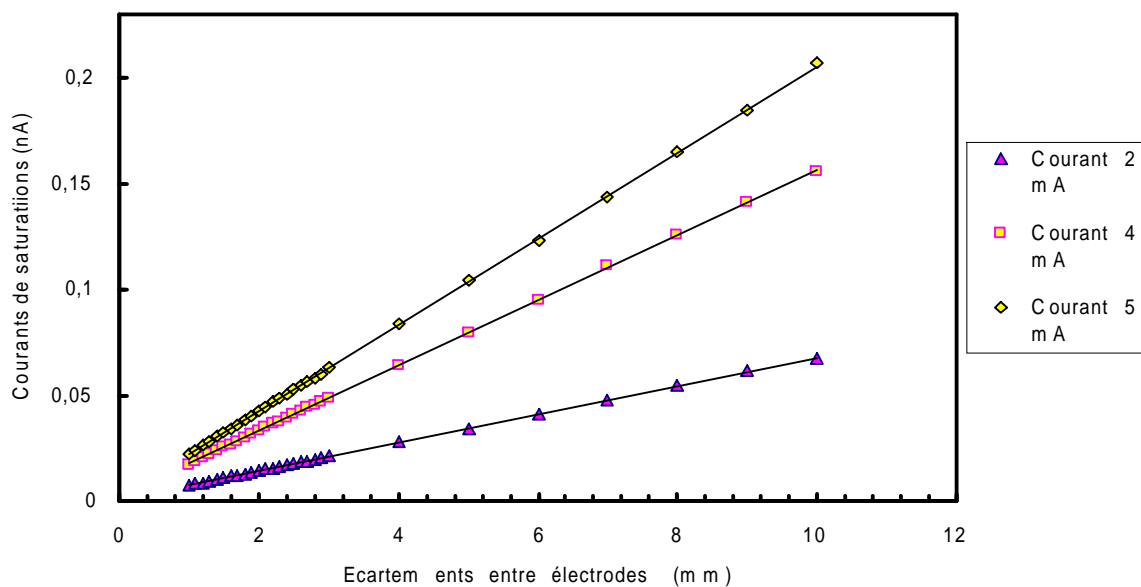


Fig. 5.3 : Courbes d'extrapolation pour plusieurs courants (RX 250 Kv)

La console de contrôle du générateur de RX qui a été utilisée permet d'ajuster deux paramètres : la tension (kV) et l'intensité du courant (mA). La tension permet de contrôler l'énergie maximale du spectre produit, tandis que le courant permet de contrôler seulement la quantité des rayons X. La figure précédente (5.3) montre que la chambre à extrapolation répond parfaitement au changement de courant, lequel est lié directement à la dose absorbée [17].

5.3 Influence du temps de pré irradiation

Les dosimètres utilisés couramment dans les services de radiothérapie (chambre d'ionisation, chambre plate) ont un temps de stabilité qui varie selon le type de dosimètre. Ce temps dépend généralement du débit de dose délivré par la source de rayonnements, généralement 30 minutes de pré-irradiation est suffisante pour ce type de dosimètres.

On a vu dans le chapitre précédent que le temps de stabilité de la chambre à extrapolation est dépendant de certains paramètres tel que la tension de polarisation et surtout des écartements entre électrodes. Cela peut-il affecter les mesures de dose ? Pour le vérifier, des mesures de gradient du courant d'ionisation dI/dz ont été effectuées

- dans les conditions de référence :

- Distance source surface 80 cm
- Taille du champ 10×10 cm à la surface
- Profondeur de 5 cm de plexiglas
- Tension de polarisation : 35 V/mm

- avec des temps de pré-irradiation différents :

- Première mesure : après ½ heure de pré-irradiation
- Deuxième mesure : après 1 heure et demie de pré-irradiation
- Troisième mesure : après 2 heures et demie de pré-irradiation

Tableau 5.3 : Gradient d'ionisation après des temps de pré-irradiation différents :

Temps de pré irradiation	dI/dz nA/mm
1800 secondes	0,2029
5400 secondes	0,2025
9000 secondes	0,2024

D'après le tableau 5.3, on remarque qu'il y a une légère diminution du gradient d'ionisation dI/dz avec l'augmentation du temps de pré irradiation. Néanmoins, l'écart type ne dépasse pas

0,03 %. Vu que la dose mesurée par la chambre à extrapolation dépend de la densité de l'air (qui varie en fonction de la température et la pression), il est nécessaire de vérifier le taux d'influence de ces deux paramètres sur la dose à des temps de pré-irradiation différents.

Tableau 5.4 : Températures et pressions

Température (Kelvin)	Pression (Pascal)	Densité de l'air (g/Litre)	$((dI/dz)/\rho)(nA \times mm^2/g)$
293,65	100442,317	1,1915	$0,1702 \times 10^{-6}$
292,11	100454,583	1,1980	$0,1690 \times 10^{-6}$
292,15	100406,942	1,1973	$0,1690 \times 10^{-6}$

Les lignes 1, 2 et 3 du tableau 5.4 rapportent les valeurs moyennes de la température et de la pression des mesures effectuées respectivement après 1800, 5400 et 9000 secondes de pré irradiation. On remarque que le rapport $(dI/dz)/\rho$ est presque constant ; son écart-type ne dépasse pas 0,07 %. Cela nous permet de conclure qu'une demi-heure de pré-irradiation est largement suffisante à la chambre à extrapolation pour effectuer des mesures fiables.

5.4 Etalonnage du faisceau de Cobalt par la chambre à extrapolation

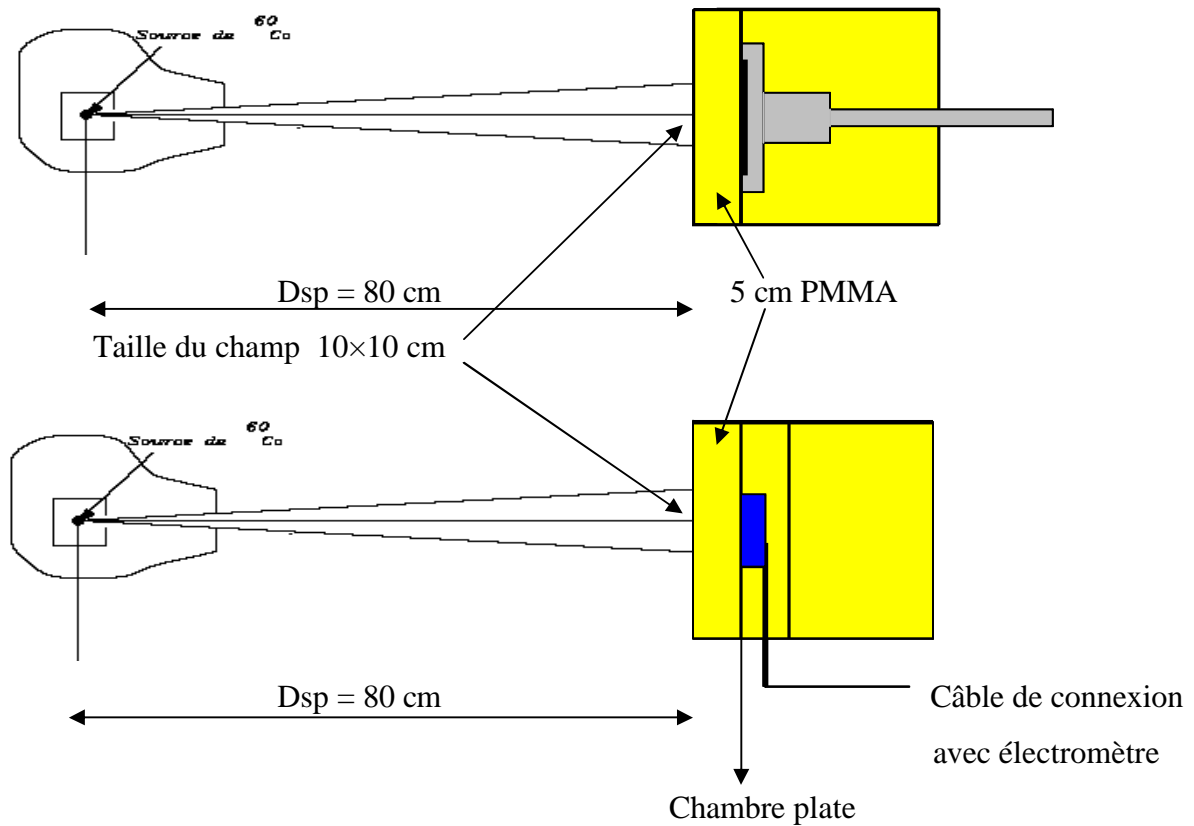
5.4.1 Comparaison de dose entre chambre à extrapolation et chambre plate

Dans le but d'évaluer de manière précise la dose mesurée par la chambre à extrapolation dans le PMMA, des mesures simultanées ont été effectuées en utilisant une chambre plate insérée dans un fantôme de PMMA comme indiqué dans la figure 5.4.

5.4.1.1 : Matériel utilisé.

- a. Chambre à extrapolation avec son fantôme de PMMA
- b. Chambre plate 34001 (tension de polarisation -100 Volts)
- c. Thermomètre
- d. Baromètre
- e. 5 Plaques de 1 cm de PMMA
- f. Unité Cobalt Eldorado 78
- g. Fantôme en PMMA pour la chambre plate, dimensions 30×30×6 cm
- h. Electromètre Keithley

Pour avoir les mêmes conditions de mesure pour les deux chambres, il est nécessaire d'ajouter une épaisseur de 10 cm de PMMA derrière de fantôme de la chambre plate pour avoir la même géométrie.



-Figure 5.4 : Dispositif expérimental pour comparaison de dose
Chambre plate / chambre à extrapolation

5.4.1.2 -Résultats

Chambre plate :

$$T_{moy} = 297,15 \text{ Kelvin}$$

$$P_{moy} = 749,73 \text{ mmHg}$$

$$Q = 0,0962 \text{ nC}$$

$$Q_{cor} = 0,0991 \text{ nC}$$

$$N_{D,w} = 81,78 \text{ mGy/Nc}$$

$$\text{Débit de dose mesuré par la chambre plate} = Q_{cor} \times N_{D,w} = \mathbf{8,10 \text{ mGy.s}^{-1}}$$

Chambre à extrapolation :

$$T_{moy} = 297,43 \text{ Kelvin}$$

$$P_{moy} = 750,27 \text{ mmHg}$$

$$dQ/dz = 0,17486 \text{ nC/mm (pente de la droite qui passe par tout les écartements 0mm-10mm)}$$

$$\overline{W}_{air} = 39,97 \text{ eV/ paire}$$

$$(\bar{L} / \rho)_{air}^{pmma} = 1,1022 \text{ (pour les photons } ^{60}\text{Co)}$$

Débit de dose mesurée par la chambre à extrapolation = **7,89** mGy.s⁻¹

On remarque que la dose mesurée par la chambre à extrapolation est inférieure à celle mesurée par la chambre plate. L'écart entre les deux mesures est :

$$\text{Ecart en \%} = (\text{Dose}_{\text{Ch plate}} - \text{Dose}_{\text{Ch extra}}) / (\text{Dose}_{\text{Ch extra}}) = 2,60 \% \quad (5.4)$$

Pour ces calculs, nous avons utilisés la pente de la droite qui passe par tous les points correspondant aux écartements entre 0 et 10 mm. Cette droite a un bon coefficient de détermination $R^2 = 0,9996$. Pour apprécier l'influence de cette pente sur l'écart avec la dose chambre plate, les calculs ont été effectués en utilisant les pentes des droites passant par des points arbitraires. Quelques exemples sont rapportés dans le tableau 5.5 (les valeurs de pressions et températures utilisées pour les calculs de dose correspondent aux valeurs de charges qui sont utilisées pour le calcul de pentes des droites d'extrapolation $Q=f(z)$). Le tableau 5.5 montre que l'écart dépend effectivement du nombre de points considérés.

Tableau 5.5 : Variation de l'erreur relative des débits de dose avec le choix de la pente d'extrapolation

Choix de la pente	Erreur relative
Ecartements (1...6)	2,38 %
Ecartements (1...5)	2,15 %
Ecartements (1...4)	1,87 %
Ecartements (1...3)	1,64 %
Ecartements (1...7)	2,59 %
Ecartement (2...7)	2,82 %

La figure suivante représente des valeurs des doses calculées en utilisant les pentes de différents points. Le gradient d'ionisation représente la pente de la droite qui passe par le point et les deux points adjacents.

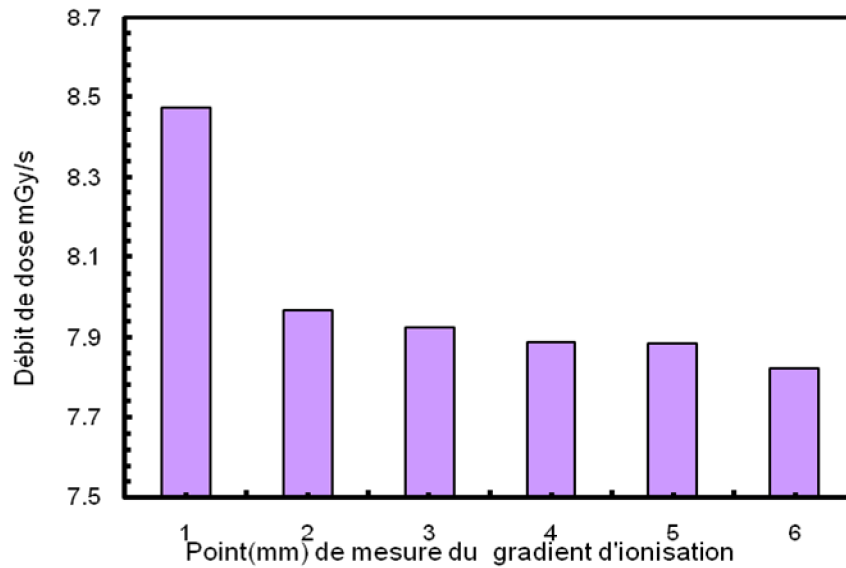


Fig. 5.5 : Variation du débit de dose avec le point de mesure du gradient d'ionisation (dQ/dz)

5.5. Détermination de la zone de Bragg Gray

D'après les résultats trouvés précédemment, on constate que le gradient d'ionisation (dont la détermination est nécessaire afin de calculer la dose absorbée par la chambre à extrapolation) peut prendre plusieurs valeurs selon l'emplacement du point de calcul dans la droite d'extrapolation, ce qui affecte considérablement la valeur de la dose mesurée. Ceci nous permet d'affirmer que l'application de la formule (5.3), qui se base sur la théorie de la cavité de Spencer-Attix, n'est pas justifiée pour chaque point de la cavité délimitée par les deux électrodes de la chambre. Elle n'est seulement valable que dans la région où le gradient d'ionisation est constant. Pour étudier ce facteur de plus près, nous avons réalisé des mesures de charges sous irradiation de faisceau de Cobalt 60 pour des écartements plus faibles (1/10 mm).

La pente en chaque point est calculée en utilisant les valeurs de charges ou de courants des deux points adjacents. La figure (5.6) représente la variation du gradient d'ionisation normalisé par rapport à la valeur moyenne. Ce dernier est le résultat des pertes d'énergies linéiques dues à l'ionisation de l'air après interaction du spectre d'électrons produit par les photons dans la paroi de graphite de la fenêtre d'entrée de la chambre.

On peut clairement remarquer que le gradient d'ionisation n'est pas constant. Il peut prendre des valeurs différentes le long de la cavité de la chambre. Sa variation suit l'ordre suivant :

- 1- région $1\text{mm} < z < 1,8\text{ mm}$: le gradient d'ionisation varie considérablement.
- 2- région $1,8\text{mm} < z < 2,5\text{ mm}$: le gradient d'ionisation est pratiquement constant.
- 3- région $2,5\text{mm} < z < 6\text{ mm}$: le gradient d'ionisation décroît légèrement

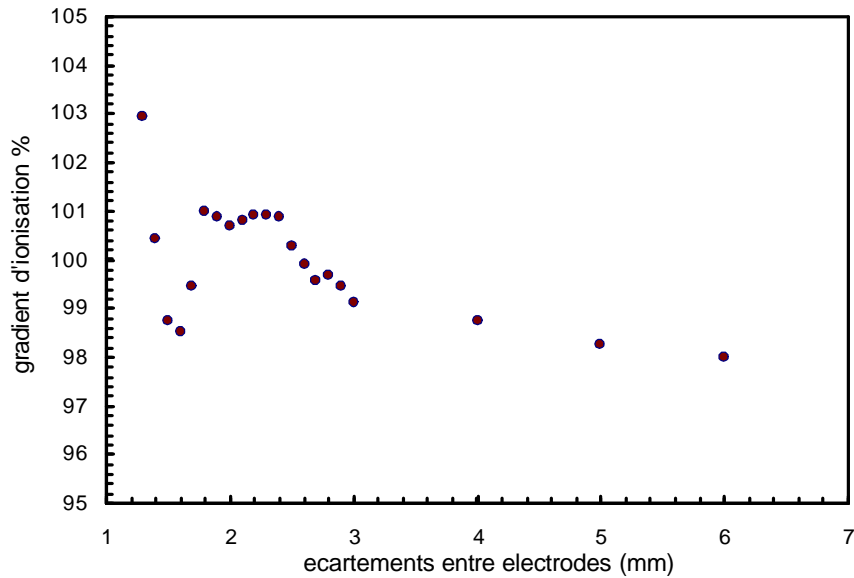


Fig. 5.6 : Variation du gradient d'ionisation normalisé en fonction de l'écartement entre électrodes (^{60}Co , $10 \times 10 \text{ cm}^2$, $\text{DSP}=80 \text{ cm}$)

Le gradient d'ionisation peut varier jusqu'à 5 % le long de toute la cavité, alors que dans la deuxième région ($1,8 \text{ mm} < z < 2,5 \text{ mm}$) la variation ne dépasse pas 1 %. C'est dans cette région que le principe de la théorie de la cavité de Spencer- Attix est vérifié. Nous pouvons conclure par conséquent que le calcul de la dose par la formule (4.3) nécessite l'utilisation de la valeur de (dQ / dz) Calculée dans cette deuxième région $1,8 \text{ mm} < z < 2,5 \text{ mm}$. Ces résultats sont en accord avec ceux publiés dans la littérature [1].

Pour voir l'influence de la taille du champ et la DSP (pour le faisceau de Cobalt 60) ainsi que de l'énergie du faisceau de photons, nous avons reproduit le travail précédent pour plusieurs tailles de champs du faisceau de cobalt 60, ainsi que pour une qualité de rayons X moyenne énergie (250 keV).

La variation en fonction de la taille du champ et de la DSP est donnée dans le tableau 5.6.

Tableau 5.6 : Variation de l'ecart-type moyen du gradient d'ionisation dans la zone de Bragg Gray pour différentes tailles du champ et différentes distances source surface

Taille du champ (cm^2)	8×8	10×10	14×14	16×16	18×18	20×20
Distance source surface (cm)						
70	0,33 %	0,14 %	0,26 %	0,24 %	0,23 %	0,24 %
80	0,43 %	0,50 %	0,26 %	0,17 %	0,21 %	0,14 %
100	1,4 %	0,61 %	0,51 %	0,24 %	0,50 %	1,13 %

D'après les résultats rapportés dans le tableau (5.6), on peut déduire que la variation de la distance source surface, et la taille du champ, n'affecte pas sensiblement la zone de Bragg Gray pour un faisceau de Cobalt 60. Ceci est probablement dû à la faible influence des photons diffusés dans l'air sur la forme du spectre d'électrons produits par différents modes d'interactions avec la surface en graphite de la chambre.

La figure 5.7 représente les variations du gradient d'ionisation en fonction de l'écartement pour les faisceaux RX de 250 kV.

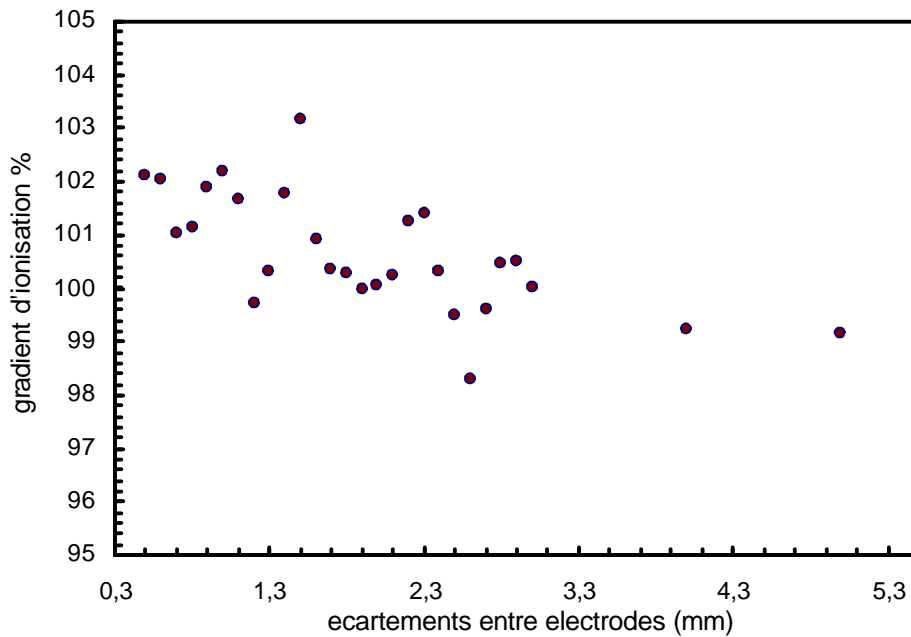


Fig. 5.7 : Variation du gradient d'ionisation normalisé en fonction de l'écartement entre électrodes (RX 250Kv –CDA=2,49 mm Cu)

D'après la figure 5.7, on peut constater que la zone de Bragg Gray pour un faisceau de rayons X de 250 kV se situe entre 1,7 et 2,1 mm. Elle est plus étroite que celle produite par le faisceau γ de Cobalt et est décalée légèrement vers les petits écartements. Cela est probablement dû à la différence d'énergie des électrons constituant le spectre électronique produit par l'interaction des photons avec le graphite de la paroi de la chambre.

5.7 Détermination des rendements en profondeur

Le rendement en profondeur dans un milieu irradié a été défini par l'ICRU (Commission Internationale des Unités et Mesures de Radiations) comme étant le rapport en pour cent (%) de la dose absorbée dans ce milieu à une profondeur z , sur la dose absorbée maximale D_{\max} qui

correspond à une profondeur dont la valeur dépend de l'énergie du faisceau et de la nature du milieu (pour un faisceau de ^{60}Co , elle est de 0,5 cm dans l'eau).

$$\text{Rendement en profondeur (\%)} = (\text{Dose (z)}/\text{Dose}_{\text{Max}}) \times 100 \quad (5.6)$$

Pour étudier la précision de la chambre à extrapolation dans la détermination de la dose en fonction de l'épaisseur de mesure, on effectue des mesures de doses à des profondeurs variant de 0,25 cm à 9 cm), avec une DSP de 80 cm et pour 5 tailles de champs ($5 \times 5 \text{ cm}^2$, $8 \times 8 \text{ cm}^2$, $10 \times 10 \text{ cm}^2$, $15 \times 15 \text{ cm}^2$ et $20 \times 20 \text{ cm}^2$). Vu que les mesures ont été effectuées durant une période relativement importante (presque un mois), et pour éviter les problèmes de décroissance radioactive de la source de ^{60}Co , les doses mesurées à différentes dates ont été rapportées à une date référence, prise comme étant le 17 Mars 2008, date de la dernière mesure, et en tenant compte de cette décroissance à l'aide de l'équation suivante :

$$\text{Dose (J)} = \text{Dose (J0)} \times \exp(-\ln 2 \times \Delta t / T) \quad (5.7)$$

$T = 5,6$ ans : période radioactive du Cobalt 60

Δt : différence temporelle entre la date de mesure et la date référence (J-J0) .

La figure suivante (5.8) montre les rendements en profondeur dans le PMMA pour les cinq tailles de champs. On doit préciser ici que les doses ont été calculées en utilisant les gradients d'ionisation dans la zone de Bragg Gray (1,8mm -2,5 mm) . (Les valeurs de doses et leurs jours de mesure sont rapportés dans l'annexe (1).

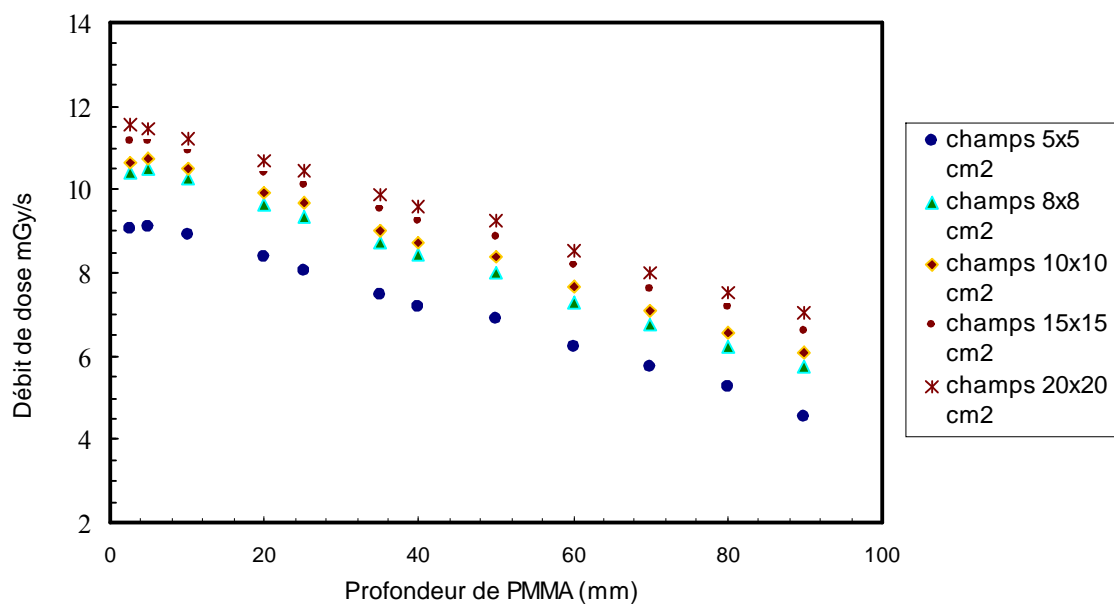


Figure. 5.8. : Rendement en profondeur dans le PMMA par la chambre à extrapolation

Pour voir l'exactitude de ces valeurs, on doit comparer avec les rendements en profondeurs tabulés dans le BJR25 (British Journal of Radiology) [7] ainsi que rapporté dans le tableau suivant :

Tableau 5.7 : Différences entre les rendements en profondeur mesurés par la chambre à extrapolation et le BJR25.

Taille du champ	5x5 cm ²	8x8 cm ²	10x10 cm ²	15x15 cm ²	20x20 cm ²
Profondeur (mm)					
10	0,04 %	0,31 %	0,31 %	0,29 %	0,34 %
20	0,39 %	1,45 %	1,36 %	1,13 %	1,25 %
40	1,77 %	2,46 %	2,54 %	2,13 %	1,95 %
50	0,92 %	2,49 %	2,09 %	1,86 %	1,95 %
60	1,47 %	3,23 %	2,73 %	2,67 %	2,60 %
70	1,94 %	3,50 %	3,48 %	3,16 %	2,98 %
80	2,43 %	3,85 %	3,72 %	2,90 %	3,11 %
90	5,46 %	4,11 %	3,94 %	3,68 %	3,18 %

Il apparaît d'après le tableau précédent que les rendements en profondeur calculés à partir des doses mesurées dans le PMMA avec la chambre à extrapolation sont différents de ceux tabulés dans le BJR 25 [7]. Cette différence augmente avec la profondeur dans le PMMA et la taille du champ. Des travaux analogues réalisés au LSED ont permis de montrer que les rendements en profondeur dans l'eau et dans le PMMA sont confondus [29]. Nous pouvons par conséquent conclure que la chambre à extrapolation n'est pas du tout adaptée pour la mesure des rendements en profondeur.

5.8 Adaptation de la chambre à extrapolation

Afin de trouver une relation et d'établir un facteur correctif entre la dose mesurée par la chambre à extrapolation et la chambre plate dans le PMMA, des mesures simultanées ont été effectuées pour plusieurs DSP (70-80-100 cm) et pour toutes les tailles du champ allant de 8x8 cm² jusqu'à 20x20 cm². Le gradient d'ionisation utilisé pour ces mesures a été déterminé par la pente de la droite qui relie tout les points compris entre les écartements 2 mm et 2,5 mm et ce, pour se mettre dans la zone de Bragg-Gray et pour minimiser le temps de mesure.

La figure suivante montre la variation du rapport de la dose mesurée par la chambre à extrapolation et celle mesurée par la chambre plate pour les valeurs précédentes de DSP et tailles du champ.

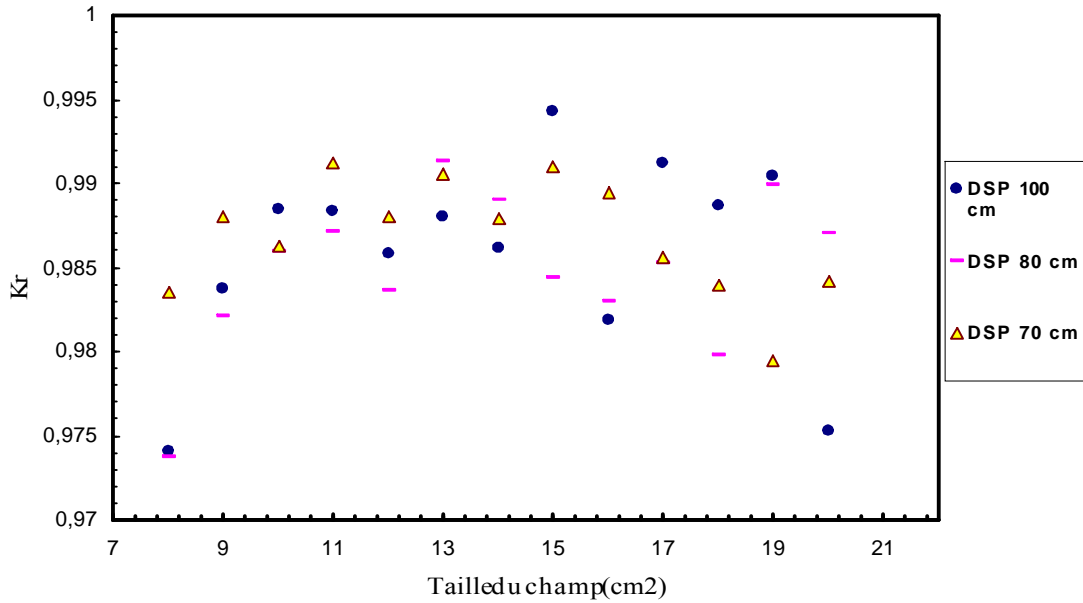


Figure. 5.9 : Variation du rapport de doses en fonction de la taille du champ et la DSP

D'après la figure 5.9 on peut constater que, mis à part les deux points qui correspondent à la taille du champ $8 \times 8 \text{ cm}^2$ pour les DSP 80 et 100 cm le rapport des débits de doses est compris entre 0,975 et 0,995, ce qui implique que l'écart entre les deux débits est compris entre 0,5 % et 2,5 %. Cela nous permet de dire qu'il existe un facteur global pour toutes les tailles du champ et DSP utilisées qui doit être appliqué à la dose mesurée par la chambre à extrapolation pour obtenir des doses absorbées réelles avec une erreur relative qui ne dépasse pas 1 %. La figure 5.10 illustre de manière claire cette affirmation.

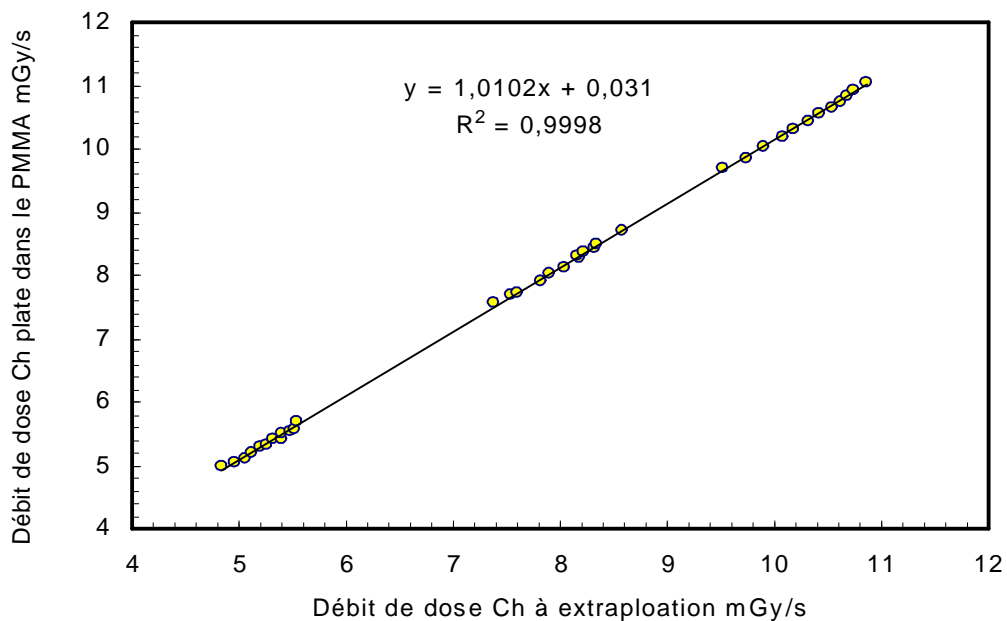


Fig. 5.10 : Relation entre les débits mesurés par les deux chambres dans le PMMA

On peut déduire de la figure (5.10) qu'il existe une relation linéaire approximative qui nous permet de donner la dose à 5 cm dans le PMMA en utilisant notre chambre à extrapolation insérée dans son fantôme pour toute DSP comprise entre 70 cm et 100 cm.

$$\text{Dose}_{(5 \text{ cm PMMA})} = (\text{Dose}_{\text{chbr extrapol}}) \times 1,0102 + 0,031 \quad (5.8)$$

Dans le tableau suivant, nous donnons quelques exemples sur les erreurs relatives qu'on peut avoir sur la mesure de dose à 5 cm dans le PMMA en utilisant la chambre à extrapolation avec application de la formule précédente.

Tableau 5.8. Ecart relatifs entre la dose mesurée par la chambre plate et celle mesurée par la chambre à extrapolation en appliquant le formalisme.

Taille du champ (cm ²)	9×9	11×11	13×13	15×15	18×18	20×20
Distance source surface (cm)						
70	0,12 %	0,43 %	0,37 %	0,40 %	-0,32 %	-0,30 %
80	-0,39 %	0,11 %	0,52 %	-0,18 %	-0,67 %	0,06 %
100	-0,01 %	0,46 %	0,39 %	0,99 %	0,43 %	-0,95 %

Dans le but de trouver une relation analogue qui nous permet de déterminer la dose à une profondeur de 5 cm dans l'eau à partir de la dose mesurée avec la chambre à extrapolation insérée dans son fantôme de PMMA, nous avons reproduit les mesures précédentes pour les mêmes conditions (DSP et tailles du champ). Les doses mesurées dans le fantôme d'eau sont effectuées grâce à une chambre d'ionisation cylindrique de type FARMER étalonnée en termes de dose absorbée dans l'eau.



Fig. 5.11 : Fantôme d'eau AIEA



Fig. 5.12 : Chambres cylindriques

5.8.1 Matériel utilisé

- Chambre à extrapolation insérée dans son fantôme de PMMA.
- Chambre à ionisation cylindrique de type NE 2571 (Réf: N° série 2402 NE Technology Limited V = -100 Volts).
- Unité d'irradiation Cobalt ELDORADO 78.
- Électromètre Keitlhey 6517.
- Câblages électriques.
- Fantôme d'eau AIEA.
- Thermomètre et Baromètre.
- 5 plaques de PMMA de 1 cm d'épaisseur.

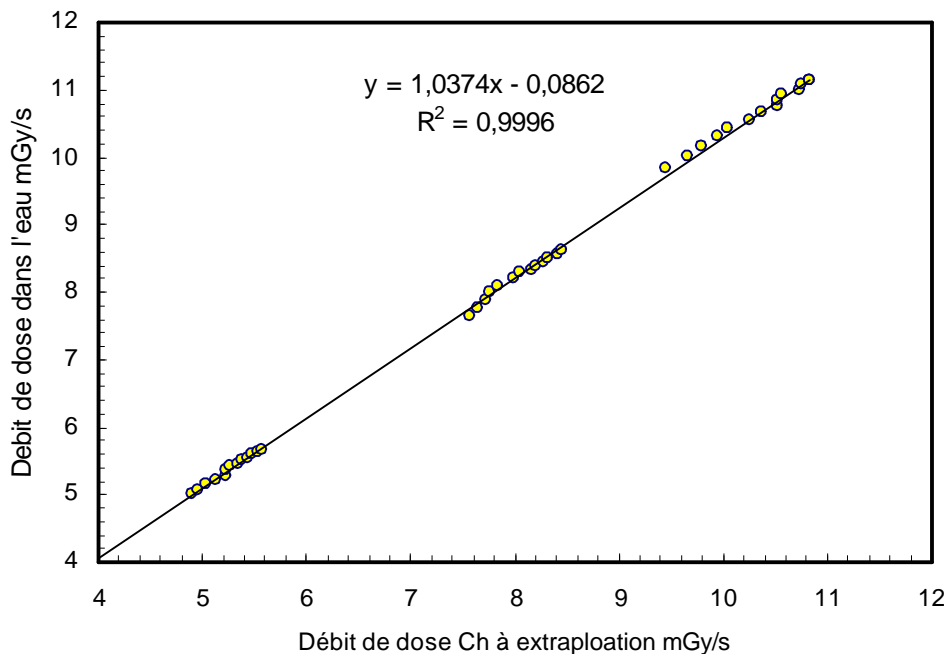


Figure. 5.13 : Relation entre les débits mesurés par les deux chambres dans le PMMA et Dans l'eau

La figure (5.11) montre la linéarité entre les doses mesurées par la chambre à extrapolation dans le PMMA et celles mesurées dans l'eau par la chambre à ionisation. A partir de ces résultats, on peut relier les deux débits par une relation linéaire permettant de remonter à la dose à 5 cm dans l'eau à partir des mesures réalisées à l'aide de la chambre à extrapolation dans le PMMA.

$$\text{Dose}_{(5 \text{ cm eau})} = (\text{Dose}_{\text{Chbr extr}}) \times 1,0374 - 0,0862 \quad (5.9)$$

Le tableau suivant rapporte quelques résultats des écarts relatifs entre les doses dans l'eau déduites à partir de la formule précédente, et celles obtenues directement par la chambre d'ionisation dans le fantôme d'eau.

Taille du champ (cm ²)	9×9	10×10	11×11	14×14	16×16	18×18	20×20
Distance source surface (cm)							
100	0,30 %	-0,12 %	-0,60 %	0,56 %	0,43 %	-0,26 %	-0,68 %
80	-0,82 %	-0,44 %	+0,47 %	0,34 %	-0,31 %	-0,27 %	-0,70 %
70	0,78 %	0,79 %	0,67 %	-0,09 %	0,10 %	-0,49 %	-0,08 %

Nous pouvons constater que l'écart maximal entre les doses absorbées déterminées à l'aide de la chambre à extrapolation est celle mesurée par une chambre cylindrique étalonnée est inférieur dans tous les cas de figure à 1 %. Ce résultat est intéressant si on tient compte du fait que le facteur d'étalonnage des chambres d'ionisation en termes de dose absorbée dans l'eau est donné avec une incertitude globale de 1 %.

Conclusion

Le travail effectué dans le cadre de ce mémoire de Magister porte sur le développement et la mise en œuvre d'une méthodologie de détermination expérimentale de la dose absorbée dans l'eau produite par les photons de Cobalt 60, à l'aide d'une chambre à extrapolation incorporée dans un fantôme en PMMA. La dose mesurée par la chambre est déduite par application de la formule de Spencer-Attix qui nécessite la connaissance précise de la masse de l'air de la cavité délimitée par les deux électrodes et le gradient d'ionisation dans cette cavité. La détermination de ces deux paramètres constitue la première partie du travail réalisé (caractérisation de la chambre). L'aire de l'électrode de collection a été déterminée par une méthode électrique qui consiste à déterminer d'abord la capacité des deux électrodes de la chambre, considérées comme les deux plateaux d'un condensateur. L'étude de l'effet de saturation nous a permis de déduire les valeurs des champs électriques nécessaires pour polariser la chambre. Ils sont de l'ordre de 35 V/mm et 20 V/mm respectivement pour le ⁶⁰Co et les rayons X de 250 kV. Avec ces polarisations, le gradient d'ionisation dQ/dz varie linéairement avec l'écartement des électrodes. Pour le ⁶⁰Co, ce gradient augmente avec la taille du champ. Pour les rayons X, il augmente avec le courant du générateur. Ce qui signifie que l'adaptation de la chambre été possible pour la dosimétrie de ces deux faisceaux de

photons. Les mesures simultanées nous ont permis de mettre en place une relation donnant des valeurs de la dose à 5 cm dans le PMMA, ou 5 cm dans l'eau avec une précision de l'ordre de 1 % pour des tailles du champ qui peuvent aller de 8x8 cm² jusqu'à 20x20 cm et pour des DSP comprises entre 70 cm et 100 cm. Les mesures effectuées montrent que la chambre à extrapolation mesure à chaque fois une dose inférieure à la dose réelle. Cela est probablement dû à l'effet de la partie métallique de la chambre à extrapolation dont les propriétés de rétro diffusion [28] pourraient être différentes de celles du PMMA. L'étude de ce facteur nécessite la conception d'un clone métallique en acier de même matériau que la partie métallique de la chambre à extrapolation. Des mesures avec et sans clone utilisant une chambre plate pourraient donner des renseignements liés aux effets de la partie métallique.

Liste des figures

- Figure 1.1-** page (6).Radiographie de la main effectuée par Roentgen en 1886.
- Figure 1.2-** page (11).Unité de traitement de télé cobalthérapie.
- Figure 1.3-** page (12).Accélérateur linéaire Siemens Primus.
- Figure 2.1-**page (15). Etapes de la diffusion Rayleigh.
- Figure 2.2-**page (15). Effet Compton diffusion d'un photon par un électron peu lié du milieu.
- Figure 2.3-**page (16). L'effet photoélectrique.
- Figure 2.4-** page (17).Section efficace de l'effet photoélectrique dans le platine.
- Figure 2.5-**page (17). Création d'un positron et d'un électron à proximité d'un noyau atomique.
- Figure 2.6-** page (18).Importance relative des trois effets.
- Figure 2.7-** page (20).Coefficients d'atténuation massique pour l'eau entre 10keV et 10 MeV.
- Figure 2.8-** page (21).Schéma classique d'une interaction coulombienne.
- Figure 2.9-** page (22).Un électron passant à proximité d'un noyau est dévié de sa trajectoire.
- Figure 2.10-**page (22). Pouvoir d'arrêt électronique total dans l'eau.
- Figure 2.11-** page (25).Stabilisation du cortège électronique après ionisation
(a) émission RX par fluorescence.(b) émission d'électron Auger.
- Figure 2.12-** page (25).Les lésions de ADN induites par l'effet des rayonnements.
- Figure 2.13-**page (26). Les mécanismes mis en jeu à la suite d'une irradiation.
- Figure 2.14-** page (27).Modèle de courbe de survie avec épaulement.
- Figure 3.1-** page (29).Flux de photons incidents traversant une section dA .
- Figure 3.2-** page (31).Processus de transfert d'énergie d'un photon au milieu.
- Figure 3.3-** page (34).Schéma représentatif de l'équilibre électronique.
- Figure 3.4-** page (35).Etapes du processus de thermoluminescence.
- Figure 3.5-** page (39).Détermination de l'indice de qualité du faisceau par la première méthode.
- Figure 3.6-**page (41). Dispositif expérimental pour l'étalonnage à l'air libre.
- Figure 3.7-** page (42).Détermination du facteur d'étalonnage dans l'eau.
- Figure 4.1-** page (45).Schématisation de la chambre à extrapolation.
- Figure 4.2-**page (47).Variation de la capacitance $1/C$ (pF^{-1}) en fonction de l'écartement entre électrodes.
- Figure 4.3-**page(49).Dispositif expérimental pour la détermination de la tension de saturation.

Figure 4.4-page (49). Variation du rapport courant sur courant de saturation en fonction de la tension

Figure 4.5- page (52).Variation de k_{rec} en fonction de l'écartement.

Figure 4.6-page (53). Variation de k_{pol} en fonction de l'écartement.

Figure 4.7- page (54).Temps de stabilité de la chambre pour des écartements de 1 et 2 mm.

Figure 4.8- page (55).Temps de stabilité de la chambre pour des écartements de 6 , 7 et 9 mm.

Figure 4.9-page (57). Générateur RX.

Figure 4.10- page (57).Electromètre UNIDOS.

Figure 4.11-page (57). Chambre d'ionisation.

Figure 4.12-page (58). Profil horizontal du faisceau de RX à 100 et 200 cm.

Figure 4.13- page (58).Profil vertical du faisceau de RX à 100 et 200 cm.

Figure 4.14-page (60).Variation du rapport charge sur charge de saturation en fonction de l'écartement

4.15-page-(61).Variation des facteurs de recombinaison et polarité en fonction de l'écartement.

Figure 5.1-page(66).Variation de la charge de saturation Q_{sat} (nC) en fonction des écartements (mm).

Figure 5.2-page(68).Variation des courants de saturation I_{sat} (pA) en fonction des écartements (mm).

Figure 5.3-page (68).Courbes d'extrapolation pour plusieurs courants (RX 250 kV).

Figure 5.4-page (71).Dispositif expérimental pour la comparaison de doses entre chambre plate et à extrapolation.

Figure 5.5-page(73).Variation du débit de dose avec point de mesure du gradient d'ionisation (dQ/dZ).

Figure 5.6-page(74).Variation du gradient d'ionisation normalisé en fonction de l'écartement entre électrodes (Co60 $10 \times 10 \text{cm}^2$ –DSP=80 cm).

Figure 5.7-page(75).Variation du gradient d'ionisation normalisé en fonction de l'écartement entre électrodes (RX 250Kv –CDA=2,49 mm Cu).

Figure 5.8- page(76).Rendement en profondeur dans le PMMA par la chambre à extrapolation.

Figure 5.9- page (78).Variation du rapport de doses en fonction de la taille du champ et la DSP.

Figure 5.10-page(78).Relation entre les débits mesurés par les deux chambres dans le PMMA.

Figure 5.11-page(79).Fantôme d'eau AIEA.

Figure 5.12-page(79).Chambres cylindriques.

Figure 5.13-page (80).Relation entre les débits mesurés par les deux chambres dans le PMMA et dans l'eau.

Liste des tableaux

- 2.1**-page (19).Dépendance des sections efficaces atomiques et électroniques des trois effets D'interactions avec l'énergie des photons incidents et le numéro atomique du milieu
- 3.2**-page (32).Facteurs de pondération pour différents rayonnements.
- 3.3**-page (33).Facteurs de pondération tissulaire pour quelques organes.
- 4.1**-page (47).Résultats de la mesure de capacitance.
- 4.2**-page (51).Résultats de mesures du facteur recombinaison.
- 4.3**-page (53).Résultats de mesures du facteur de polarité.
- 4.4**-page (55).Écart-type des mesures après 9000 secondes d'irradiation.
- 5.1**-page (66).Résultats de la mesure de la charge saturation pour différents écartements.
- 5.2**-page (67).Variation du gradient d'ionisation en fonction de la taille du champ.
- 5.3**-page (69).Gradient d'ionisation après des temps de pré -irradiation différents.
- 5.4**-page (70).Températures et pressions.
- 5.5**-page (72).Variation de l'erreur relative de dose avec le choix de la pente d'extrapolation.
- 5.6**-(74).Variation de l'erreur relative du gradient d'ionisation dans la zone de Bragg Gray pour différentes tailles du champ et différentes distances source surface.
- 5.7**-(77).Différence entre les rendements en profondeur mesurés par la chambre à extrapolation et le BJR25

Annexe 1

L'erreur commise sur le débit de dose mesuré par la chambre à extrapolation dépend des erreurs commises sur les mesures des grandeurs physiques suivantes :

1-La Température : L'erreur globale est la somme de l'erreur statistique de la série de mesure composée de 10 mesures, et l'erreur due à la résolution du thermomètre, ainsi que l'erreur sur la différence de température entre la cavité d'air et le milieu de mesure l'erreur globale est estimée à **0,11 %**

2-La Pression : Une erreur globale pour cette grandeur est estimée à **0,06 %**

3-Le Courant : L'erreur globale sur le courant est la somme de l'erreur statistique de la série de mesure composée de 10 valeurs ainsi que l'erreur due à la lecture de l'électromètre, elle est de l'ordre de **0,13 %**

4-L'écartement entre électrode : Elle englobe l'erreur sur la lecture du micromètre, ainsi que l'erreur due au non étalonnage du vis micrométrique, elle est estimée à **0,41 %**

L'erreur totale sur la mesure du débit de dose est donc donnée par la formule suivante :

$$\frac{\Delta D}{D} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \rho}{\rho}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Z}{Z}\right)^2}$$

De la formule qui donne la densité de l'air en fonction de la température et la pression

$$\rho = P / R \times T$$

On déduit que :

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \sqrt{\left(\frac{\Delta P}{P}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2}$$

$$\text{A.N : } \frac{\Delta D}{D} = \pm 0,45 \%$$

Donc le débit de dose mesuré par la chambre à extrapolation est donné avec une erreur maximale de **± 0,45 %**

Annexe 2

-Débits de doses (mGy/s) mesurées par la chambre à extrapolation pour plusieurs tailles du Champ dans plusieurs épaisseurs de PMMA.

Taille du champ	5×5 cm ²	8×8 cm ²	10×10 cm ²	15×15 cm ²	20×20 cm ²
Epaisseur mm					
2,5	9,206	10,579	10,832	11,271	11,759
5	9,269	10,667	10,830	11,259	11,638
10	9,034	10,403	10,666	11,095	11,384
20	8,482	9,766	10,057	10,521	10,809
25	8,158	9,460	9,774	10,253	10,545
35	7,580	8,844	9,142	9,668	9,993
40	7,295	8,545	8,833	9,363	9,714
50	6,833	7,976	8,313	8,835	9,171
60	6,263	7,328	7,693	8,243	8,585
70	5,759	6,800	7,112	7,675	8,026
80	5,257	6,249	6,570	7,190	7,529
90	4,566	5,744	6,079	6,626	7,043

-Dates de mesures des débits de doses.

Taille du champ	5×5 cm ²	8×8 cm ²	10×10 cm ²	15×15 cm ²	20×20 cm ²
Epaisseur mm					
2,5	02/02/2008	02/02/2008	02/02/2008	25/02/2008	02/02/2008
5	03/02/2008	03/02/2008	25/02/2008	24/02/2008	05/02/2008
10	05/02/2008	05/02/2008	05/02/2008	09/02/2008	09/02/2008
20	09/02/2008	09/02/2008	09/02/2008	10/02/2008	10/02/2008
25	13/02/2008	13/02/2008	13/02/2008	13/02/2008	24/02/2008
35	10/02/2008	10/02/2008	10/02/2008	10/02/2008	10/02/2008
40	11/02/2008	11/02/2008	11/02/2008	11/02/2008	11/02/2008
50	24/02/2008	23/02/2008	23/02/2008	23/02/2008	24/02/2008
60	01/03/2008	01/03/2008	01/03/2008	25/02/2008	25/02/2008
70	02/03/2008	02/03/2008	02/03/2008	02/03/2008	02/03/2008
80	10/03/2008	10/03/2008	10/03/2008	10/03/2008	10/03/2008
90	17/03/2008	17/03/2008	17/03/2008	17/03/2008	17/03/2008

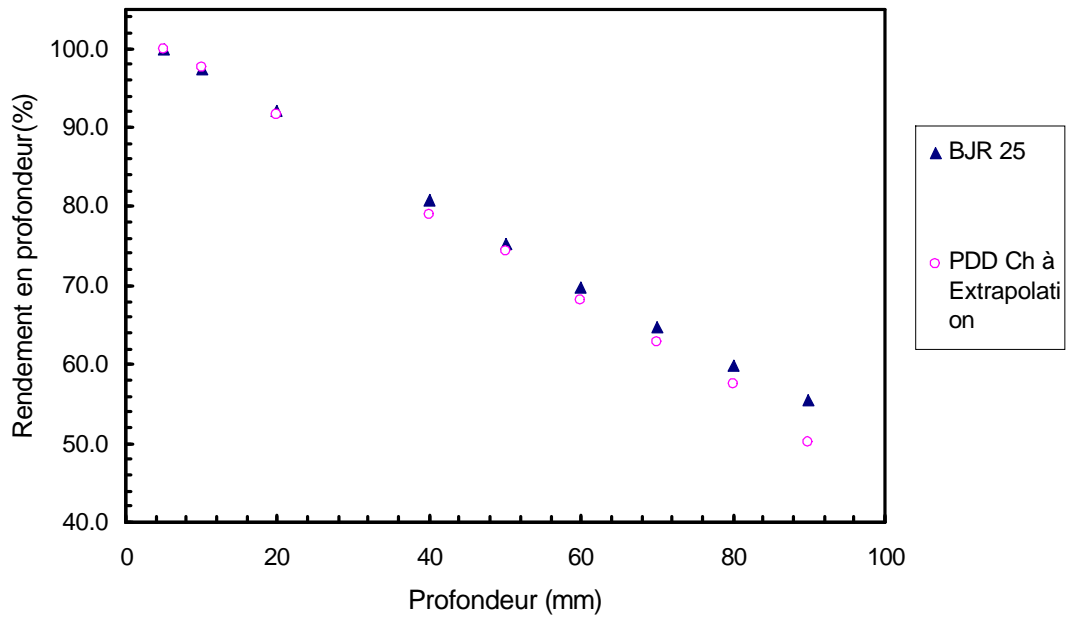
Débits de doses (mGy/s) calculés par décroissance radioactive à une date référence
17/03/2008

- Taille du champ	5×5 cm ²	8×8 cm ²	10×10 cm ²	15×15 cm ²	20×20 cm ²
Epaisseur mm					
2,5	9,061	10,413	10,662	11,187	11,574
5	9,126	10,503	10,748	11,170	11,467
10	8,902	10,250	10,510	10,948	11,234
20	8,370	9,637	9,924	10,385	10,670
25	8,061	9,348	9,659	10,132	10,462
35	7,482	8,731	9,024	9,543	9,864
40	7,204	8,438	8,723	9,246	9,592
50	6,833	7,976	8,313	8,835	9,171
60	6,227	7,286	7,649	8,180	8,520
70	5,728	6,764	7,074	7,633	7,983
80	5,244	6,233	6,554	7,172	7,510
90	4,566	5,744	6,079	6,626	7,043

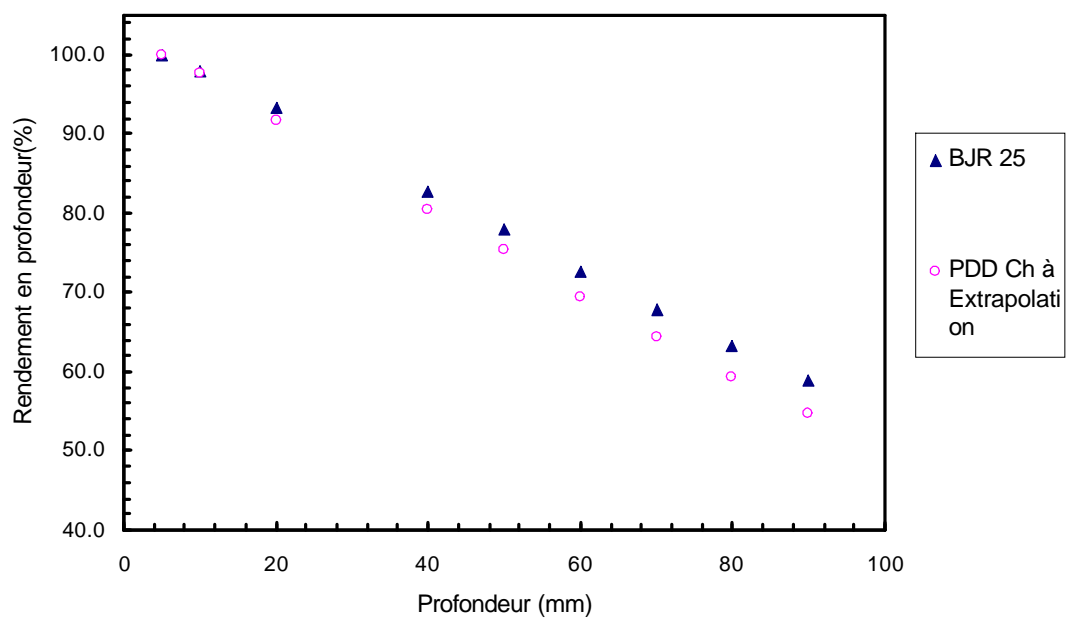
- Rendement en profondeur d'un faisceau de Cobalt 60 dans l'eau pour une DSP de 80 cm par le BJR 25

- Taille du champ	5×5 cm ²	8×8 cm ²	10×10 cm ²	15×15 cm ²	20×20 cm ²
Epaisseur mm					
5	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0
10	97,5	97,9	98,1	98,3	98,3
20	92,1	93,2	93,7	94,1	94,3
30	86,3	88,0	88,7	89,5	90,1
40	80,7	82,8	83,7	84,9	85,6
50	75,2	77,8	78,8	80,3	81,3
60	69,7	72,6	73,9	75,9	76,9
70	64,7	67,9	69,3	71,5	72,6
80	59,9	63,2	64,7	67,1	68,6
90	55,5	58,8	60,5	63,0	64,6
100	51,2	54,8	56,4	58,8	60,8

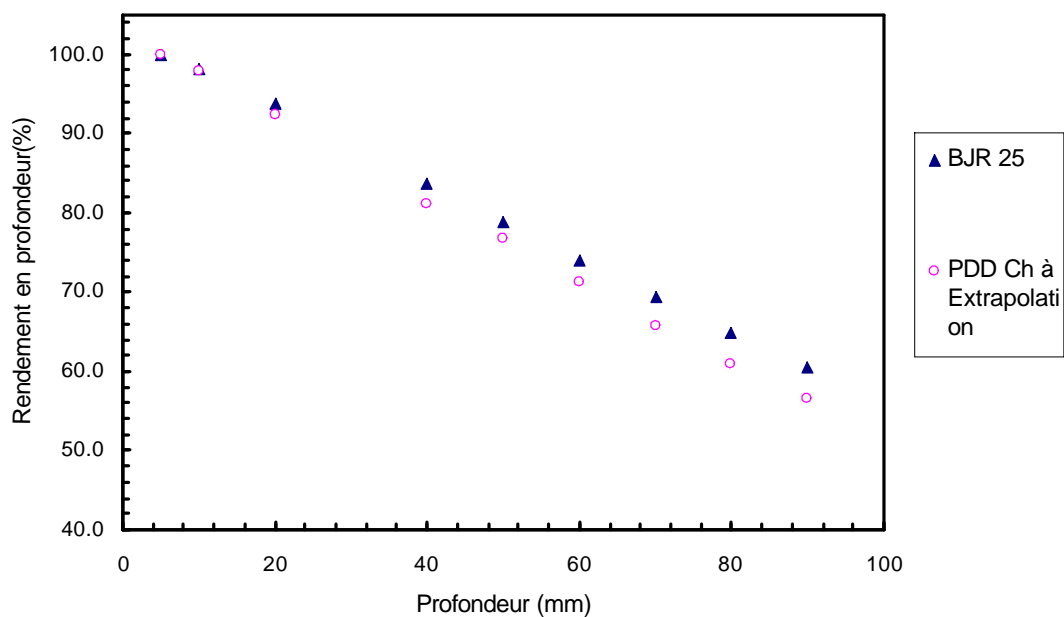
-Courbes illustrant la différence entre les rendements en profondeur mesurés par la chambre à extrapolation avec le BJR25



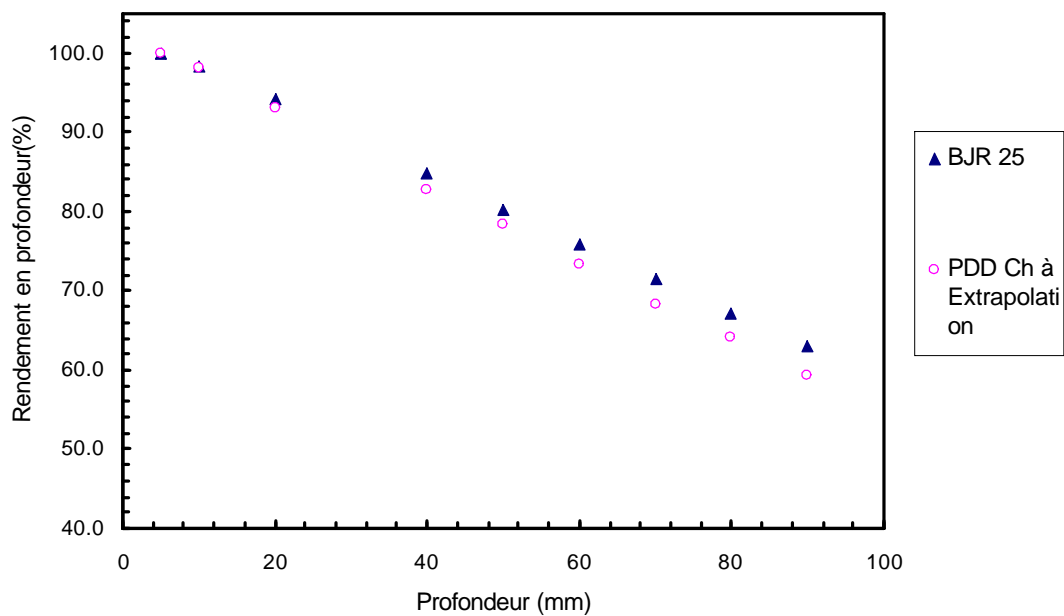
-Différence des rendements pour un champ 5x5cm² -



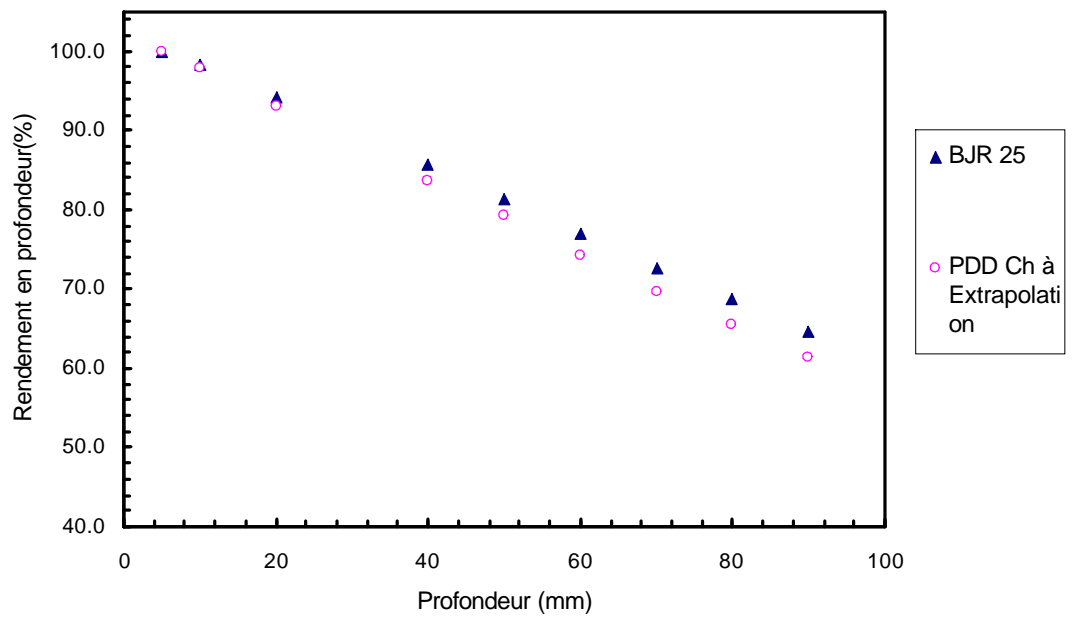
-Différence des rendements pour un champ 8x8cm² -



-Différence des rendements pour un champ 10x10cm² -



-Différence des rendements pour un champ 15x15cm² -



-Différence des rendements pour un champ 20x20 cm² -

Mesures des débits de doses dans le PMMA avec la chambre plate et à extrapolation

DSP= 100 cm.

Taille du champ (cm ²)	Débit de dose (mGy .s ⁻¹) Chambre plate	Débit de dose (mGy .s ⁻¹) Chambre à extrapolation
8×8 cm ²	4,976	4,847
9×9 cm ²	5,040	4,958
10×10 cm ²	5,110	5,051
11×11 cm ²	5,184	5,124
12×12 cm ²	5,279	5,204
13×13 cm ²	5,326	5,262
14×14 cm ²	5,403	5,328
15×15 cm ²	5,428	5,397
16×16 cm ²	5,508	5,408
17×17 cm ²	5,536	5,487
18×18 cm ²	5,582	5,519
20×20 cm ²	5,678	5,537

DSP= 80 cm.

Taille du champ (cm ²)	Débit de dose (mGy .s ⁻¹) Chambre plate	Débit de dose (mGy .s ⁻¹) Chambre à extrapolation
8×8 cm ²	7,581	7,382
9×9 cm ²	7,682	7,544
10×10 cm ²	7,718	7,609
11×11 cm ²	7,920	7,818
12×12 cm ²	8,030	7,899
13×13 cm ²	8,114	8,044
14×14 cm ²	8,263	8,172
15×15 cm ²	8,294	8,165
16×16 cm ²	8,370	8,227
17×17 cm ²	8,444	8,320
18×18 cm ²	8,507	8,335
20×20 cm ²	8,699	8,585

DSP= 70 cm

Taille du champ (cm ²)	Débit de dose (mGy .s ⁻¹) Chambre à extrapolation	Débit de dose (mGy .s ⁻¹) Chambre plate
8×8 cm ²	9,521	9,681
9×9 cm ²	9,738	9,856
10×10 cm ²	9,895	10,032
11×11 cm ²	10,089	10,179
12×12 cm ²	10,176	10,300
13×13 cm ²	10,329	10,427
14×14 cm ²	10,416	10,542
15×15 cm ²	10,542	10,638
16×16 cm ²	10,617	10,731
17×17 cm ²	10,684	10,840
18×18 cm ²	10,742	10,917
20×20 cm ²	10,866	11,041

Mesures des débits de doses dans l'eau avec la chambre à ionisation et à extrapolation dans le PMMA

DSP=100 cm

Taille du champ (cm ²)	Débit de dose (mGy .s ⁻¹) Chambre à ionisation (eau)	Débit de dose (mGy .s ⁻¹) Chambre à extrapolation
8×8 cm ²	4,993	4,900
9×9 cm ²	5,073	4,956
10×10 cm ²	5,143	5,045
11×11 cm ²	5,209	5,132
12×12 cm ²	5,276	5,220
13×13 cm ²	5,359	5,237
14×14 cm ²	5,412	5,269
15×15 cm ²	5,465	5,352
16×16 cm ²	5,516	5,375
17×17 cm ²	5,548	5,435
18×18 cm ²	5,589	5,483
19×19 cm ²	5,629	5,525
20×20 cm ²	5,662	5,577

DSP=80 cm

Taille du champ (cm ²)	Débit de dose (mGy .s ⁻¹) Chambre à ionisation (eau)	Débit de dose (mGy .s ⁻¹) Chambre à extrapolation
8×8 cm ²	7,657	7,570
9×9 cm ²	7,773	7,638
10×10 cm ²	7,889	7,721
11×11 cm ²	8,005	7,763
12×12 cm ²	8,100	7,837
13×13 cm ²	8,204	7,984
14×14 cm ²	8,287	8,045
15×15 cm ²	8,318	8,155
16×16 cm ²	8,393	8,200
17×17 cm ²	8,454	8,281
18×18 cm ²	8,518	8,317
19×19 cm ²	8,569	8,406
20×20 cm ²	8,618	8,449

DSP=70 cm

Taille du champ (cm ²)	Débit de dose (mGy .s ⁻¹) Chambre à ionisation (eau)	Débit de dose (mGy .s ⁻¹) Chambre à extrapolation
8×8 cm ²	9,840	9,450
9×9 cm ²	10,007	9,656
10×10 cm ²	10,154	9,796
11×11 cm ²	10,297	9,944
12×12 cm ²	10,426	10,036
13×13 cm ²	10,543	10,247
14×14 cm ²	10,653	10,364
15×15 cm ²	10,756	10,514
16×16 cm ²	10,846	10,529
17×17 cm ²	10,921	10,570
18×18 cm ²	10,988	10,730
19×19 cm ²	11,083	10,758
20×20 cm ²	11,142	10,835

Mesures des pentes normalisées pour une taille de champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$, DSP= 80 cm.(zone de Bragg-Gray)

Ecartement mm)	Pente normalisée %
1,4	102,95
1,5	100,42
1,6	98,72
1,7	98,51
1,8	99,44
1,9	100,98
2	100,87
2,1	100,70
2,2	100,80
2,3	100,92
2,4	100,90
2,5	100,86
2,6	100,28
2,7	99,89
2,8	99,58
2,9	99,69
3	99,46
4	99,13
5	98,75
6	98,26
7	97,99

- Courants de saturation (nA) pour rayons X (250Kv, CDA=2,472mm Cu) (pour plusieurs courants du tube)

(Ecartement mm)	Courant saturation (nA), (2 mA)	Courant saturation (nA), (4 mA)	Courant saturation (nA), (5 mA)
1	0,0074	0,0172	0,0222
1,1	0,0081	0,0189	0,0243
1,2	0,0088	0,0204	0,0264
1,3	0,0095	0,0220	0,0283
1,4	0,0102	0,0237	0,0305
1,5	0,0108	0,0254	0,0321
1,6	0,0115	0,0269	0,0343
1,7	0,0122	0,0283	0,0362
1,8	0,0129	0,0301	0,0383
1,9	0,0137	0,0316	0,0403
2	0,0143	0,0330	0,0428
2,1	0,0150	0,0347	0,0447
2,2	0,0157	0,0363	0,0467
2,3	0,0164	0,0379	0,0487
2,4	0,0170	0,0394	0,0507
2,5	0,0177	0,0409	0,0527
2,6	0,0184	0,0425	0,0545
2,7	0,0190	0,0443	0,0566
2,8	0,0198	0,0455	0,0580
2,9	0,0204	0,0471	0,0596
3	0,0211	0,0486	0,0630

Valeurs des pentes nC/mm (zone Bragg-Gray $1,8\text{mm} \leq z \leq 2,5\text{mm}$) pour les trois DSP (70 cm, 80 cm et 100cm)

-DSP =70

8×8 cm	9×9 cm	10×10 cm	11×11 cm	12×12 cm
0,221	0,221	0,228	0,234	0,234
0,220	0,225	0,228	0,232	0,233
0,219	0,224	0,228	0,232	0,233
0,219	0,224	0,228	0,233	0,233
0,219	0,224	0,228	0,232	0,233
0,220	0,224	0,228	0,232	0,234
0,220	0,224	0,228	0,232	0,234
0,218	0,224	0,227	0,228	0,233

13×13 cm	14×14 cm	15×15 cm	16×16 cm	17×17 cm
0,237	0,240	0,242	0,244	0,245
0,237	0,240	0,242	0,245	0,244
0,236	0,239	0,242	0,245	0,245
0,236	0,240	0,243	0,245	0,245
0,237	0,239	0,242	0,244	0,245
0,237	0,239	0,242	0,244	0,245
0,237	0,239	0,242	0,243	0,245
0,236	0,238	0,241	0,243	0,244
18×18 cm	19×19 cm	20 ×20 cm		
0,247	0,248	0,249		
0,247	0,248	0,249		
0,246	0,247	0,248		
0,246	0,247	0,248		
0,246	0,248	0,249		
0,247	0,241	0,250		
0,247	0,249	0,249		
0,246	0,247	0,248		

-DSP =80 cm

8×8 cm	9×9 cm	10×10 cm	11×11 cm	12×12 cm
0,172	0,172	0,176	0,182	0,184
0,171	0,172	0,178	0,182	0,184
0,171	0,173	0,178	0,182	0,184
0,172	0,173	0,178	0,182	0,183
0,172	0,173	0,178	0,182	0,184
0,171	0,173	0,178	0,182	0,184
0,171	0,173	0,178	0,182	0,184
0,170	0,173	0,178	0,182	0,184
13×13 cm	14×14 cm	15×15 cm	16×16 cm	17×17 cm
0,186	0,186	0,187	0,189	0,190
0,185	0,187	0,187	0,189	0,189
0,184	0,187	0,187	0,189	0,190
0,185	0,187	0,187	0,188	0,190
0,186	0,188	0,188	0,189	0,191
0,186	0,187	0,187	0,189	0,191
0,185	0,187	0,187	0,189	0,191
0,184	0,187	0,187	0,189	0,190
18×18 cm	19×19 cm	20 ×20 cm		
0,192	0,193	0,197		
0,192	0,193	0,197		
0,192	0,195	0,197		
0,192	0,194	0,197		
0,192	0,195	0,197		
0,191	0,196	0,197		
0,191	0,196	0,197		
0,191	0,195	0,197		

DSP =100 cm

8×8 cm	9×9 cm	10×10 cm	11×11 cm	12×12 cm
0,114	0,116	0,118	0,120	0,121
0,113	0,115	0,117	0,118	0,119
0,110	0,112	0,117	0,118	0,120
0,110	0,113	0,117	0,118	0,120
0,111	0,114	0,117	0,118	0,120
0,111	0,113	0,116	0,118	0,120
0,112	0,113	0,116	0,118	0,120
0,112	0,113	0,116	0,117	0,120
13×13 cm	14×14 cm	15×15 cm	16×16 cm	17×17 cm
0,122	0,121	0,125	0,124	0,125
0,120	0,123	0,126	0,124	0,126
0,121	0,123	0,125	0,124	0,126
0,121	0,123	0,125	0,125	0,126
0,121	0,123	0,125	0,124	0,126
0,121	0,123	0,124	0,124	0,126
0,121	0,123	0,125	0,124	0,125
0,120	0,123	0,125	0,124	0,125
18×18 cm	19×19 cm	20×20 cm		
0,125	0,126	0,128		
0,126	0,127	0,128		
0,126	0,126	0,127		
0,127	0,127	0,128		
0,127	0,127	0,128		
0,126	0,127	0,127		
0,126	0,125	0,126		
0,125	0,125	0,124		

-Bibliographie-

- [1] Corey E. Zankowski «Calibration of electron and photon beam with extrapolation Chamber». These Phd (Physics Department, McGill University, Montreal), (1997).
- [2] François DeBlois « Dose measurement in heteogenous phantoms with Extrapolation Chamber ». These PhD (Physics Department, McGill University, Montreal), (2001).
- [3] Wamied Abd El Rahmane « a study of build-up region megavoltage radiations Beam ». These Phd (Physics Department, McGill University, Montreal), (2004)
- [4] R Ravichandran, JP Binukumar, SS Sivakumar, K Krishnamurthy, CA Davis: « Extrapolation chamber mounted on perspex for calibration of high energy photon and electron beams from a clinical linear accelerator». The official journal of Association of Medical Physicists of India ,(2008).
- [5] AAPM Task Group 25, “Clinical electron beam dosimetry,” Med. Phys. 18, 73–109. (1991).
- [6] IAEA “Absorbed dose determination in photon and electrons beams, ” An International code of practice, Technical report Series No. 277 (IAEA ,Vienna (1987))
- [7] BJR 25 (British Journal of Radiology).
- [8] ICRU report 33 « Quantities and Units », International Commission on Radiation Units and Measurement,(1980).
- [9] ICRU report 60 « Fundamental quantities and units for ionization radiation », International Commission on Radiation Units and Measurement, (1998).
- [10] Daniel Blanc « Les rayonnements ionisants », Masson, (1990).
- [11] A.F.Mackinilay « Termoluminescences dosimetry », Medical physics handbooks, (1981).
- [12] Henri Metivier « Radioprotection et ingénierie nucléaire », EDP sciences, (2006).
- [13] Commission Internationale de Protection Radiologique« CIPR60», (1991).
- [14] IAEA TRS-398 «Absorbed dose determination in external beam radiotherapy. An International code of practice for dosimetry based on standards»,(2004).
- [15] L.V. Spencer and F. H. Attix, « A theory of cavity ionisation », Radiat.Res.3.239 (1955).
- [16] S.C.Klevenhagen, «Determination of absorbed dose in High-Energy electron and

- Photon radiation by means uncalibrated ionisation chamber», Department of Medical Physics, The London hospital ,(1990).
- [17] Simone K. Dias and Linda V. E. Caldas « Extrapolation chamber response in low-energy x radiation standard beams », Instituto de Pesquisas Energeticas e Nucleares, Comissiao Nacional de Energia Nuclear, Sao Paolo Brazil,(2000).
- [18] AAPM Task-Group 51, « Protocol for clinical reference dosimetry of high energy Photon and electron beam», Med. Phys. 26.9, September ,(1999).
- [19] M.L Olivera , L.V.E Calvadas «Performance of a prototype of an extrapolation minichamber in various radiations beams », Instituto de Pesquisas Energeticas e Nucleares, Comissiao Nacional de Energia Nuclear, Sao Paolo Brazil ELSEVIER, (2007).
- [20] Corey E. Zankowski and Ervin B. Podgorsak «Calibration of photon and electron beams with an extrapolation chamber », McGill University, Department of Medical Physics, Medical Physics, Vol. 24, No. 4, (April 1997).
- [21] Instruction Manual Extrapolation chamber acc. To Bohm type 23392 [D 431.131.0/4].
- [22] M. Tubiana, J. Dutreix et Wambersie « Radiobiologie », Hermann, (1986).
- [23] ICRU Report 44 «Tissue substitutes in radiation dosimetry and measurement » ,(1988).
- [24] M.Boutillon and M.Perroche « Effect of a change of stopping –power values on The W value recommended by ICRU for electrons in dry air», Report CCEMRI (I) 85-8, Bureau international des poids et mesures. Sèvres, (1985).
- [25] Site Internet du Loma Linda University Medical Center.
www.protons.com/about-us/history.html.
- [26] Société Suisse de Physique Médicale «Dosimétrie des faisceaux de rayons X dans le Domaine des faibles et des moyennes énergies », Recommandation N° 9, (Mai 2001).
- [27] AAPM Task Group 21, “A protocol for the determination of absorbed dose from high– energy photon and electron beams,” Med. Phys. 10, 741–771,(1983).
- [28] AIFB , Associazione Italiana di Fisica Biomedica, «Protocolo per la dosimetria di base nella radiotherapia con fasci di fotoni ed elettroni con E fra 1 e 40 MeV physica Biomedica »,V1(2),1988
- [29] Fergane Nora, « Dosimetrie absolue des faisceaux de photons et d’electrons de haute Energie utilisés en radiotherapie», Memoire Magister , USTHB,(2007).

- [30] Syllabus. Ervin B. Podgorsak, Ph.D., «Review of Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students».
- [31] G. Failla, «Measurement of tissue dose in terms of the same unit for all ionizing Radiations», *Radiology* 29, 202-215, (1937).
- [32] S. Genna and J.S. Laughlin «Absolute calibration of a Cobalt -60 gamma-rays beam», *Radiology* 65, 394-405, (1955).
- [33] W.H. Bragg, «Studies in Radioactivity », Macmillan, New York, (1912).
- [34] L.H. Gray, «An ionization method for the absolute measurement of gamma –ray Energy», *Proc. R. Soc. London Ser .A* 156, 578, (1936)