

N° d'ordre : 12/2009-M/PM

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de L'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
HOUARI BOUMEDIENE

FACULTE DE PHYSIQUE
DEPARTEMENT DES RAYONNEMENTS



Mémoire

Présenté pour l'obtention du diplôme de **MAGISTER**

En : **PHYSIQUE**

Spécialité : **Physique Médicale**

Par : **BEZOUBIRI Fethi**

Sujet

Détermination expérimentale de la distribution de la dose neutronique autour d'un accélérateur linéaire médical

Soutenu le 10 /03/2009, devant le jury composé de :

Mr. Ahmed Chafik CHAMI	Professeur, USTHB	Président
M ^{me} . Zohra LOUNIS-MOKRANI	Maître de Recherche, CRNA	Directrice de mémoire
M ^{me} KHALAL Karima	Professeur, USTHB	Examinatrice
M ^{elle} . Djamila MEBHAH	Chargé de Recherche, CRNA	Examinatrice
Mr. Brahim HOCINI	Chargé de Recherche, CPMC	Examinateur

Remerciements

Je tiens à remercier très chaleureusement Madame **Zohra LOUNIS-MOKRANI**, Maître de recherche au Centre de Recherche Nucléaire d'Alger qui m'a donné l'opportunité de faire ce mémoire et de m'avoir accueilli au sein de son équipe de recherche au laboratoire de la dosimétrie des rayonnements ionisants et encadré tout au long de mon travail.

J'exprime ma profonde gratitude à tous ceux qui m'ont fait l'honneur d'accepter d'examiner ce mémoire : Monsieur **Ahmed Chafik CHAMI**, Professeur de l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene qui m'a fait l'immense privilège de tenir le rôle de président, Madame **Karima KHALAL**, Mademoiselle **Djamila MEBHAH** et Monsieur **Brahim HOCINI** qui ont consacré une partie de leur temps à la lecture approfondie de mon manuscrit et pour avoir accepté de l'évaluer.

Mes vifs remerciements vont à Monsieur **Djamel IMATOUKENE** pour sa collaboration et son aide et ses précieux conseils et également à tout le personnel du laboratoire de la dosimétrie des rayonnements ionisants.

Je tiens également à remercier le professeur **A. AFIANE** chef service de radiothérapie (CPMC), le professeur **K. BOUALGA** chef service de radiothérapie (C.A.C- Blida), Mr. **KHOUDRI**, M^{elle}. **SISSAOUI**, M^{elle}. **BERKANI** et M^{elle}. **FERGANE** radiophysiciens au CAC de Blida ainsi que Mr. **BENCHEIKH**, Mr. **BOUNEMRI**, Mr. **MEDJOUB** et M^{elle}. **BOUJEMA** radiophysiciens au CPMC.

Mes vifs remerciements vont aussi au chef de département des rayonnements de la faculté de physique (USTHB), le professeur **A. FRAHI** pour son suivi de notre étude depuis le début de notre formation et de son aide et encouragement dans nos études.

Je tiens également à remercier le Directeur Générale du Centre de Recherche Nucléaire d'Alger, Messieurs **M. ARIB**, **H. MAZROU** ainsi que tout le personnel du CRNA.

Je voudrais remercier ma famille qui m'a soutenu et encouragé dans la poursuite de mes études.

Enfin, je ne peux terminer sans remercier l'Agence Nationale de Développement de la Recherche en Santé (ANDRS) pour le soutien financier apporté pour la concrétisation de ce travail.

Merci à tous ceux que j'ai malencontreusement oubliés !

*Je dédie ce mémoire
à mes parents, à ma femme,
à mes soeurs et à mes frères
en témoignage de ma reconnaissance*

SOMMAIRE

INTRODUCTION.....	11
-------------------	----

CHAPITRE I NOTIONS DE RADIOTHERAPIE EXTERNE

I.1 Evolution de la radiothérapie externe.....	15
I.1.1 Appareils émetteurs de rayons X de basse énergie.....	15
I.1.2 Appareils de télécobaltothérapie.....	16
I.1.3 Accélérateurs linéaires.....	17
I.1.3.1 Injection.....	19
I.1.3.2 Accélération des électrons.....	20
I.1.3.3 Sélection d'énergie.....	21
I.2 Enquête effectuée dans le service de radiothérapie Pierre et Marie Curie.....	24

CHAPITRE II GENERALITES SUR LES NEUTRONS ET LEUR DOSIMETRIE

II.1 Sources de neutrons.....	26
II.1.1 Sources radioactives.....	26
II.1.2 Réacteurs nucléaires.....	27
II.1.3 Accélérateurs de particules.....	27
II.2 Production des neutrons dans les unités de radiothérapie externe.....	28
II.2.1 Comment les neutrons sont-ils produits dans un accélérateur linéaire médical?.....	29
II.2.2 Réaction de type résonance géante.....	30
II.2.3 Interprétation historique de la RGD.....	32
II.3 Interaction des neutrons avec la matière.....	32
II.3.1 Diffusion.....	32
II.3.1.1 Diffusion élastique.....	32
II.3.1.2 Diffusion inélastique.....	33
II.3.2 Absorption.....	34
II.3.2.1 Réactions de capture.....	34
II.3.2.2 Capture radiative.....	35
II.3.2.3 Fission.....	36
II.4 Dosimétrie des neutrons.....	36
II.4.1 Dosimètres actifs.....	37
II.4.1.1 Compteurs proportionnels.....	37
a Le moniteur de neutron à base de BF ₃	38

b Détecteur de neutrons à base de ^3He	39
II.4.2 Dosimètres passifs.....	40
II.4.2.1 Dosimètres thermoluminescents.....	40
II.4.2.2 Dosimètres à bulle.....	41
II.4.2.3 Détecteurs Solides de Traces Nucléaires.....	43
a Détection des neutrons rapides.....	45
b Détection des neutrons thermiques.....	46

CHAPITRE III MATERIELS ET METHODES

III.1 Le système spectromètre à bulles (BDS)	48
III.1.1 Détermination de la fluence neutronique.....	51
a Interface de l'utilisation.....	52
b Choix du nombre de mesures.....	52
c Sélection des détecteurs utilisés et introduction de nombre de bulle.....	53
d La vérification des valeurs introduites.....	54
e Calcul de la fluence.....	55
f Autres fonction	55
III.2 Les systèmes DSTN : CR-39/CH₂ et CR-39/BE10.....	55
a Etalonnage du système CR-39/CH ₂	55
b Etalonnage des CR-39 avec convertisseur BE10.....	56
c Evaluation de H*(10)	57
III.3 Les dosimètres actifs : STUDSVIK 2222A ET BERTHOLD LB 6411.....	58
a Le débitmètre Studsvik 2222A.....	58
b Le débitmètre Berthold modèle LB 6411.....	59
c Evaluation de H*(10)	60
III.4 Les dosimètres passifs : systèmes (TLD600/TLD700)	62
a Détermination des sensibilités des TLD 600 et des TLD 700 aux photons.....	63
b Détermination de la référence.....	64
c Détermination de la dose neutrons à partir du système TLD600/TLD700.....	65
III.5 Grandeurs dosimétriques utilisées.....	66

CHAPITRE IV RESULTATS ET DISCUSSIONS

IV.1 Détermination de l'équivalent de dose ambiant, H*(10), en utilisant le BDS.....	67
IV.1.1 Résultats de la déconvolution.....	67
a Détermination des spectres en fluence neutronique.....	67

b Calcul de l'équivalent de dose ambiant.....	70
IV.2 Détermination de H*(10) en utilisant le CR-39.....	72
IV.2.1 Résultats.....	72
IV.2.2 Détermination du terme source au niveau de la tête de l'accélérateur VARIAN 2100C.	76
IV.3 Détermination de l'équivalent de dose neutronique ambiant, H*(10), en utilisant dosimètres actifs.....	79
IV.3.1 Variation du débit de l'équivalent de dose ambiant neutronique en fonction de la taille du champ.....	79
a Résultats obtenus en utilisant le BF ₃ au CPMC.....	79
b Résultats obtenus en utilisant le ³ He au CPMC.....	80
c Résultats obtenus en utilisant le BF ₃ au CAC Blida.....	81
d Résultats obtenus en utilisant le ³ He au CAC Blida.....	83
IV.3.2 Relation entre H*(10) et les unités moniteurs délivrées.....	83
a Au CPMC.....	84
b Au CAC Blida.....	85
IV.4 Détermination de l'équivalent de dose neutronique ambiant, H*(10), en utilisant les dosimètres passifs.....	86
IV.4.1 Résultats.....	86
 CONCLUSION GENERALE.....	 89
 ANNEXE.....	 90

LISTE DES FIGURES

Figure I.1 : Principe de production des rayons X.....	15
Figure I.2 : Equipement de la radiothérapie superficielle.	16
Figure I.3 : Tête d'un appareil de télécobaltothérapie.	17
Figure I.4 : Accélérateur linéaire utilisé en radiothérapie.	18
Figure I.5 : Principe de fonctionnement d'un canon à électrons	19
Figure I.6 : Trajectoire des électrons après leur sortie du canon.....	20
Figure I.7 : Schéma de principe de l'accélération des électrons dans un Linac.	21
Figure I.8 : Principe de production des photons.	22
Figure I.9 : Rôle du filtre égalisateur pour l'homogénéité et la symétrie du faisceau de photons.....	22
Figure I.10 : Principe d'accélération en mode électron.	23
Figure I.11 : Rôle des diffuseurs pour le faisceau d'électrons.	23
Figure I.12 : Collimateur multilames.....	24
Figure I.13 : Statistique effectuée sur les énergies utilisées en radiothérapie par l'accélérateur du CPMC durant l'année 2006.....	25
Figure II.1 : Variation de la section efficace totale d'interaction photonucléaire exprimée par nucléon, avec l'énergie du photon k (MeV).	30
Figure II.2 : Section efficace du ^{186}W en fonction des énergies des photons.	31
Figure II.3 : Section efficace du ^{208}Pb en fonction des énergies des photons.....	31
Figure II.4 : Diffusion élastique d'un neutron par un noyau.....	33
Figure II.5 : Diffusion inélastique entre un neutron et un noyau.	34
Figure II.6 : Capture radiative.	35
Figure II.7 : Fission induite par un neutron thermique.	36
Figure II.8 : Section efficace des réactions nucléaires $^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}$ et $^3\text{He} (n, p) ^3\text{H}$ en fonction de l'énergie neutronique.	39
Figure II.9 : Principe de la thermoluminescence.	40
Figure II.10 : Section efficace de la réaction $n (^6\text{Li}, \alpha) ^3\text{H}$	41
Figure II.11 : Présentation d'un détecteur à bulles.....	42
Figure II.12 : Principe du détecteur à bulles.	42
Figure II.13 : Réponse énergétique du BDS à 20 °C.....	43
Figure II.14 : Photographie d'un détecteur CR-39 irradié aux particules alpha.....	44
Figure II.15 : Formule chimique du monomère allyl diglycole cabonate (CR-39)	44
Figure II.16 : Contribution des différents constituants du CR-39 à sa réponse.....	45
Figure II.17 : Traces induites dans le CR-39 par les différentes réactions dans le champ d'une source Am-Be	46

Figure II.18 : Principe de détection des neutrons thermiques par le CR-39.....	47
Figure II.19 : Traces observées au microscope optique obtenues après 60 min. de révélation.....	47
Figure III.1 : Les différentes positions de mesures listées de A à D autour de la tête de l'accélérateur Linac 2100C du CAC Blida.....	49
Figure III.2 : Lecteur automatique BDR-III.....	49
Figure III.3 : Chambre de compression.....	50
Figure III.4 : Interface de l'utilisateur.....	52
Figure III.5 : Choix du nombre de mesures.....	53
Figure III.6 : La sélection des détecteurs utilisés.....	54
Figure III.7 : Vérification des valeurs introduites.....	54
Figure III.8 : Calcul de la fluence.....	55
Figure III.9 : Courbe de linéarité (Am-Be).....	56
Figure III.10 : Courbe de linéarité (²⁵² Cf-D2O).....	56
Figure III.11 : Efficacité d'enregistrement des traces.....	57
Figure III.12 : Les CR-39 répartis à travers le champ (30x30).....	57
Figure III.13 : Moniteur de neutrons Studsvik modèle 2222 A.....	58
Figure III.14 : Réponse énergétique du moniteur de neutrons 2222 A.....	59
Figure III.15 : Compteur à neutrons à ³ He Berthold modèle LB 6411.....	60
Figure III.16 : Réponse énergétique du moniteur de neutrons de LB 6411.....	60
Figure III.17 : Plan de la salle de traitement du CPMC et les différentes positions de mesure de A à I.....	61
Figure III.18 : Plan de la salle de traitement du CAC et les différentes positions de mesure de A à I.....	62
Figure III.19 : Système de lecture Harshaw 4000 utilisé pour la lecture TLDs.....	62
Figure III.20 : Réponse des TLD 600 irradiés à 5 mGy aux gammas du ¹³⁷ Cs à l'air libre..	63
Figure III.21 : Réponse des TLD 700 irradiés à 5 mGy aux gammas du ¹³⁷ Cs à l'air libre.....	63
Figure III.22 : La sensibilité des TLD 600 aux gammas du ¹³⁷ Cs.....	64
Figure III.23 : La sensibilité des TLD 700 aux gammas du ¹³⁷ Cs.....	64
Figure III.24 : Coïncidence des pics dosimétriques d'une paire de TLD 600 et 700 utilisée dans cette étude.....	64
Figure III.25 : Réponse d'une paire de TLD (600-700) irradiée aux neutrons de la source ²⁵² Cf (D2O) à 5 mSv.....	65
Figure III.26 : Réponse d'une paire de TLD (600-700) irradiée aux neutrons de la source Am-Be à 5 mSv.....	65

Figure IV.1 : Spectre énergétique des neutrons au point A.	68
Figure IV.2 : Spectre énergétique des neutrons au point B.....	68
Figure IV.3 : Spectre énergétique des neutrons au point C.....	69
Figure IV.4 : Spectre énergétique des neutrons au point D.....	69
Figure IV.5 : Comparaison entre les spectres énergétiques des neutrons en A, B, C et D.....	70
Figure IV.6 : $H^*(10)$ dû aux neutrons thermiques à l'isocentre en fonction de la taille du champ.....	73
Figure IV.7 : $H^*(10)$ dû aux neutrons rapides à l'isocentre en fonction de la taille du champ en utilisant la source d'étalonnage ^{252}Cf	74
Figure IV.8 : Distribution de $H^*(10)$ dû aux neutrons rapides suivant l'axe X sur la table de traitement en fonction de la taille du champ en utilisant la source d'étalonnage ^{252}Cf	74
Figure IV.9 : Comparaison entre les deux fluences neutroniques thermiques et rapides à l'isocentre en fonction de la taille du champ en utilisant la source d'étalonnage ^{252}Cf	75
Figure IV.10 : Le $H^*(10)$ obtenu par le BF3 en fonction du nombre UM aux points B, C et D (CPMC)..	84
Figure IV.11 : Le $H^*(10)$ obtenu par le BF3 en fonction du nombre UM aux points B, C et D (CAC Blida).....	85

LISTE DES TABLEAUX

Tableau II.1 : Principales sources de radionucléides produisant des neutrons.....	26
Tableau II.2 : Valeurs des paramètres A et T (énergie en MeV)	27
Tableau II.3 : Les énergies de seuil (Sn) de production des neutrons.....	29
Tableau II.4 : Principales caractéristiques du CR-39.....	44
Tableau II.5 : Caractéristiques des réactions nucléaires produites dans le convertisseur BN1 (Li ₂ B ₄ O ₇).....	46
Tableau III.1 : Résultats des lectures du BDS aux points B, C et D.....	50
Tableau III.2 : Facteurs d'étalonnage des différentes sources de calibration.....	56
Tableau III.3 : Facteurs d'étalonnage des deux sources Am-Be et ²⁵² Cf (D2O).....	66
Tableau IV.1 : Les Fluences obtenues par le BDS aux points A, B, C et D.....	67
Tableau IV.2 : les Facteurs de conversions utilisés pour chaque gamme d'énergie déduits à partir des facteurs publiés dans l'ICRP 74.....	70
Tableau IV.3 : L'équivalent de dose ambiant, H*(10), aux points A, B, C et D.....	71
Tableau IV.4 : Synthèse des résultats dans les positions A, B, C et D.....	72
Tableau IV.5 : Fluence des neutrons rapides et H*(10) au niveau de l'isocentre des champs (0x0), (10x10), (20x20) et (30x30) en utilisant la source d'étalonnage ²⁵² Cf.....	72
Tableau IV.6 : Fluence des neutrons rapides et H*(10) au niveau de l'isocentre des champs (0x0), (10x10), (20x20) et (30x30) en utilisant la source d'étalonnage ²⁵² Cf (D2O).....	72
Tableau IV.7 : Fluence des neutrons rapides et H*(10) au niveau de l'isocentre des champs (0x0), (10x10), (20x20) et (30x30) en utilisant la source d'étalonnage Am-Be.....	73
Tableau IV.8 : H*(10) et la fluence des neutrons rapides autour de la tête de l'accélérateur de CAC en utilisant la source d'étalonnage ²⁵² Cf.	75
Tableau IV.9 : H*(10) et la fluence des neutrons rapides autour de la tête de l'accélérateur du CAC en utilisant la source d'étalonnage ²⁵² Cf (D2O).	75
Tableau IV.10 : H*(10) et la fluence des neutrons rapides autour de la tête de l'accélérateur de CAC en utilisant la source d'étalonnage Am-Be.	76
Tableau VI.11 : Détermination du terme source de l'accélérateur VARIAN 2100C pour différentes tailles de champ en utilisant BDS et CR-39.....	77
Tableau VI.12 : Les Valeurs de terme source (Q) des différents modèles d'accélérateurs.....	78
Tableau IV.13 : Mesures effectuées en utilisant le BF ₃ aux points I et H (CPMC).	80
Tableau IV.14 : Mesures effectuées en utilisant le ³ He aux points H, G et F (CPMC).....	81
Tableau IV.15 : Mesures effectué en utilisant le BF ₃ aux points H, G et F (CAC).	82

Tableau IV.16 : Mesures effectuées en utilisant le ^3He aux points H, G et F (CAC Blida) ..	83
Tableau IV.17 : Mesures effectuées en utilisant le BF_3 aux points B, C et D (CPMC).	84
Tableau IV.18 : Mesures effectuées en utilisant le ^3He aux points B, C et D (CAC).	84
Tableau IV.19 : Mesures effectuées en utilisant le BF_3 aux points B, C et D (CAC)	85
Tableau IV.20 : Mesures effectuées en utilisant le ^3He aux points B, C et D (CAC).	85
Tableau IV.21 : $\text{H}^*(10)$ en trois points différents au CPMC.	86
Tableau IV.22 : $\text{H}^*(10)$ en trois points différents au CAC Blida.	86

RESUME

Le présent travail vise principalement la détermination de la distribution de la dose due à la composante photoneutron produite autour des accélérateurs linéaires médicaux (Varian 1800 et 2100C) utilisés dans ces deux services de radiothérapie à savoir le Centre Pierre et Marie Curie (CPMC) et le Centre Anti-Cancer (CAC) de Blida. Dans cette étude, nous avons réalisé des séries de mesures pour déterminer l'équivalent de dose ambiant et le spectre de neutrons en différents points situés à l'extérieur et à l'intérieur de la salle de traitement, autour de la tête de l'accélérateur et sur la table du patient en utilisant plusieurs techniques expérimentales comme les moniteurs actifs de neutrons (Studsвик et Berthold), les Détecteurs Solides de Traces Nucléaires (DSTN) avec et sans convertisseur, les Détecteurs ThermoLuminescents (TLD) et le spectromètre à bulles (BDS). Ces mesures ont été effectuées en fonction des paramètres géométriques d'irradiation (tailles de champ, angle d'irradiation) et en fonction de la dose de photon délivrée au patient.

D'après l'analyse des résultats obtenus, nous avons trouvé que le spectre des neutrons produits à l'intérieur de la tête de l'accélérateur est similaire à celui d'une source de référence ^{252}Cf . L'équivalent de dose ambiant neutronique mesuré au niveau de l'isocentre en fonction des différentes tailles de champ en utilisant les détecteurs solides de traces nucléaires est $1,16 \pm 0,05$, $2,74 \pm 0,14$, $3,27 \pm 0,16$ et $3,43 \pm 0,16$ (mSv/Gy) pour les tailles de champ (0x0), (10x10), (20x20) et (30x30) respectivement.

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

La radiothérapie par photons et électrons reste la technique la plus utilisée pour le traitement du cancer. Afin d'augmenter l'efficacité du traitement, des accélérateurs de plus en plus sophistiqués, à énergies élevées sont employés.

Cependant, l'un des inconvénients majeurs associé aux accélérateurs linéaires d'énergie supérieure à 10 MV réside dans la production des neutrons de contamination, par réaction (photon, n) [NCRP 79, 1984]. La probabilité de cet effet augmente avec l'énergie des photons. La source de neutrons la plus probable se situe à la tête d'irradiation de l'accélérateur où les neutrons sont produits dans la cible, le filtre égalisateur, les collimateurs et le matériau composant le blindage de l'accélérateur [NCRP 79, 1984 ; Ongaro et al., 2000 ; Barquero et al., 2005]. Les neutrons peuvent aussi être produits dans tous les autres matériaux incluant l'air, le patient et les murs de l'enceinte de traitement [Ongaro et al, 2000]. Les valeurs des doses efficaces dues à la contamination neutronique d'un faisceau de photons de 8 à 25 MV rapportées dans la littérature varient de 0,25 à 7,5 mSv/Gy [Bourgois, 1997; Chibani, 2003].

Les organisations internationales en charge de la protection radiologique (comme l'ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements), le NCRP (National Council on Radiation Protection and Measurements), l'ICRP (International Commission on Radiological Protection)) se sont penchées ces dernières années sur l'optimisation de la radioprotection pour les applications médicales en diagnostic et en thérapie. Il est important de noter l'intérêt porté aux installations de radiothérapie notamment aux neutrons de contamination autour des accélérateurs linéaires médicaux d'énergie supérieure à 10 MV [ICRP79, 1984 ; NCRP 151, 2005].

Le présent travail entre dans le cadre d'un projet national de recherche en santé intitulé : « Evaluation de la dose due aux neutrons produits au niveau des accélérateurs linéaires médicaux », inscrit dans le programme 2004-2008 de l'Agence Nationale de Développement de la Recherche en Santé (ANDRS) sous le code (04/01/01/04/116). Cette étude pilote réalisée au niveau de deux services de radiothérapie à savoir le Centre Pierre et Marie Curie (CPMC) et le Centre Anti-Cancer (CAC) de Blida. Elle vise principalement l'évaluation de la composante neutron produite autour des accélérateurs linéaires médicaux (VARIAN 1800 et 2100C) fonctionnant à des énergies supérieures à 10 MV. Il est à signaler que l'enquête menée en 2006 au niveau de ces deux accélérateurs a montré que taux d'utilisation des

photons de 18 MV d'énergie dépasse les 75% du fonctionnement de ces unités. Nous proposons dans ce mémoire d'évaluer expérimentalement la dose due aux neutrons de fuite.

La détection des neutrons de contamination est effectuée en utilisant différentes techniques expérimentales. Ces techniques peuvent être passives telles que : Les Détecteurs Solides de Traces Nucléaires (DSTN), les Détecteurs ThermoLuminescents (TLD) et les détecteurs à bulles (BDS), ou actives telles que : la chambre d'ionisation avec convertisseurs, compteurs proportionnels contenant du BF₃, ³He ou un équivalent tissu [NCRP 151, 2005].

Les grandeurs physiques et dosimétriques mesurées sont celles recommandées par le NCRP dans sa publication 151 (2005) à savoir : la fluence neutronique, le débit de l'équivalent de dose, l'équivalent de dose ambiant et la distribution spectrale. L'analyse des différentes techniques expérimentales de mesures des neutrons de contaminations dans les installations de radiothérapie nous a permis de mettre au point un protocole expérimental qui consiste à :

- 1) Déterminer le spectre rapide des neutrons autour de la tête de l'accélérateur en utilisant les détecteurs à bulles et les DSTN (CR-39).
- 2) Evaluer les composantes thermiques et rapides des neutrons sur la table de traitement et au niveau de l'isocentre en utilisant plusieurs techniques expérimentales tels que:
 - a. CR-39 avec et sans convertisseur borée ;
 - b. BDS.
- 3) Evaluer la dose neutrons à l'extérieur des deux salles de traitement, au niveau des chicanes, et à 1m de l'isocentre en utilisant d'une part des moniteurs actifs de neutrons (Studs vik et Berthold) et d'autre part des dosimètres passifs à base des détecteurs TL (TLD600/TLD700).

Le présent manuscrit est structuré en quatre chapitres et une annexe. Dans le premier chapitre, nous présentons brièvement des notions sur la radiothérapie et le principe général de fonctionnement de quelques appareils utilisés en radiothérapie externe. Une enquête au niveau d'un service de radiothérapie CPMC a été effectuée afin de déterminer le mode de fonctionnement de l'accélérateur le plus utilisé pour le traitement dans ce service.

Le second chapitre expose des généralités sur les neutrons, les différentes sources de leur production et les différents modes de leur interaction avec la matière. Un intérêt particulier a été porté à la production des neutrons par réaction photonucléaire, principal mécanisme de production de neutrons autour d'un accélérateur linéaire médical. Cette partie

contient aussi les techniques expérimentales utilisées pour la détection et la dosimétrie des neutrons de contamination au niveau des installations de radiothérapie.

Le troisième chapitre est dédié à la partie expérimentale du travail. Nous présentons le matériel utilisé pour l'évaluation de la dose neutronique et nous décrivons la méthodologie suivie pour déterminer la fluence neutronique en différents points de mesures.

Le chapitre IV est consacré à la présentation et à la discussion des résultats expérimentaux obtenus avec les différentes techniques citées auparavant et utilisées à l'intérieur et à l'extérieur des deux salles de traitement des accélérateurs VARIAN 1800 et VARIAN 2100C. Les résultats sont comparés à ceux publiés. Les résultats obtenus seront exploités pour la radioprotection du personnel ainsi que pour les calculs de blindage des salles de traitement contenant des accélérateurs linéaires médicaux de hautes énergies.

Chapitre

I

***NOTIONS DE RADIOTHERAPIE
EXTERNE***

Introduction

La radiothérapie est une méthode de traitement locorégional des cancers, utilisant des radiations ionisantes qui ont pour but de détruire toutes les cellules tumorales tout en évitant les tissus sains périphériques. La radiothérapie est utilisée chez plus de la moitié des patients ayant un cancer. Elle est, avec la chirurgie, le traitement le plus fréquent des cancers et peut entraîner une guérison à elle seule. Elle peut être utilisée seule ou associée à la chirurgie et à la chimiothérapie. Ses indications sont liées au type de la tumeur, à sa localisation, à son stade et à l'état général du patient.

On distingue trois grandes techniques de radiothérapie :

- **La curiethérapie** : la source radioactive est placée pendant une durée limitée (le plus souvent quelques heures) à l'intérieur du malade, dans la tumeur ou dans une cavité à son contact.
- **La radiothérapie métabolique vectorielle** : La source radioactive est liquide, injectable, non scellée, et va se fixer sur les cellules cibles.
- **La radiothérapie externe** : c'est la plus connue et la plus utilisée, la source de rayonnements est à l'extérieur du malade. La planification du traitement en cette technique comprend les phases suivantes :
 - Positionnement et immobilisation optimale du patient.
 - Repérage de la cible tumorale à irradier, acquisition des données anatomiques et contournage des volumes à irradier et des organes à risque à protéger par l'oncologue radiothérapeute. Mise en place des faisceaux d'irradiation à l'aide d'un simulateur ou à l'aide d'un scanographe, les deux techniques étant parfois associées.
 - Etude informatisée par le physicien et/ou le dosimétriste de la distribution de dose et optimisation conjointe avec l'oncologue radiothérapeute de la technique d'irradiation aboutissant à un plan de traitement.
 - Validation du plan de traitement définitif réalisée conjointement par l'oncologue radiothérapeute et le radiophysicien. Le calcul du temps de traitement est réalisé en nombre d'unité moniteur sur les accélérateurs de particules. Cette phase comprend habituellement la saisie automatique des paramètres de traitement et leur transmission vers le serveur du réseau qui relie les appareils de traitement et les consoles de dosimétrie.

- Mise en place du patient sous l'appareil de traitement, contrôle par imagerie de la forme et du bon positionnement des faisceaux. Vérification de la dose délivrée.
- La dosimétrie in vivo est recommandée en début de traitement pour chaque faisceau techniquement mesurable.

I.1 Evolution de la radiothérapie externe

La radiothérapie externe a connu au cours des dernières années de nombreux progrès. Le développement de l'imagerie et des équipements a contribué de façon déterminante aux progrès réalisés dans la définition et la limitation du volume d'irradiation tout en préservant au mieux les tissus sains avoisinants. Des progrès technologiques, entre autres dans la nature des faisceaux, ont pu apporter des améliorations balistiques. Il a fallu plus d'un siècle de travail conjoint entre physiciens, biologistes et médecins pour que la radiothérapie devienne l'un des éléments les plus efficaces de la lutte contre le cancer.

Les appareils les plus utilisés en radiothérapie externe sont :

I.1.1 Appareils émetteurs de rayons X de basse énergie

Pendant plus d'un demi-siècle, les médecins ont utilisé des tubes à rayons X, comme appareils de radiothérapie. Le tube de rayons X est contenu dans un blindage de protection en plomb percé d'une fenêtre où émerge le faisceau équipé d'un filtre et d'un diaphragme. L'ensemble a une forme très variable suivant l'utilisation à laquelle est destiné l'appareil (figure I.1). Il peut être contenu dans une longue tige métallique, facilement déplaçable par un opérateur ou fixé sur un statif, mobile ou non, sur lequel il peut coulisser ou pivoter.

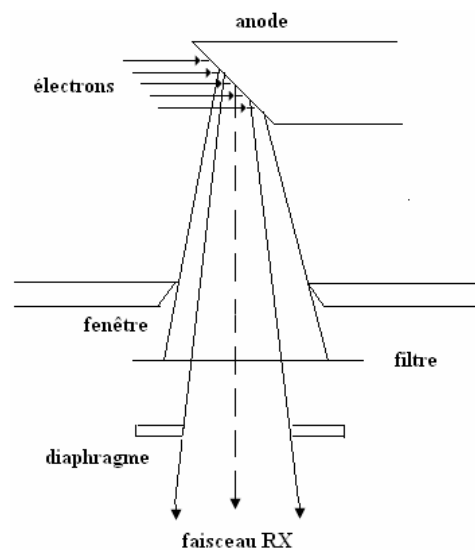


Figure I.1 : Principe de production des rayons X.

Pour les thérapies superficielles et semi-profondes (voir figure I.2), les tensions appliquées sont de 30 à 100 kV et de 100 à 300 kV respectivement, le tube à RX et les filtres choisis sont placés à distance de la peau. La section du faisceau doit être adaptée à la taille des lésions que l'on souhaite traiter. Cette adaptation est réalisée soit par l'intermédiaire d'un diaphragme constitué de minces lames de plomb mobiles, soit en fixant un localisateur à la sortie du tube. Selon les appareils, ces localisateurs ont des formes différentes ; leurs sections sont le plus souvent carrées ou circulaires et correspondent à des distances foyer-peau de quelques centimètres à une trentaine de centimètres.



Figure I.2 : *Equipement de la radiothérapie superficielle.*

Les tubes destinés à la thérapie de contact ou à l'endothérapie correspondent à une très courte distance de traitement (1 à 2 cm au plus) et une faible tension (10 à 50 kV). La section du faisceau est donc très petite (quelques cm^2) et le débit très élevé.

La dose de rayonnement délivrée aux malades est contrôlée par l'intermédiaire d'une minuterie dont la précision doit être au moins égale à 1/100 de minute, le débit de ces appareils étant toujours important.

I.1.2 Appareils de télécobaltothérapie

Dès la fin de la deuxième guerre mondiale, des sources de Cobalt 60 ou de Césium 137 de très fortes activités ont pu être fabriquées. Mais c'est en 1955, avec l'arrivée des appareils de télécobaltothérapie, que la radiothérapie a connu une réelle révolution.

Ces appareils sont essentiellement composés d'une enceinte en plomb dans laquelle est placée une source de cobalt 60 de forte activité, d'un dispositif d'obturation et d'un système de collimation et de visualisation du faisceau (figure I.3).

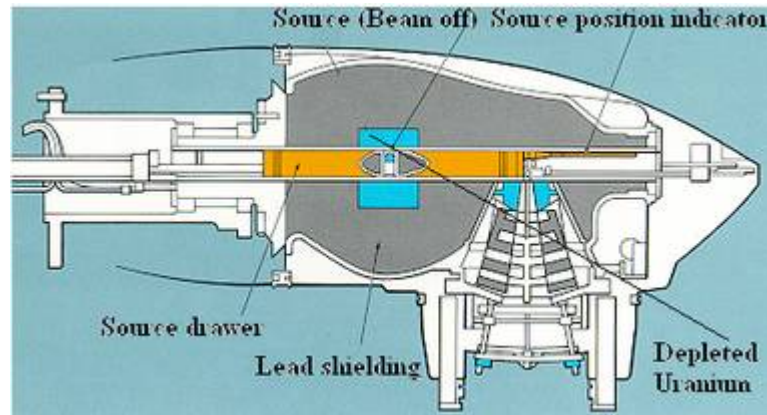


Figure I.3 : Tête d'un appareil de télécobaltothérapie.

Le cobalt 60 se désintègre en émettant un rayonnement β et 2 photons γ , d'énergie respectives 1,33 et 1,17 MeV. La période de désintégration de cette source, égale à 5,27 ans, correspond à une décroissance de l'activité de l'ordre de 1 % par mois, ce qui entraîne le remplacement périodique des sources dans les appareils d'irradiation (en moyenne tous les 3 à 5 ans suivant l'activité de la source initiale et le débit minimal accepté pour traiter les malades).

La source est entourée d'une enceinte de protection en métal lourd dans laquelle est aménagée une ouverture conique permettant le passage du rayonnement. Cette enceinte est destinée à protéger le personnel médical qui a accès à la salle de traitement en dehors des séances d'irradiation. Elle est constituée le plus souvent de plomb et de tungstène, parfois d'uranium. Son épaisseur doit être telle que le débit d'équivalent de dose à 1 m de la source soit inférieur à $0,0025 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1}$ conformément aux normes internationales de radioprotection. En outre, cette enceinte doit éviter toute irradiation du malade en dehors de la zone à traiter. [Bourgeois, 1992]. Il est recommandé que le débit de dose dû aux rayonnements de fuite soit en tous points inférieur à 1/1000 du débit dans le faisceau à la même distance de la source [Bourgeois, 1992].

Un système de collimation constitué généralement par des mâchoires mobiles en plomb ou en tungstène permet d'obtenir des faisceaux d'irradiation de dimensions variables.

I.1.3 Accélérateurs linéaires

Un accélérateur linéaire (en anglais, *linear accelerator*, ou Linac), est un appareil qui émet des électrons d'énergie cinétique très élevée au moyen d'un champ électrique.

A la fin des années 60, une nouvelle étape est franchie avec l'apparition des accélérateurs linéaires médicaux de particules (électrons, protons, etc.). Ces générateurs de haute énergie sont plus performants que les « bombes à Cobalt ». Les faisceaux de

rayonnement obtenus sont extrêmement fins, ce qui permet de les orienter avec une grande précision. Les plus courants sont les accélérateurs d'électrons. Utilisés directement, les électrons produits traitent les premiers centimètres et s'arrêtent en fonction de leur énergie. Les accélérateurs d'électrons permettent également une irradiation plus en profondeur. Les électrons sont alors transformés en rayons X, dont l'énergie est déposée plus profondément. En combinant les faisceaux provenant de plusieurs directions, la dose peut se concentrer à des profondeurs de 10 à 15 cm tout en épargnant les tissus les plus superficiels.

L'accélérateur linéaire médical est généralement composé de plusieurs parties (voir figure I.4) :

1. la structure ou bâti;
2. le bras pouvant effectuer une rotation de 360°;
3. le collimateur constitué de mâchoires ou de fines lames;
4. l'imageur portal (en option) permettant de faire des clichés radio;
5. la table de traitement.

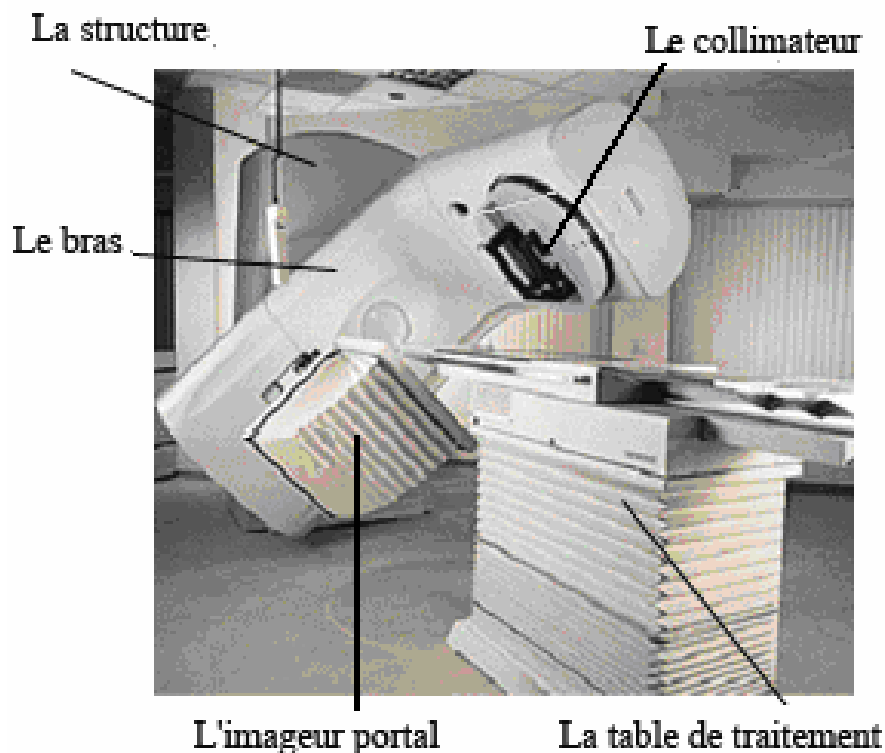


Figure I.4 : Accélérateur linéaire utilisé en radiothérapie.

La production d'un faisceau de photons ou d'électrons avec un accélérateur linéaire médical se fait selon les étapes suivantes :

I.1.3.1 Injection

Le chauffage d'une plaque, appelée cathode, grâce à un filament, dans une cavité bien étudiée sous vide, va permettre d'expulser des électrons. Cette cavité constituée essentiellement d'une cathode, d'une anode et d'une grille de commande placée entre les deux, appelée canon à électron, c'est la source d'électrons dans les Linacs. La figure I.5 montre le principe de fonctionnement d'un canon à électrons d'un Linac.

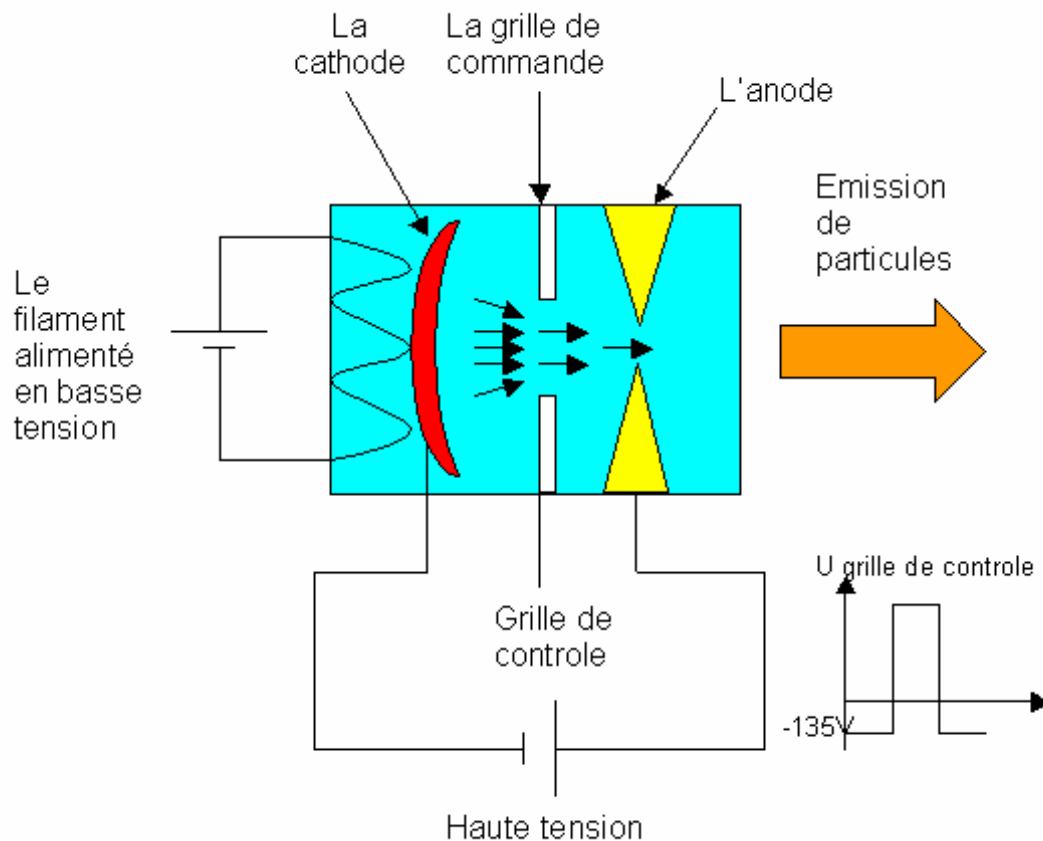


Figure I.5 : Principe de fonctionnement d'un canon à électrons.

L'anode est reliée au pôle positif de la haute-tension, la cathode au pôle négatif ; lorsqu'une impulsion positive est appliquée à la grille de commande, la barrière constituée par celle-ci s'ouvre et laisse passer le flux d'électrons.

Les champs électrostatiques qui sont utilisés pour accélérer les électrons dans le canon à électrons de type diode sont produits directement par le modulateur pulsé dans la forme d'une impulsion négative livrée à la cathode du canon. Dans le canon à électrons type triode, la cathode est maintenue à un potentiel statique négatif (typiquement 20kV).

I.1.3.2 Accélération des électrons

Le flux d'électrons sortant du canon, va rentrer dans une section cylindrique en cuivre formée de cavités, se terminant par une partie torique appelée déviation qui aura pour but de sélectionner l'énergie souhaitée (figure I.6) .

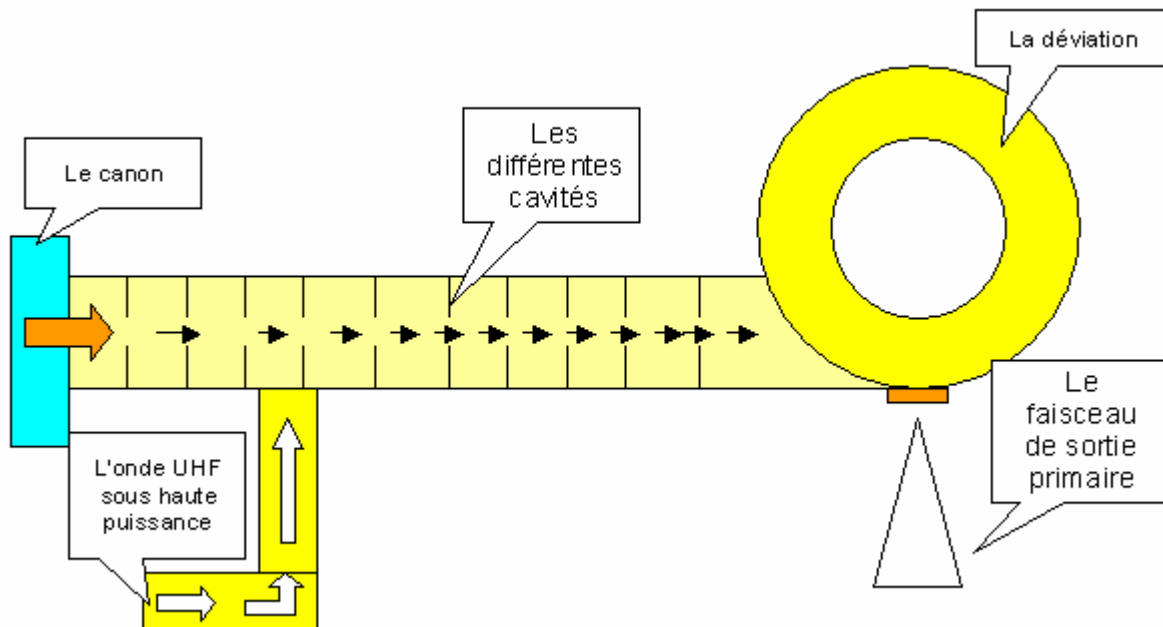


Figure I.6 : Trajectoire des électrons après leur sortie du canon.

Pour accélérer les particules, une onde radiofréquence UHF à haute puissance est nécessaire et doit être injectée dans la section accélératrice. La source de cette puissance est le magnétron ou le Klystron selon le type de l'accélérateur.

Le magnétron est un tube électronique sous vide qui va permettre de créer et d'amplifier (2MW environ) une onde sinusoïdale : c'est un oscillateur, amplificateur. Il a juste besoin d'une tension importante, fournie par un modulateur, pour fonctionner.

Le klystron, lui, est bien plus puissant que le magnétron (7.5MW) mais nécessite un apport d'UHF (*Ultra High Frequency*); un émetteur « pilote » de faible puissance (100W) sera nécessaire pour l'exciter correctement. Le klystron ou le magnétron est alimenté par une source de haute-tension pulsée, générée par le modulateur (voir figure I.7).

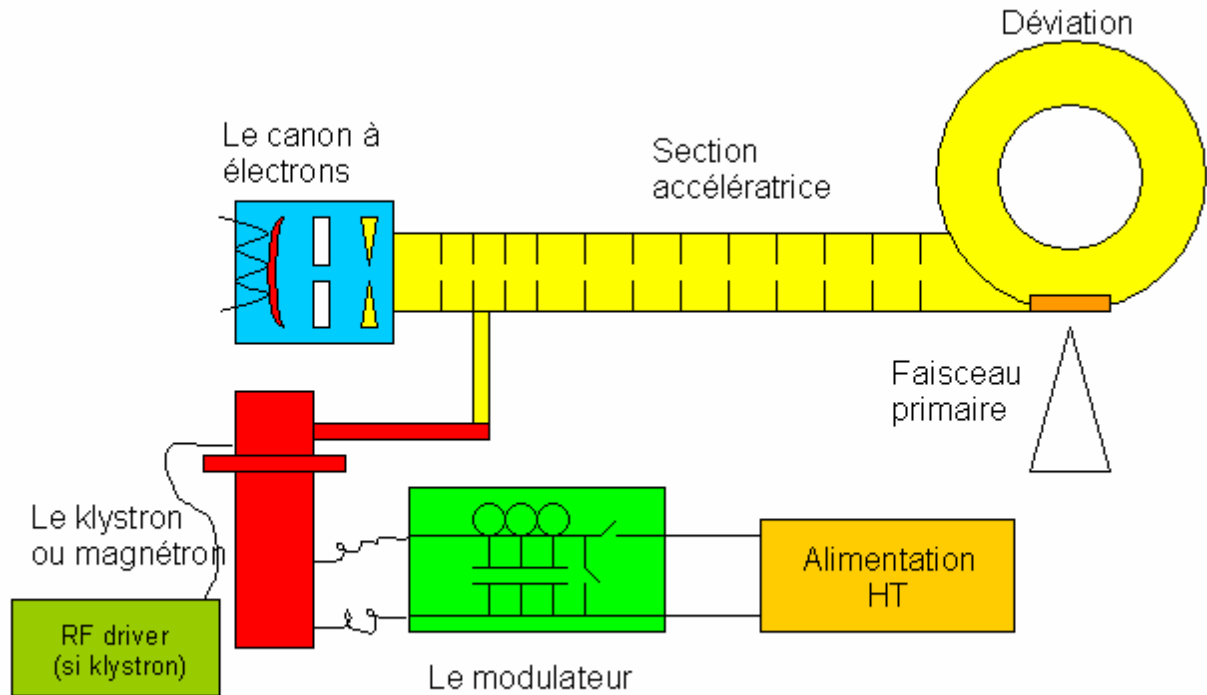


Figure I.7 : Schéma de principe d'accélération des électrons dans un Linac.

I.1.3.3 Sélection d'énergie

Le but est d'obtenir un faisceau le plus homogène possible pour l'énergie souhaitée. La déviation à 270° va sélectionner et filtrer l'énergie grâce à un électro-aimant dont les pôles vont se situer de chaque côté de celle-ci. L'ampérage circulant dans les bobines va fixer l'énergie souhaitée et focaliser le faisceau en sortie. Ce faisceau électronique doit subir quelques transformations afin de répondre aux exigences de traitement en radiothérapie. Il doit être symétrique et homogène.

Le faisceau d'électrons accéléré dévié de 270° est conduit dans la tête d'irradiation où le mode de fonctionnement est fixé.

On distingue les deux modes de fonctionnement :

a. **Le mode photon** : Une cible en tungstène est placée sous le faisceau primaire, les électrons la frappant vont créer un rayonnement photon (voir figure I.8).

Un cône égalisateur va permettre de rendre le faisceau homogène et une chambre d'ionisation contrôle le débit, l'homogénéité et la symétrie du faisceau de sortie comme indiqué dans la figure I.9.

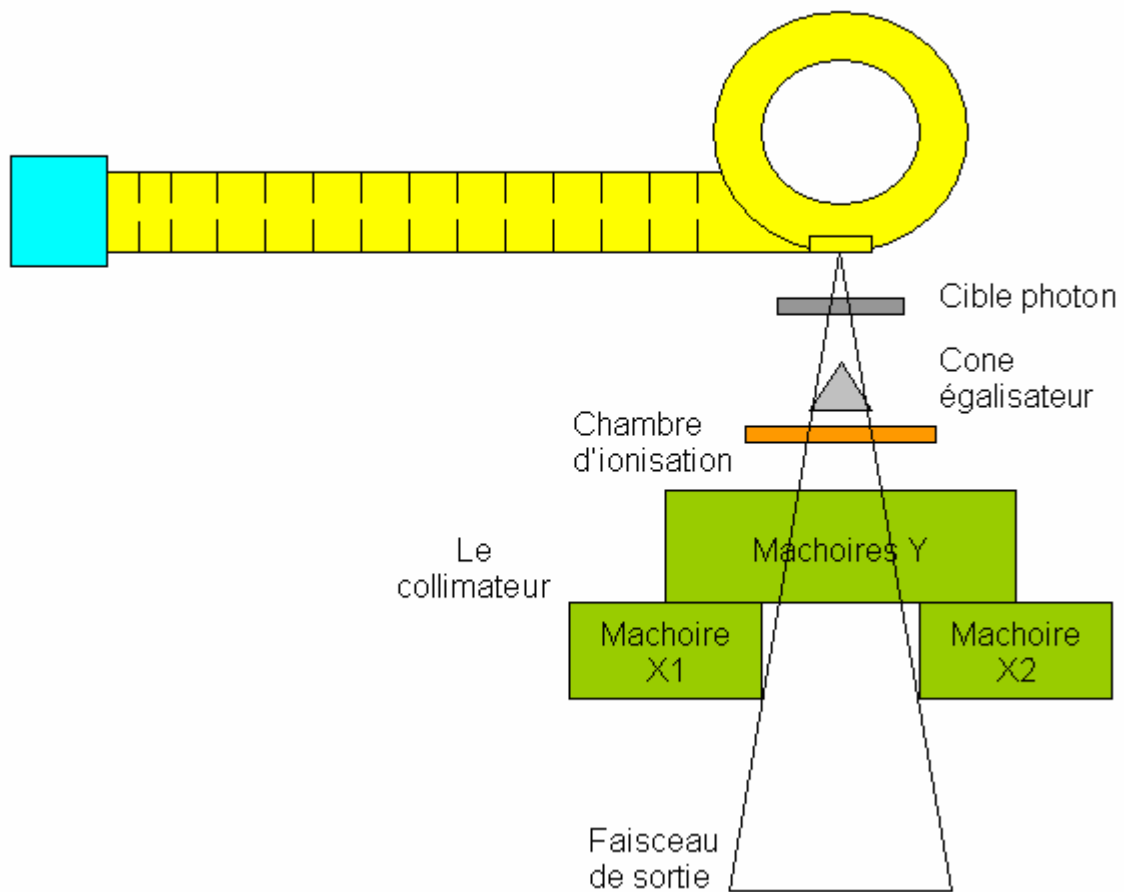


Figure I.8 : Principe de production des photons.

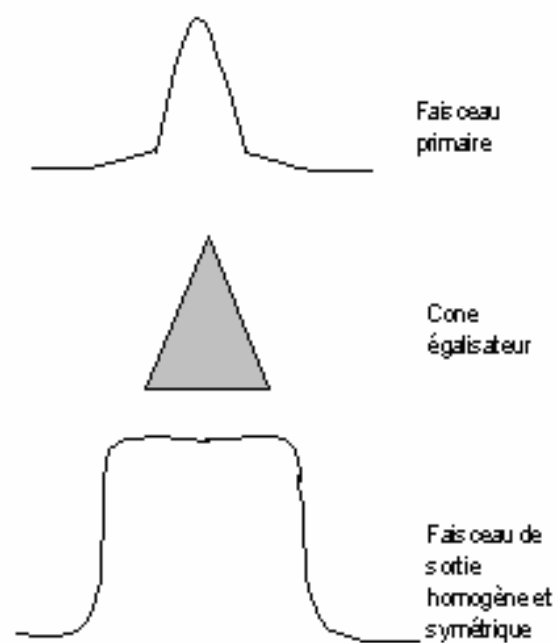


Figure I.9 : Rôle du filtre égalisateur pour l'homogénéité et la symétrie du faisceau de photons.

b. **Le mode électrons** : Pour le mode électrons (voir figure I.10), il n'y a plus de cible, le cône égalisateur est remplacé par des diffuseurs : ce sont en effet des éléments constitués d'une fine couche métallique. Le rôle des diffuseurs est illustré par la figure I.11.

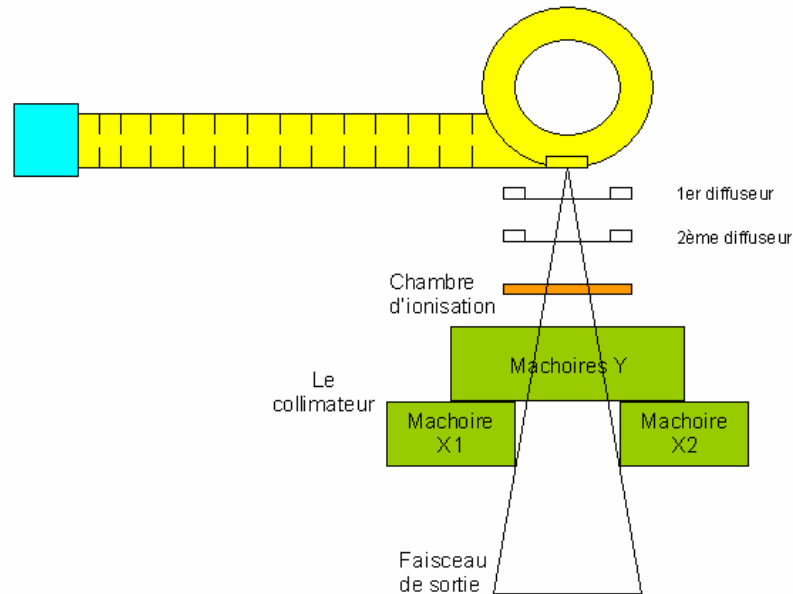


Figure I.10 : Principe d'accélération en mode électron.

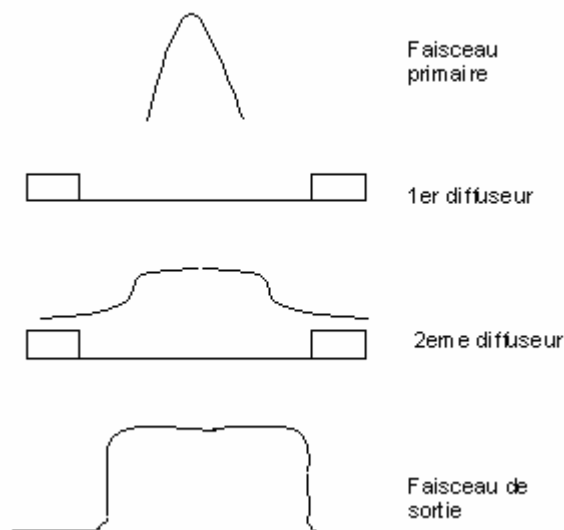


Figure I.11 : Rôle des diffuseurs pour le faisceau d'électrons.

Pour mieux simuler l'organe à traiter et augmenter l'efficacité du traitement, les machines modernes sont de plus en plus équipées de collimateurs multilames appelés MLC (M.L.C. : multileaf collimator) comme présenté par la figure I.12. Ils sont composés de 80 à 120 lames, chacune mise en mouvement par un micro-moteur, lui-même géré par un ordinateur. La qualité de la mise en place est vérifiée par des films radiographiques de haute sensibilité ainsi que par un système « d'imagerie de faisceaux ».

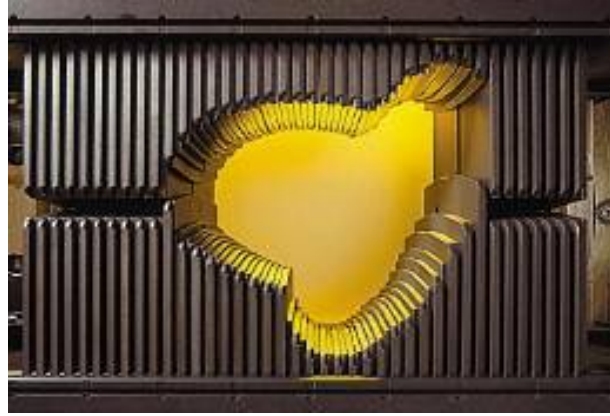


Figure I.12 : collimateur multilames.

Cependant, l'un des inconvénients majeurs associé à l'évolution des accélérateurs linéaires médicales, réside dans la production des neutrons de contamination, par réaction (photon, n et électron, n) [NCRP 79, 1984]. Une étude rétrospective sur l'utilisation des accélérateurs linéaires sur les vingt dernières années a mis en évidence l'apparition d'un cancer secondaire chez les sujets ayant subi un traitement de radiothérapie. Cette étude a reporté que les doses délivrées par les neutrons de contamination variaient entre 0.25 et 7.5 mSv/Gy. Toutefois, aucune corrélation n'a été clairement postulée entre l'apparition du cancer secondaire et la contamination neutronique du faisceau de traitement primaire [Bourgois, 1997; Chibani, 2003].

Il est à noter que la source de neutrons la plus probable se situe à la tête d'irradiation de l'accélérateur où les neutrons sont produits dans la cible, le filtre égalisateur, les collimateurs et le matériau composant le blindage de l'accélérateur [NCRP 79, 1984 ; Ongaro et al. 2000 ; Barquero et al, 2005].

I.2 Enquête effectuée dans le service de radiothérapie Pierre et Marie Curie

L'accélérateur installé au niveau du CPMC est de type VARIAN 1800. Il offre six énergies de rayonnements ionisants, deux en mode photon, 6 et 18 MV, et cinq en mode électron 6, 9, 12, 16, et 20 MeV. Des statistiques ont été effectuées sur cet accélérateur. Ces statistiques concernent les énergies les plus utilisées pour le traitement des différents types de cancer, le nombre des patients traités chaque jour et le taux d'utilisation de l'accélérateur durant l'année 2006. Nous présentons ci-dessous les résultats obtenus.

- Les jours de traitement: 260 ;
- L'accélérateur VARIAN 1800 a été utilisé 16932 fois ;
- Nombre total de patients traités : 2662 patient ;

- Les pathologies les plus fréquentes et qui ont été traitées avec 18 MV sont:
 - Col utérin : 280 patients ;
 - Poumon : 166 patients ;
 - Rectum : 144 patients ;
 - Hodgkin : 124 patients.

La figure I.13 montre le pourcentage annuel des énergies utilisées pour le traitement de cancer.

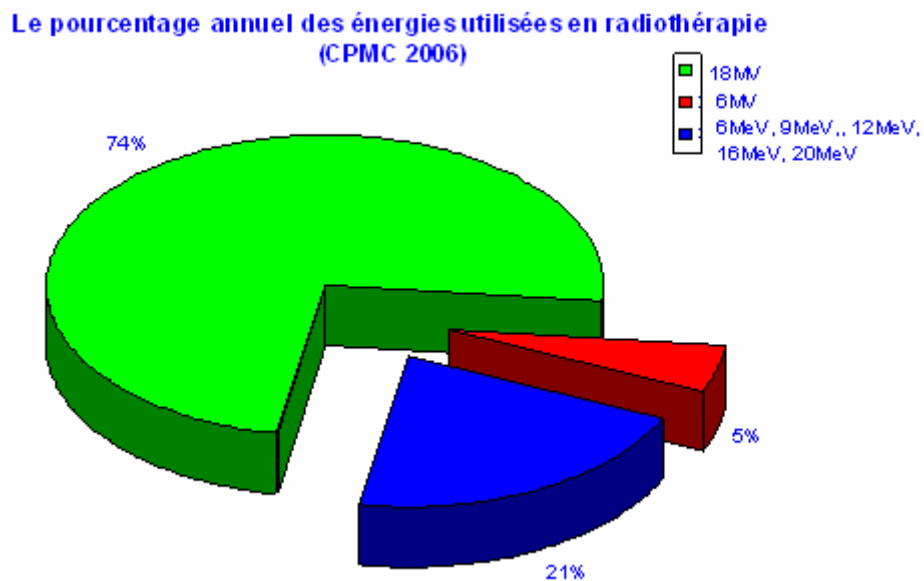


Figure I.13 : Statistique effectuée sur les énergies utilisées en radiothérapie par l'accélérateur du CPMC durant l'année 2006.

Conclusion

De cette enquête il ressort que le taux d'utilisation des deux accélérateurs dépasse les 75% en mode photons 18 MV. Il devient indispensable de déterminer la dose due à la composante photon-neutrons afin d'évaluer le risque d'exposition aux neutrons de contamination pour les patients et le personnel travaillant autour des installations de radiothérapie. Dans le chapitre II nous présenterons les différents modes de production des neutrons en particulier autour des accélérateurs linéaires médicaux ainsi que les techniques expérimentales qui seront utilisées pour la détection et la dosimétrie de neutrons de contamination au niveau de ces installations.

Chapitre

II

***GENERALITES SUR LES
NEUTRONS ET LEUR
DOSIMETRIE***

Introduction

Le neutron a été découvert en 1932 par le physicien britannique James Chadwick suite à une réaction (α, n). Cette particule magique a une masse d'environ $1,67 \cdot 10^{-27}$ kg, très proche de celle du proton. Elle est électriquement neutre et instable lorsqu'elle n'est pas liée avec une demi-vie d'environ 12 minutes. Le neutron fait partie des rayonnements indirectement ionisants.

Les neutrons sont produits à partir des trois principales sources suivantes :

II.1 Sources de neutrons

II.1.1 Sources radioactives

Plusieurs radionucléides artificiels permettent de produire les neutrons par le phénomène de fission, ou par l'intermédiaire des réactions nucléaires initiées par la désintégration d'un autre radionucléide.

Dans le tableau suivant nous citons quelques sources isotopiques existantes dans les divers laboratoires du monde.

Radionucléide	Période	Energie moyenne en fluence (MeV)
$^{241}\text{Am-Be} (\alpha, n)$	432 ans	4,16
$^{241}\text{Am-B} (\alpha, n)$	432 ans	2,72
^{252}Cf modérée par D_2O	2,65 ans	0,55
^{252}Cf	2,65 ans	2,13
$^{124}\text{Sb} [\text{Be} (\gamma, n) \text{ } ^4\text{He}]$	60 jours	-

Tableau II.1 : Principales sources de radionucléides produisant des neutrons [ISO, 1989].

Dans les sources isotopiques citées ci-dessus, la production des neutrons s'effectue à travers les réactions nucléaires suivantes :

La réaction (α, n) : elle produit les neutrons en utilisant les particules α comme projectile et des éléments légers (Béryllium et Bore) comme cible. C'est une réaction exoénergétique ($Q=5,65$ MeV) qui peut donner un spectre de neutrons continu entre 1 et 11 MeV [Blanc, 1990].

La réaction (γ, n) : dans ce cas, des radionucléides émetteurs de rayonnement γ sont utilisés en contact de cibles ayant des énergies de séparation neutronique inférieures aux énergies des γ incidents ; cette énergie est de 1,67 MeV pour le ^9Be , 2,23 MeV pour le ^2H , supérieure à 6 MeV pour les autres noyaux. Cette réaction produit des "photoneutrons" avec

un rendement de l'ordre de 10^4 neutrons par curie. Ces sources produisent des neutrons monoénergétiques (si les photons sont monoénergétiques). Elles sont utilisées pour étalonner et contrôler les détecteurs et les spectromètres de neutrons rapides.

Dans le cas des sources comme le ^{252}Cf , la production des neutrons s'effectue suite à des fissions spontanées [Blanc, 1990].

II.1.2 Réacteurs nucléaires

Ils sont considérés comme des sources de neutrons extrêmement intenses. La production des neutrons dans ce type de source s'effectue à travers les réactions de fission.

Un réacteur nucléaire contient généralement trois composants spécifiques : le combustible nucléaire ; le modérateur, fluide qui ralentit les neutrons par collisions élastiques, en les capturant le moins possible, favorisant ainsi les fissions ; le fluide réfrigérant, appelé caloporteur, qui extrait la chaleur produite par les fissions. La fission est produite lorsqu'un neutron est absorbé par un noyau fissile. Le nombre moyen de neutrons générés dans chaque fission est compris entre 2.4 et 3. Le spectre de neutrons produit est continu ; il est bien représenté par la formule suivante [Blanc, 1990] :

$$n(E)dE = A\sqrt{E} \exp\left(\frac{-E}{T}\right)dE \quad (\text{I.1})$$

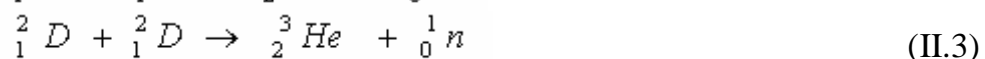
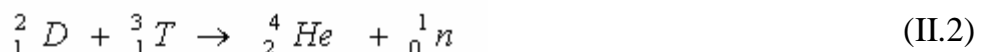
Le tableau suivant donne les valeurs des coefficients A et T pour quelques noyaux fissiles.

Noyaux fissiles	A	T
^{233}U	1,888	1,307
^{235}U	1,872	1,290
^{239}Pu	2,121	1,333

Tableau II.2 : Valeurs des paramètres A et T (énergie en MeV) [Blanc, 1990].

II.1.3 Accélérateurs de particules

Les neutrons sont produits dans les accélérateurs de particules suite aux réactions nucléaires suivantes :



Ces réactions sont obtenues par accélération à l'aide d'un accélérateur de particules des deutons sur des cibles de tritium ou de deutérium.

Les neutrons produits ont une distribution angulaire et énergétique. Ils ont une énergie moyenne de 14 MeV dans la réaction D-T et de 2,5 MeV dans la réaction D-D. Le flux de neutrons dans les accélérateurs est de l'ordre de 10^{11} n.cm⁻².s⁻¹ [Blanc, 1990].

La production des neutrons dans un accélérateur est une production contrôlée pour des fins de recherche ou des applications bien déterminées en industrie, médecine...etc. Dans le cas d'un accélérateur linéaire utilisé pour le traitement en radiothérapie, la production des neutrons est indésirable car les neutrons contaminent au cours du traitement le faisceau primaire (électrons ou des rayons de X haute énergie).

Dans ce qui suit, nous présentons le mécanisme de production **des neutrons de contamination au niveau d'un accélérateur linéaire médical utilisé en radiothérapie**, objet de notre présente étude.

II.2 Production des neutrons dans les unités de radiothérapie externe

A l'intérieur de la salle de traitement en radiothérapie, il y a un champ de rayonnement mixte de photons de traitement (ou électrons) et les neutrons de contamination produits autour de l'accélérateur linéaire. Les sources de photoneutrons indésirables sont tous les matériaux avec lesquels le faisceau de photons ou électrons peut interagir. Les sources les plus importantes sont les matériaux situés à l'intérieur de la tête de l'accélérateur comme la cible, le filtre égalisateur et les dispositifs de collimation ayant un numéro atomique élevé. Les murs de la salle de traitement, le plancher et le chemin du faisceau de photon (ou électron) y compris l'air et le corps du patient sont aussi des sources de photoneutrons qui s'ajouteront à la fluence totale. L'absorption et la diffusion des neutrons dépendent de leurs énergies et des matériaux avec lesquels ils vont interagir.

La production des neutrons par la réaction (photon, n) est 137 fois supérieure à celle (électron, n) [NCRP 151, 2005]. Dans ce mémoire, on s'intéresse seulement aux neutrons de contaminations produits à travers la réaction (photon, n) et ce à cause du taux d'utilisation de ce mode de traitement dans nos centres de radiothérapie cf. §2.1.

En général, la distribution angulaire de neutrons est considérée comme isotropique et l'énergie moyenne du spectre de neutrons obtenu par la réaction photonucléaire est autour de quelques MeV [Ongaro, 2000; Barquero, 2005]. Le spectre de photoneutrons est similaire au spectre de la source de fission de ²⁵²Cf [NCRP79, 1984 ; NCRP 151, 2005].

II.2.1 Comment les neutrons sont-ils produits dans un accélérateur linéaire médical?

Les interactions photonucléaires sont à l'origine d'émission de neutrons pour tous photons ayant une énergie supérieure à l'énergie de liaison des neutrons dans les noyaux qui est de l'ordre de 10 à 19 MeV pour les atomes légers ($A < 40$) **sauf pour le deutérium et béryllium qui possèdent des énergies de seuil de production de neutrons de 2.23 et 1.67 MeV respectivement**. Le tableau II.3 présente les énergies de seuils de production des neutrons de quelques éléments existants dans la salle de traitement.

Elément	Nombre atomique A	$S_n(\gamma,n)$ (MeV)
H	2	2.23
Be	9	1.67
O	16	15.66
Cu	63	10.85
	65	9.91
W	180	8.41
	182	8.06
	183	6.19
	184	7.41
	186	7.21
Au	197	8.06
Pb	204	8.4
	206	8.09
	207	6.74
	208	7.37

Tableau II.3: Les énergies de seuil (S_n) de production des neutrons [NCRP 79, 1984].

La production de photoneutrons, qui est en fonction de l'énergie des photons, est due aux trois phénomènes majeurs suivants:

- les réactions du type résonance géante (pour des photons d'énergie inférieure à 30 MeV);

- l'effet quasi-deutéron (pour des énergies des photons comprises entre 50 et 150 MeV);
- les réactions photo-pion (pour des énergies supérieures à 150 MeV).

Pour mieux illustrer ces différents phénomènes, la figure II.1 montre la variation de la section efficace totale d'interaction photonucléaire exprimée par nucléon, en fonction de l'énergie du photon.

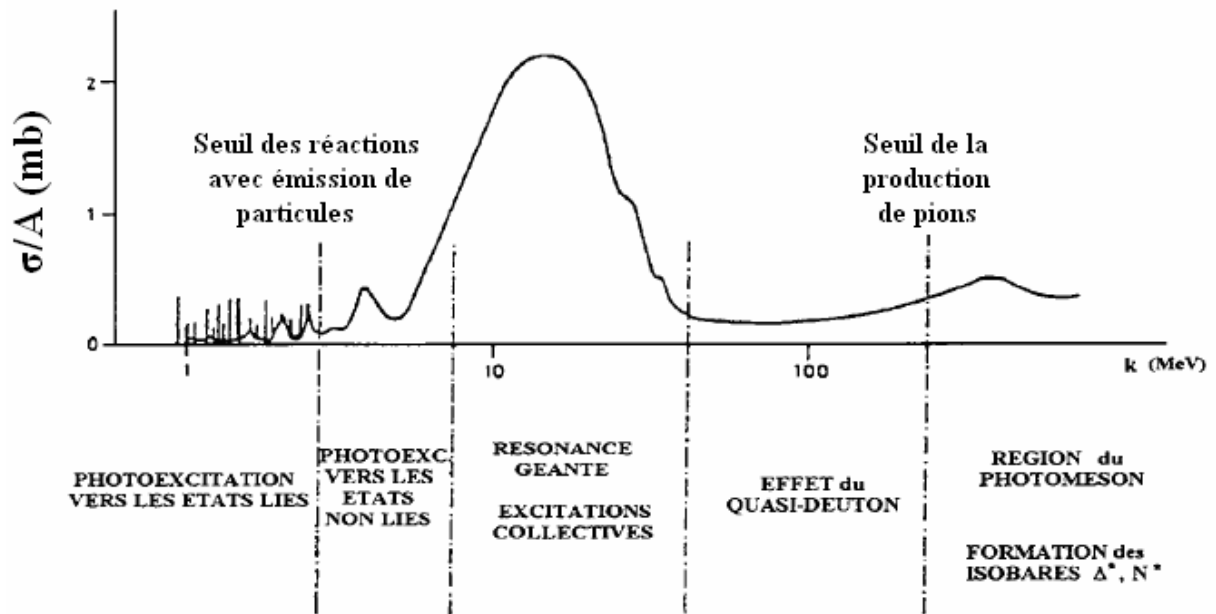


Figure II.1 : Variation de la section efficace totale d'interaction photonéutron exprimée par nucléon, avec l'énergie du photon k (MeV) [Findlay et al, 1990].

Du fait que les énergies des faisceaux photoniques utilisés pour le traitement en radiothérapie sont comprises entre 6 MV et 25 MV, la production des photoneutrons dans un accélérateur linéaire médical s'effectue principalement par la réaction de type résonance géante.

II.2.2 Réaction de type résonance géante

La réaction du type Résonance Géante Dipolaire (RGD) est le processus dominant de production des neutrons pour des photons d'énergie comprise entre l'énergie seuil et 30 MeV. La section efficace peut y atteindre des valeurs de plusieurs centaines de millibarns. Cet intervalle d'énergie correspond typiquement à l'énergie moyenne des photons produits par rayonnement de freinage, ce qui explique que les photoneutrons sont principalement produits par résonance géante. Au dessus de 30 MeV, la section efficace de production diminue très rapidement. Les figures II.2 et II.3 illustrent les sections efficaces de production de

photoneutrons en fonction de l'énergie des photons de deux éléments : le tungstène et le plomb. Ces deux éléments sont très utilisés dans la construction des têtes des accélérateurs linéaires principalement pour les systèmes de collimation et de blindage.

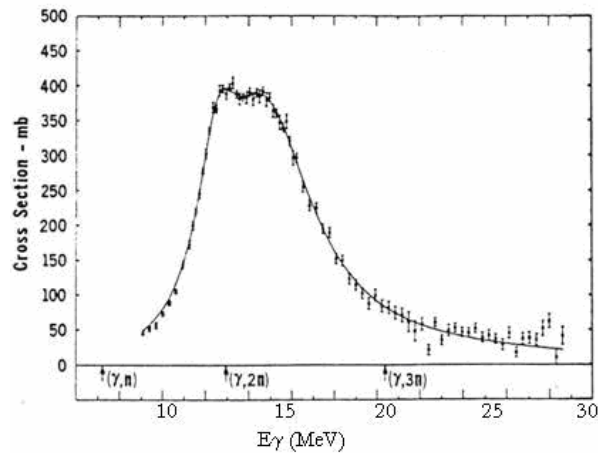


Figure II.2 : Section efficace de la réaction $^{186}\text{W}(\gamma, n)^{185}\text{W}$ en fonction des énergies des photons [NCRP 79, 1984].

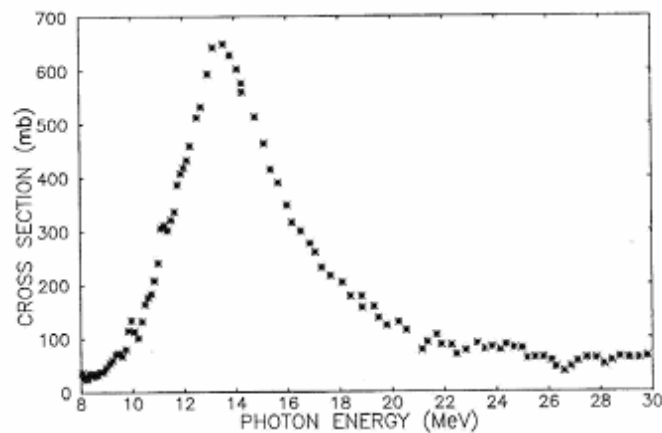


Figure II.3 : Section efficace de la réaction $^{208}\text{Pb}(\gamma, n)^{208}\text{Pb}$ en fonction des énergies des photons [NCRP 79, 1984].

L'absorption d'un photon par le noyau entraîne l'excitation du noyau et l'excédent d'énergie est alors émis sous la forme d'un nucléon. Dans le cas des noyaux lourds, la désexcitation mène à l'émission d'un seul neutron, bien que des réactions $(\gamma, 2n)$ soient possibles pour des photons de plus haute énergie. L'émission de protons est, quant à elle, très limitée à cause de la barrière coulombienne. Pour les noyaux légers, seul un nucléon quitte le noyau et l'émission d'un proton à la place du neutron devient possible.

Il est à noter que 80% du spectre total généré autour de la tête d'un accélérateur linéaire médical est produit par évaporation (RDG). De ce fait, la plupart des neutrons de basse énergie sont produits par évaporation et par conséquent il n'y a pas de direction d'émission privilégiée. La distribution angulaire de ces neutrons peut donc être considérée comme

isotrope. Par contre, les neutrons d'énergie plus élevée (quelques MeV) sont essentiellement produits par des réactions de type directes. Ils ont une distribution angulaire fortement anisotropique où la direction du photon incident est privilégiée [NCRP, 1984].

II.2.3 Interprétation historique de la RGD

En 1948, Goldhaber et Teller [Goldhaber et Teller, 1948] font appel au modèle de la goutte liquide pour expliquer le phénomène de résonance géante dipolaire. Partant du fait que les neutrons et les protons d'un noyau forment deux fluides séparés, l'énergie apportée par un photon absorbé par un noyau conduit à l'oscillation des deux fluides l'un contre l'autre. Il y a donc contribution collective des nucléons dans le noyau, et la RGD correspond à la fréquence maximale de l'absorption d'une radiation dipolaire électrique par un noyau.

Parallèlement, en 1956, Wilkinson [Wilkinson, 1956] s'appuie sur le modèle en couches des noyaux en affirmant que la RGD peut être interprétée comme la superposition des contributions individuelles de chaque nucléon. Chacun d'entre eux accepte une part de l'énergie apportée par le photon absorbé, ce qui lui confère une « mini-résonance » individuelle. La somme de ces petites résonances constitue alors la résonance géante.

II.3 Interaction des neutrons avec la matière

Lors de l'interaction du neutron avec la matière, plusieurs phénomènes peuvent se produire selon l'énergie du neutron incident et la section efficace du matériau cible.

On définit deux types d'interactions qui sont : la diffusion et l'absorption:

II.3.1 Diffusion

La diffusion est une interaction entre la particule incidente et la matière qui peut être effectuée avec un transfert d'énergie et sans transfert de particule ; on distingue deux types de diffusion :

II.3.1.1 Diffusion élastique

Dans ce type d'interaction, la structure interne du noyau n'est pas altérée (voir figure II.4). Le neutron incident est juste dévié de sa trajectoire initiale, l'interaction se réduit à un simple transfert d'énergie cinétique.



Ce type d'interaction constitue le principal mécanisme de perte d'énergie et de ralentissement des neutrons dans les domaines intermédiaire et rapide.

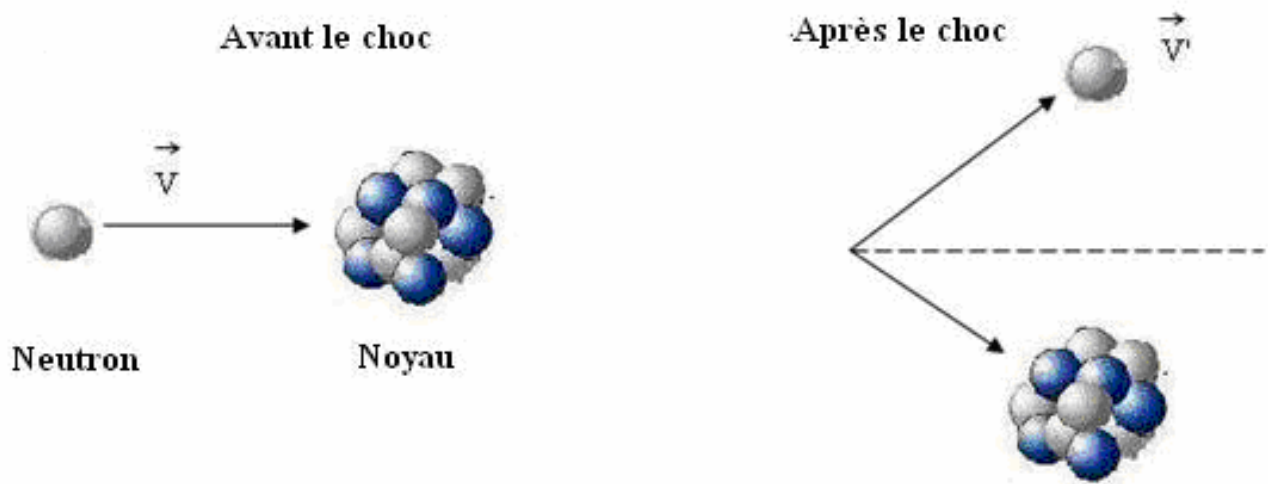
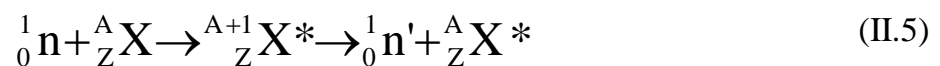


Figure II.4 : Diffusion élastique d'un neutron par un noyau.

II.3.1.2 Diffusion inélastique

La diffusion inélastique s'effectue avec la formation d'un noyau intermédiaire appelé « noyau composé » (voir figure II.5). Le neutron incident est absorbé par le noyau cible formant ainsi un noyau composé qui se désintègre après un temps de l'ordre de 10^{-17} s en émettant un neutron et en laissant le noyau résiduel dans un état excité. Le noyau résiduel revient à l'état fondamental par l'émission d'un ou de plusieurs photons.

La réaction nucléaire de diffusion inélastique s'écrit comme suit :



Dans une réaction de diffusion inélastique, la quantité de mouvement et l'énergie totale sont conservées, mais l'énergie cinétique, par contre, ne l'est pas. En effet, une partie de l'énergie cinétique du neutron incident est transformée en énergie d'excitation du noyau résiduel. La diffusion inélastique est donc une réaction à seuil, le neutron doit posséder une énergie cinétique suffisante pour exciter le noyau au moins jusqu'au premier niveau d'excitation.

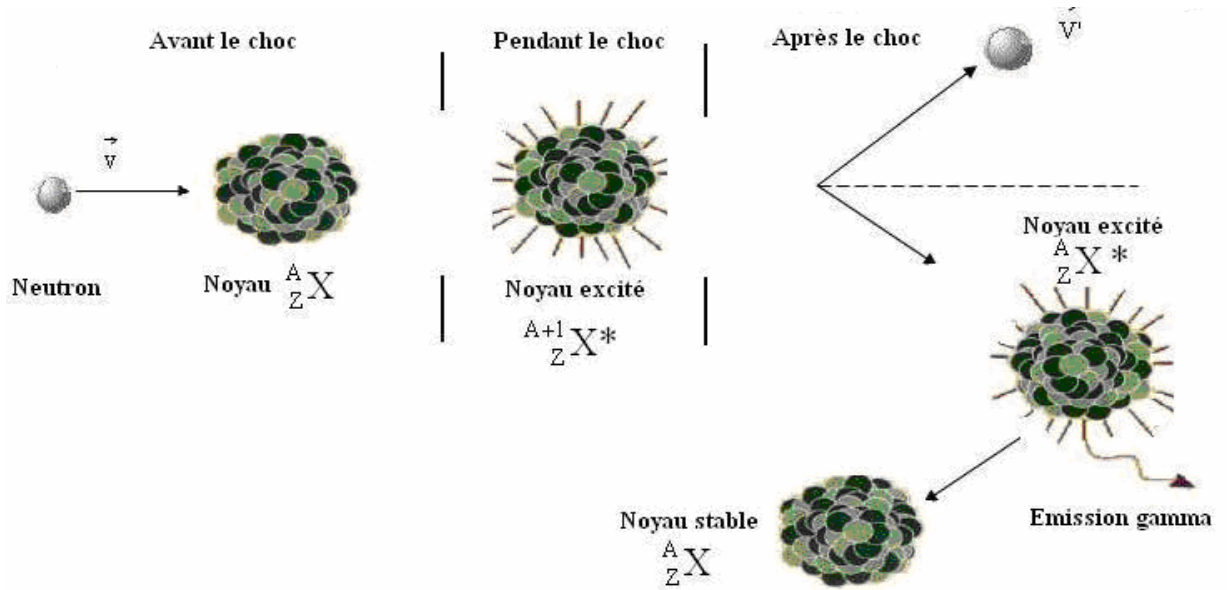


Figure II.5 : Diffusion inélastique entre un neutron et un noyau.

II.3.2 Absorption

Dans la réaction d’absorption le noyau cible devient un noyau composé après absorption d’un neutron ; ce dernier se désintègre après un temps relativement court (ordre de 10^{-17} secondes) en donnant des produits de réactions qui sont en fonction de la section efficace et de l’énergie du neutron incident.

II.3.2.1 Réactions de capture

Ce sont des réactions de type $(n, 2n)$, (n, p) , (n, np) et (n, α) , elles sont produites généralement par des neutrons rapides, le neutron doit posséder une énergie cinétique suffisante dite énergie cinétique seuil :

$$E_s = \frac{M_x + M_n}{M_x} |Q| \tag{II.7}$$

Où:

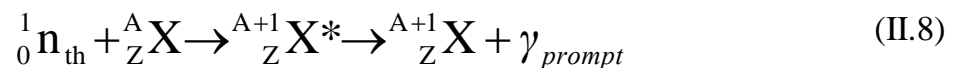
E_s : est l’énergie cinétique seuil de neutron incident.

M_n, M_x : sont respectivement la masse du neutron et la masse du noyau cible.

Le Q de la réaction est la différence entre les défauts de masses des noyaux initiaux et les produits de la réaction en MeV.

II.3.2.2 Capture radiative

La réaction de capture radiative est une réaction exoénergétique produite par des neutrons thermiques ou épithermiques. Elle s'effectue également avec la formation d'un noyau composé lors de la capture du neutron (voir figure II.6). Le retour du noyau composé à son état fondamental peut s'effectuer par l'émission d'un photon très énergétique, appelé gamma prompt. Le noyau produit est généralement radioactif ; il se désintègre progressivement en passant par des états excités intermédiaires. La désexcitation est accompagnée de l'émission d'un ou plusieurs photons caractéristiques. La réaction de capture radiative est donnée par:



La capture radiative est la réaction la plus importante des réactions d'absorption. Cette réaction sera donc utilisée en radioprotection, et dans la production des radio-isotopes, mais toute capture radiative est accompagnée d'émission de photons qui peuvent être assez énergétiques. Généralement, les sections efficaces de capture radiative varient en $1/V$ dans la gamme des neutrons thermiques où V représente la vitesse du neutron incident (la vitesse du neutron est de l'ordre de 2200 m/s). Elles présentent également des pics de résonance dans la région épithermique.

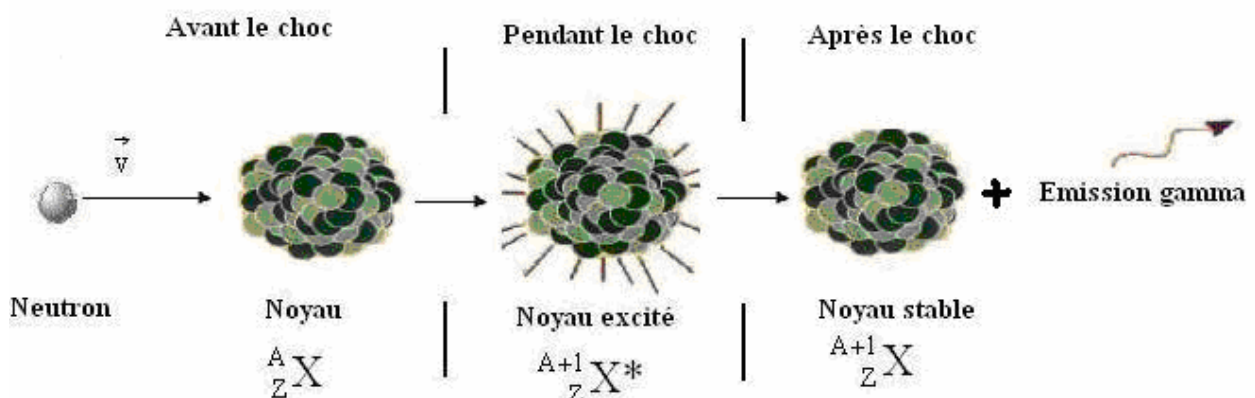


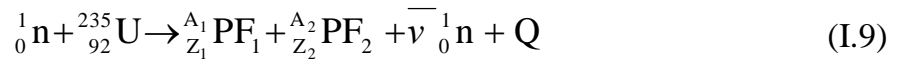
Figure II.6 : Capture radiative.

II.3.2.3 Fission

La fission est une réaction nucléaire d'absorption. Elle peut être provoquée assez facilement par des neutrons d'énergie cinétique très faible sur certains noyaux lourds appelés noyaux fissiles tel que l'uranium 235, l'uranium 234 ou le plutonium 239.

La réaction de fission est une source d'énergie très élevée (de l'ordre de 200 MeV) et de neutrons.

La réaction de fission de l'uranium 235 est donnée par :



Où $\bar{\nu}$ représente le nombre moyen de neutrons émis au cours de la fission. Sous certaines conditions, lorsqu'un neutron est absorbé par certains noyaux lourds, ces derniers se fissionnent généralement en deux parties plus ou moins égales. Ces noyaux sont appelés produits de fission (PF). La réaction de fission est exoénergétique et est elle accompagnée par l'émission de deux ou trois neutrons, ce qui permet de l'entretenir (voir figure II.7) [Lamarsh, 1983].

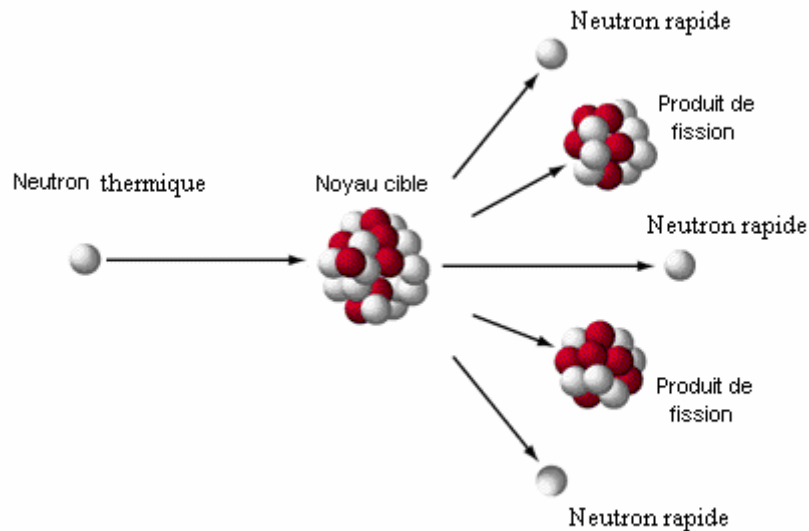


Figure II.7 : Fission induite par un neutron thermique.

II.4 Dosimétrie des neutrons

La dosimétrie fait partie des outils de la radioprotection. Elle a pour objet de mesurer le dépôt d'énergie par unité de masse, pour déterminer au mieux les rayonnements en un lieu (dosimétrie de zone) ou pour une personne (on parle alors de dosimétrie individuelle) et

fournir ainsi une estimation de l'équivalent de dose moyen et de la dose efficace (voir annexe).

La difficulté rencontrée lors de la mesure de la dose neutronique est liée à la large gamme d'énergie qui couvre neuf (09) décades d'une part et la diversité des modes d'interaction des neutrons avec la matière (cf-§II.3). L'ICRU dans sa publication N° 51 (1993), recommande la classification des neutrons selon les trois gammes d'énergie suivantes:

1. les neutrons thermiques ($E \sim 0.025$ eV) ; à 20 °C;
2. les neutrons intermédiaires (0.5 eV $< E < 10$ keV) ;
3. les neutrons rapides ($E > 10$ keV).

De ce fait, la dosimétrie des neutrons est plus délicate que celle des photons ou des particules chargées : alors que ces derniers provoquent une ionisation (les photons en interagissant avec les électrons de la matière ou en se convertissant au passage dans la matière), les neutrons se détectent essentiellement par le biais des particules secondaires générées suite à leurs interactions avec les noyaux atomiques de la cible.

On doit distinguer les dosimètres utilisés pour la dosimétrie active, qui mesurent la dose en temps réel, de ceux employés en dosimétrie passive pour lesquels la mesure de la dose est différée.

II.4.1 Dosimètres actifs

Ils sont en fait des dosimètres électroniques qui exploitent l'ionisation ou l'excitation atomique lors de l'interaction du rayonnement avec la matière permettant l'analyse du signal électronique correspondant à l'énergie déposée. Ils peuvent donner une information en temps réel, non seulement en dose intégrée comme les stylos dosimètres, mais aussi en débit de dose, paramètre très important à connaître en cas d'irradiation accidentelle. Ils peuvent être équipés d'alarmes réglées à différents seuils, selon les besoins.

II.4.1.1 Compteurs proportionnels

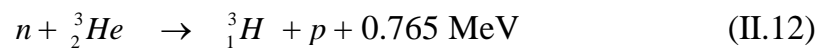
Le principe de fonctionnement d'un détecteur proportionnel à gaz est basé sur l'absorption d'un neutron par un gaz sous pression (^3He , CF_4 ou BF_3 enrichi en ^{10}B). L'absorption d'un neutron produit des paires ion-électron dans le gaz. Une anode sous haute tension permet non seulement d'éviter les recombinaisons des paires, mais accélère aussi les électrons qui ionisent, à leur tour, d'autres atomes du gaz créant ainsi un phénomène d'avalanche. Ce phénomène se manifeste par une décharge sur l'anode. Dans ce type de

Les probabilités des réactions nucléaires (I.10) et (I.11) sont respectivement 6% et 94%. Le noyau du lithium excité se désintègre rapidement en émettant un photon de 480 keV qui est généralement perdu dans le détecteur.

La section efficace de la réaction $^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}$ pour des neutrons thermiques est de 3840 barns. Cette section efficace dépend fortement de l'énergie des neutrons incidents. Elle diminue lorsque l'énergie des neutrons incidents croît. Elle est proportionnelle à $1/v$ où v est la vitesse des neutrons

b. Détecteur de neutrons à base de ^3He

C'est un compteur proportionnel rempli de gaz d' ^3He . Il est conçu pour mesurer l'équivalent de dose ambiant des neutrons thermique $H^*(10)$. Le tube rempli de gaz est entouré par un milieu modérateur de polyéthylène sous forme sphérique ou cylindrique. La réaction nucléaire produite dans le gaz est la suivante:



La section efficace de cette réaction est de 5330 barns pour les neutrons thermiques. La figure (II.8) illustre la dépendance des sections efficaces des réactions nucléaires $^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}$ et ${}^3_2\text{He} (n,p) {}^3_1\text{H}$ en fonction de l'énergie des neutrons incidents. La valeur du bilan énergétique de la dernière réaction nucléaire rend la discrimination des gammas plus difficile pour le compteur à ^3He que pour le compteur à base de BF_3 .

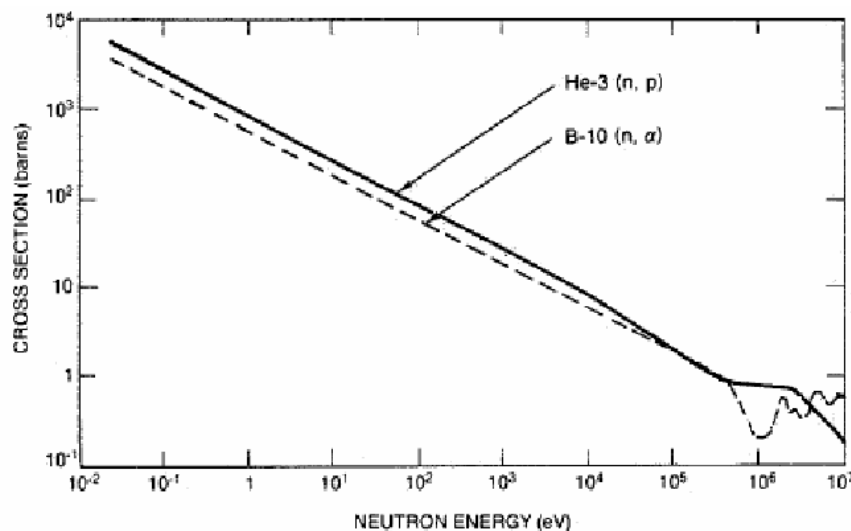


Figure II.8 : Section efficace des réactions nucléaires $^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}$ et ${}^3\text{He} (n, p) {}^3\text{H}$ en fonction de l'énergie neutronique.

II.4.2 Dosimètres passifs

Ils sont des dosimètres qui ne nécessitent pas de source externe d'énergie pour fonctionner. Ce sont des dosimètres intégrateurs, c'est-à-dire qu'ils ne donnent que la mesure de la dose globale cumulée. Ils ne permettent pas d'estimer les doses instantanées. Ils ont de plus en plus tendance à être remplacés par des dosimètres actifs, mais gardent une place importante dans la surveillance des travailleurs soumis à des rayonnements ionisants.

II.4.2.1 Dosimètres thermoluminescents

Ces dosimètres sont basés sur l'utilisation des Détecteurs ThermoLuminescents (TLD). Lorsque ce détecteur (qui est essentiellement constitué d'un cristal) est soumis à des rayonnements ionisants, les électrons de la bande de valence libérés par cet apport d'énergie passent dans la bande de conduction ; un pourcentage variable de ces électrons seront piégés par des imperfections du cristal appelé pièges. Ces électrons ne seront libérés que par une stimulation suffisante qui augmente leur probabilité de fuite de leurs pièges. Cette stimulation consiste en transfert d'énergie thermique au cristal. Le retour à l'état stable des électrons est associé à une libération d'énergie sous forme lumineuse. L'intensité de lumière émise est fonction de la dose absorbée par le cristal lors de l'irradiation par les rayonnements incidents (voir figure II.9) [Mebhah, 1984].

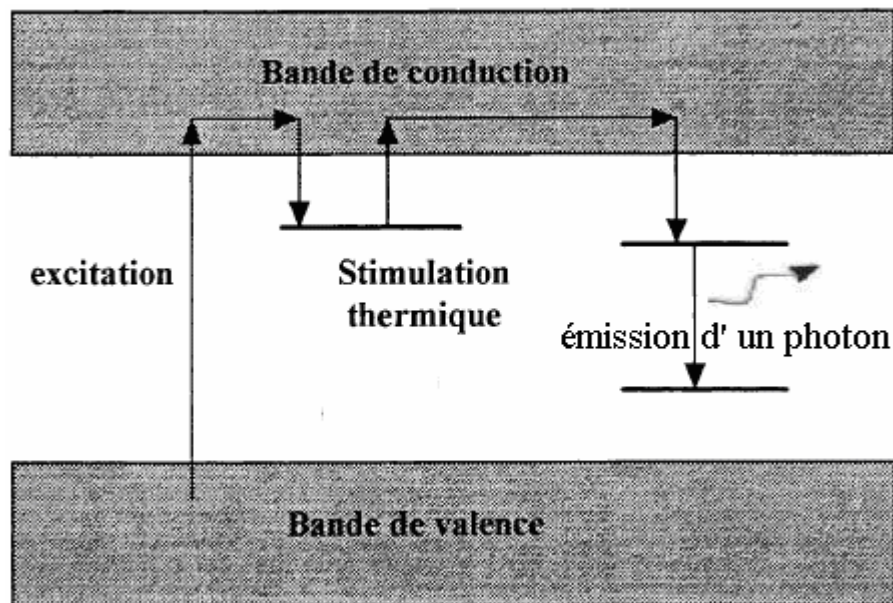


Figure II.9 : Principe de la thermoluminescence.

La réponse du matériau thermoluminescent tel que le LiF enrichi au ^6Li (fluorure de lithium dopé au magnésium et au Titane (LiF : Mg :Ti)) aux neutrons dépend fortement de leur énergie (voir figure II.10). Cette réponse décroît avec l'énergie, d'où l'application du LiF à la dosimétrie de neutrons thermiques et épithermiques.

La principale contribution à la thermoluminescence après l'irradiation aux neutrons de faible énergie provient des particules " α " de 2.07 MeV et du tritium de 2.74 MeV [Douglas, 1981] produit lors de la réaction suivante :



La section efficace de capture du ^6Li est 945 barns comparée à celle du ^7Li qui est de 0.033 barns explique la différence de sensibilité aux neutrons thermiques et épithermiques des TLD-600 et TLD-700 (pour plus de détails sur la composition des TLDs 600 et 700 cf.§III.4.a).

Les collisions élastiques prédominent dans les interactions des neutrons rapides avec les TLD, d'où une faible réponse. Les TLD-600 et TLD-700 ont des réponses pratiquement semblables au rayonnement γ . Il est possible de mesurer la dose due aux neutrons thermiques et épithermique, dans un champ mixte (γ, n) en utilisant une paire (TLD-600, TLD-700). La dose de neutrons sera déterminée par la différence des réponses de TLD-600 et TLD-700 en déduisant la dose de gamma enregistrée par le TLD-700 [Mebhah, 1982].

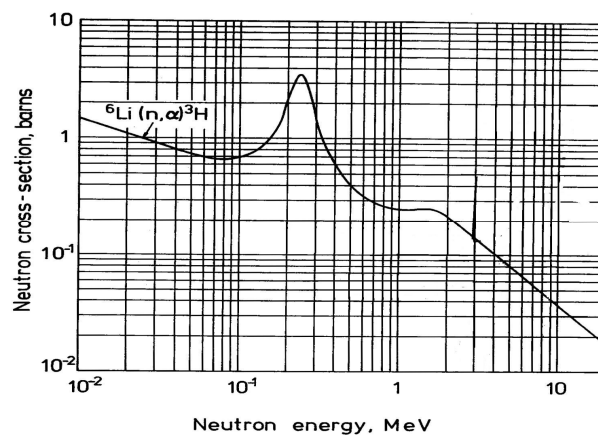


Figure II.10 : Section efficace de la réaction $n ({}^6\text{Li}, \alpha) {}^3\text{H}$.

II.4.2.2 Dosimètres à bulles

Le système *Bubble Detector Spectrometer*, fabriqué par BTI (*Bubble Technology Industry*) au Canada (Voir figure II.11) a été utilisé pour cette étude. Ce spectromètre est constitué de 36 détecteurs à bulles répartis en six groupes, chaque groupe ayant un seuil de

détection en énergie (10, 100, 600, 1000, 2500, 10000 keV) [Ing et al, 1997 ; Zanini et al, 2005].

Les détecteurs à bulles sont composés d'ampoules de polycarbonate de forme cylindrique (diamètre 1.6 cm, hauteur 8 cm). Chaque ampoule est remplie par un polymère équivalent tissu sous forme d'un gel porté à l'état métastable.



Figure II.11 : Présentation d'un détecteur à bulles.

L'énergie libérée dans le gel par des particules à Transfert Linéique d'Énergie (TLE) élevé, lors des interactions des neutrons, provoque une vaporisation des microgouttelettes, déjà présentes dans le gel, jusqu'à une taille où elles deviennent visibles et peuvent facilement être comptées à l'œil nu ou par un lecteur automatique (Voir figure II.12).

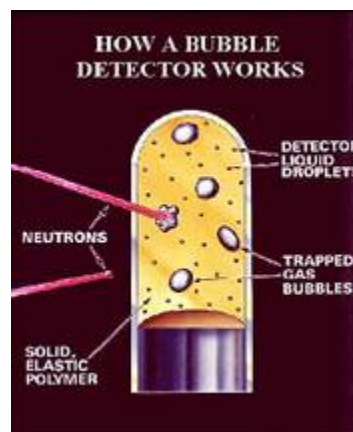


Figure II.12 : Principe du détecteur à bulles [bubbletech, 2006].

Le nombre de bulles formées dans le polymère est proportionnel à la fluence neutronique détectée. La réponse énergétique de chaque détecteur du kit spectromètre BDS est illustrée par la figure (II.13). Il est important de noter que la réponse en fonction de l'énergie de ces détecteurs dépend de la température. Il est fortement recommandé par le concepteur de les utiliser à la même température que celle utilisée lors de la détermination de leur réponse énergétique (20°C).

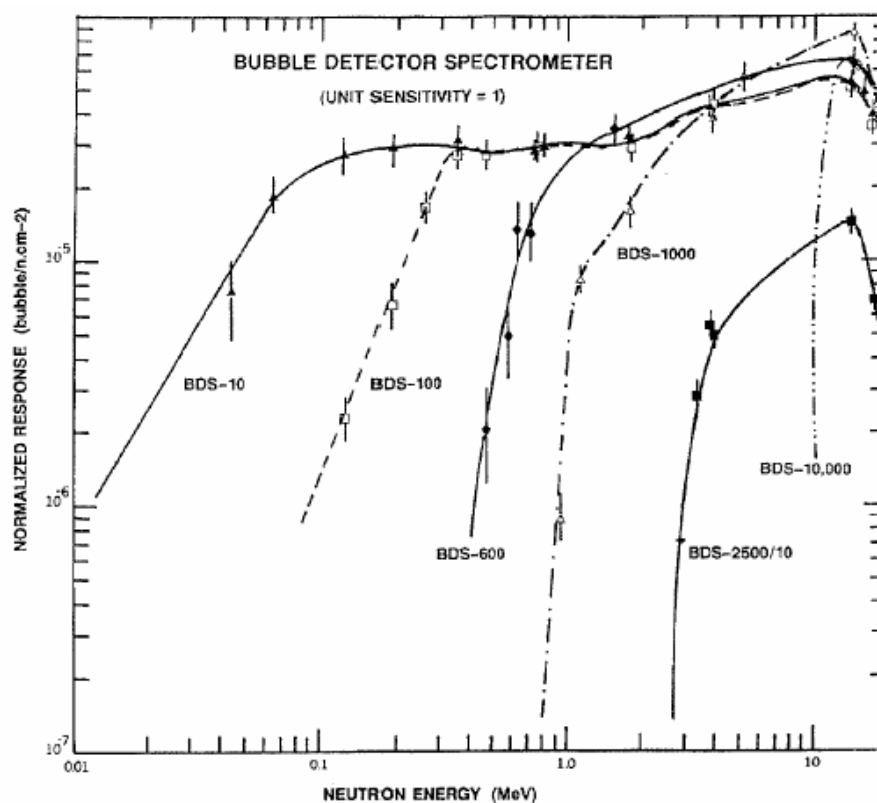


Figure II.13 : Réponse énergétique du BDS à 20 °C [Ing et al, 1997].

II.4.2.3 Détecteur Solide de Traces Nucléaires

Les Détecteurs Solides de Traces Nucléaires (DSTN) sont des matériaux solides dans lesquels le passage des particules chargées donne naissance à d'étroites zones de dommages intenses à l'échelle atomique appelées traces latentes. Ces traces peuvent être rendues observables au microscope optique après un traitement chimique approprié. Le dénombrement des traces observables permet la quantification du faisceau incident.

Le polymère Poly Allyl Diglycol Carbonate (PADC) (voir figure II.14), de formule chimique brute $C_{12}H_{18}O_7$ (figure II.15), est le détecteur qui a connu une large utilisation comme DSTN à des fins de Radioprotection notamment en dosimétrie neutronique via la conversion (n, p). Ce polymère est commercialisé sous le nom de CR-39 ; il tient son nom de

l'abréviation de la 39^{ème} formule chimique composée par la société Columbia Laboratories, la Columbia Resin. Il est transparent, amorphe, isotrope, sensible aux particules ionisantes. Il a l'avantage de ne pas présenter de seuil d'enregistrement en énergie pour les particules chargées [Mokrani, 2006].

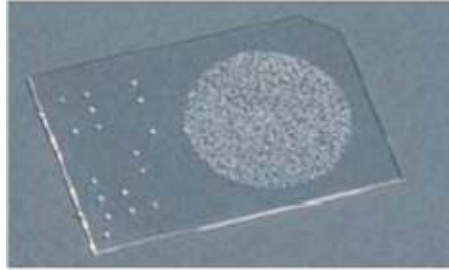


Figure II.14 : Photographie d'un détecteur CR-39 irradié aux particules alpha.

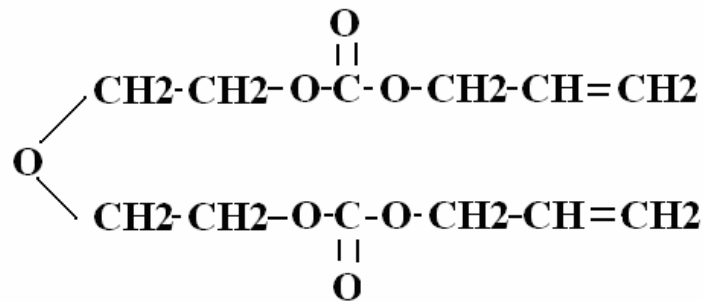


Figure II.15 : formule chimique du monomère allyl diglycole cabonate (CR-39).

Dans le tableau (II.4), on regroupe les caractéristiques du détecteur polymérique CR-39 utilisé dans ce travail.

Composition chimique	$\text{C}_{12} \text{H}_{18} \text{O}_7$
Densité	1,31 g cm ⁻³
Poids moléculaire	274 g/mol
Nombre des électrons / molécule	146
A / Z	1.877
Potentiel d'ionisation	70.19 eV
Gamme d'énergie mesurée	0.5-20 MeV
Densité électronique	$1.11 \cdot 10^{23}$ e-/cm ³
Indice de réfraction	1.452
Gamme de dose mesurée	0.5 – 500 mSv

Tableau II.4 : Principales caractéristiques du CR-39.

a. Détection des neutrons rapides

Le principe de détection des neutrons rapides par le CR-39 repose principalement sur l'enregistrement des traces des particules chargées secondaires issues des réactions de type (n,p) , (n,α) , ou de diffusions avec les constituants du détecteur (C, O et H). Ainsi, les protons de recul générés suite à l'interaction des neutrons avec les noyaux d'hydrogène contenus dans le matériau lui-même et ceux issus du radiateur (matériau fortement hydrogéné) ainsi que les noyaux de recul de l'oxygène et du carbone mis en mouvement suite à la réaction de diffusion des neutrons incidents avec les constituants de ce matériau constituent les plus importants moyens de détection des neutrons dans la gamme d'énergie allant de 0.1 à 10 MeV (voir figure II.16). La figure (II.17) illustre les traces produites dans le CR-39 par les différentes réactions citées ci-dessus, dans le champ neutronique d'une source d'Am-Be. Ces traces sont obtenues après une révélation chimique dans une solution KOH (6.25 N) pendant 6 heures. A partir des formes et des tailles de ces traces, on distingue aisément celles dues au recul de l'oxygène, du carbone et l'hydrogène [Mokrani 2006].

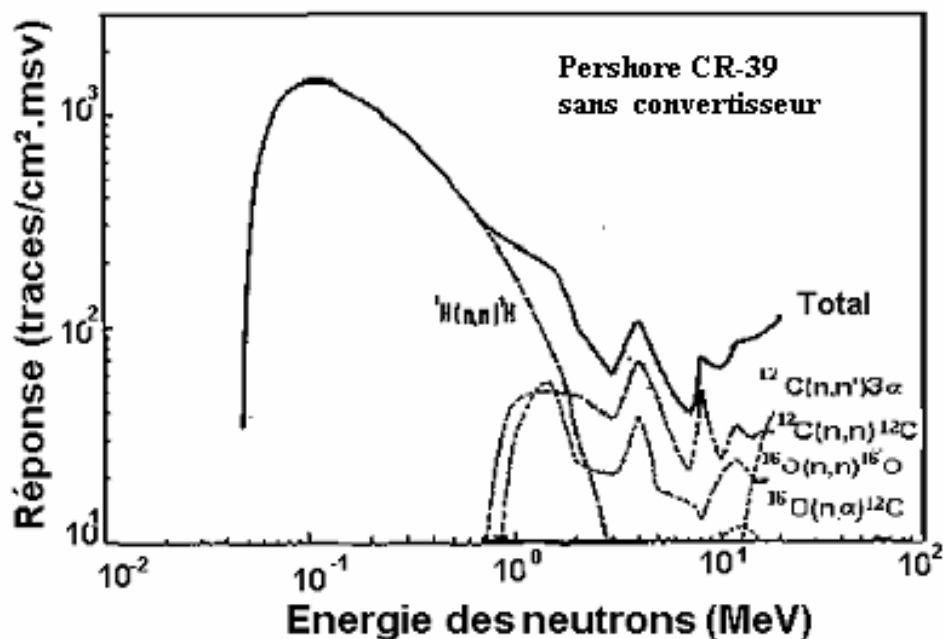


Figure II.16 : Contribution des différents constituants du CR-39 à sa réponse [Al-Najjar, 1988].

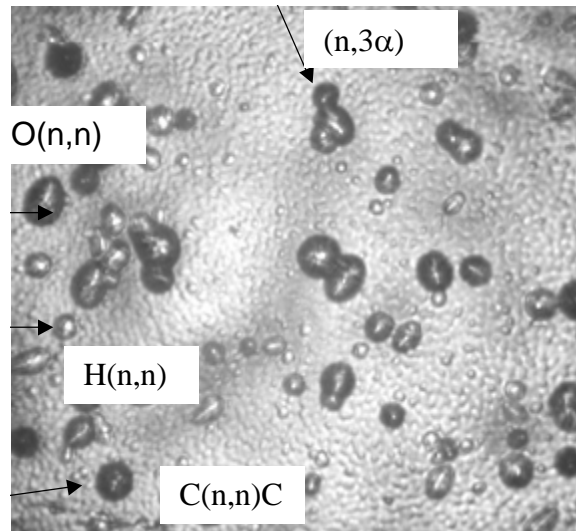


Figure II.17 : Traces induites dans le CR-39 par les différentes réactions dans le champ d'une source Am-Be [Mokrani, 2006].

b. Détection des neutrons thermiques

Pour la détection des neutrons thermiques, les détecteurs CR-39 sont recouverts par un convertisseur riche en bore et/ou lithium (6). Les particules chargées secondaires qui peuvent être produites dans ces types de convertisseur sont résumées dans le tableau II.5.

Réaction	Q (MeV)	Section efficace aux n_{th} (barns)	Energie des alphas (MeV)
${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$	4.785	945	2.05
${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$	2.791	3840	1.47

Tableau II.5 : Caractéristiques des réactions nucléaires produites dans le convertisseur BN1 ($\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$).

Dans le cas d'un convertisseur BE10 enrichi en ${}^{10}\text{B}$, les traces enregistrées dans le CR-39 sont essentiellement dues aux particules alpha de 1.47 MeV (6 μm de parcours dans le CR-39) et aux noyaux de recul ${}^7\text{Li}$ résultant de la réaction ${}^{10}\text{B}(n, \alpha)$ (voir figure II.18). Du fait que le système CR-39/ ${}^{10}\text{B}$ est exposé dans un champ neutronique contenant les différentes composantes spectrales (thermique, intermédiaire et rapide), les contributions des protons de recul dus au polyester utilisé comme support pour le convertisseur BN10 et aux noyaux de recul dans le CR-39 lui-même ne sont pas négligeables.

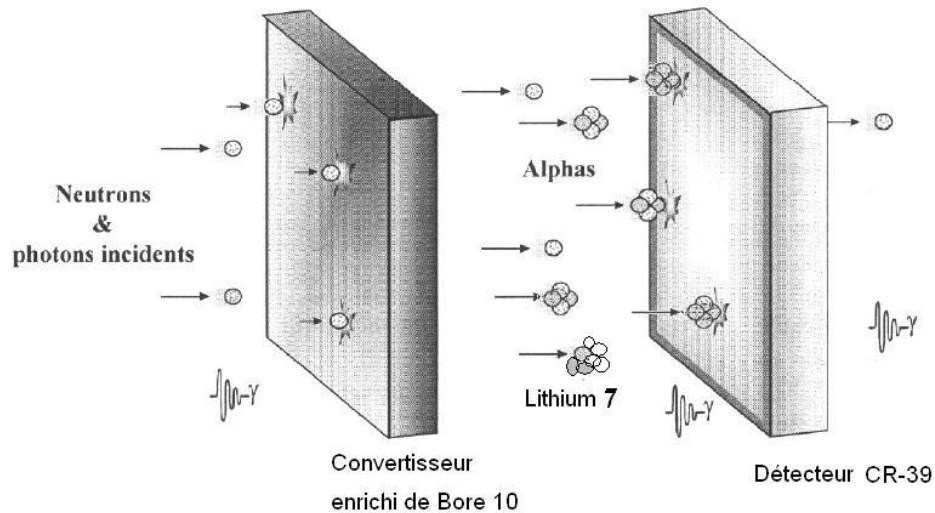


Figure II.18 : Principe de détection des neutrons thermiques par le CR-39.

Pour permettre la révélation et l'enregistrement des traces des particules chargées issues seulement du convertisseur BE10, la durée de révélation de ces traces est limitée à seulement une heure [Mokrani, 2006]. La figure (II.19) illustre les traces enregistrées dans le CR-39 après 60 min de révélation.

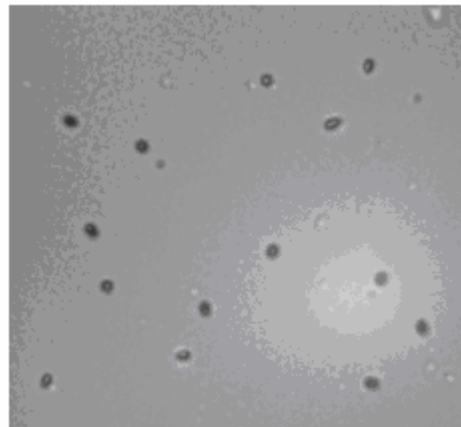


Figure II.19 : Traces observées au microscope optique obtenues après 60 min de révélation

Conclusion

L'analyse des différentes techniques de dosimétrie des neutrons présentées dans ce chapitre a permis d'élaborer un protocole expérimental pour la mesure des neutrons de contamination, au niveau des deux salles abritant les deux Linacs « le VARIAN 1800 et le VARIAN 2100C » des services de radiothérapies CPMC et CAC Blida respectivement, basé essentiellement sur la disponibilité des techniques à utiliser au niveau du laboratoire de dosimétrie des rayonnements ionisants ainsi que la facilité de l'implémentation de ces techniques au niveau des installations de radiothérapie.

Chapitre

III

MATERIELS ET METHODES

Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons la méthodologie à adopter pour la mesure des neutrons de contamination au niveau des deux salles des services de radiothérapie CPMC et CAC Blida autour des Linacs « le VARIAN 1800 et le VARIAN 2100C » respectivement. Cette méthodologie adoptée consiste à :

1. Déterminer le spectre des neutrons rapides en utilisant les détecteurs à bulles et les DSTN (CR-39) autour de la tête de l'accélérateur.
2. Evaluer les composantes thermiques et rapides des neutrons sur la table de traitement et au niveau de l'isocentre en utilisant :
 - a. CR-39 avec et sans convertisseur boré ;
 - b. Spectromètre à bulles BDS.
3. Evaluer la dose neutrons à l'extérieur des deux salles de traitement, au niveau des chicanes, et à 1m de l'isocentre en utilisant des moniteurs actifs de neutrons (Studsvik et Berthold) d'une part et passifs à base des détecteurs TL (TLD600/TLD700) d'autre part.

Remarques :

À cause des pannes répétées de l'accélérateur VARIAN 1800 du CPMC, l'évaluation de la dose neutrons autour de la tête de l'accélérateur et sur la table du patient a été effectuée seulement autour du Linac 2100C du CAC Blida.

III.1 Le système spectromètre à bulles (BDS)

Le système BDS utilisé dans cette étude est fabriqué par BTI (Canada). Il contient six kits de détecteurs à bulles contenant chacun six détecteurs avec six seuils différents d'énergie. Les propriétés de ce système sont :

- Gamme d'énergie : six seuils d'énergie (10, 100, 600, 1000, 2500, 10000 keV) ;
- Gamme de dose : 10 - 500 μSv ;
- Sensibilité : 0.1-0.2 bub/ μSv ;
- Température : 20 °C ;
- Réutilisation : > 10 cycles.

Ce système a été utilisé pour évaluer la fluence neutronique de fuite au niveau de la tête de l'accélérateur VARIAN 2100C installé au CAC-Blida. Trois séries de mesures ont été

effectuées pour chaque point des quatre positions (A, B, C et D) représentées dans la figure (III.1). Les mesures sont effectuées sous les conditions suivantes :

- Taille du champ 20x20 sauf pour le point A (10x10);
- L'angle d'irradiation 0° ;
- Irradiation : 10 Unités Moniteurs (UM).

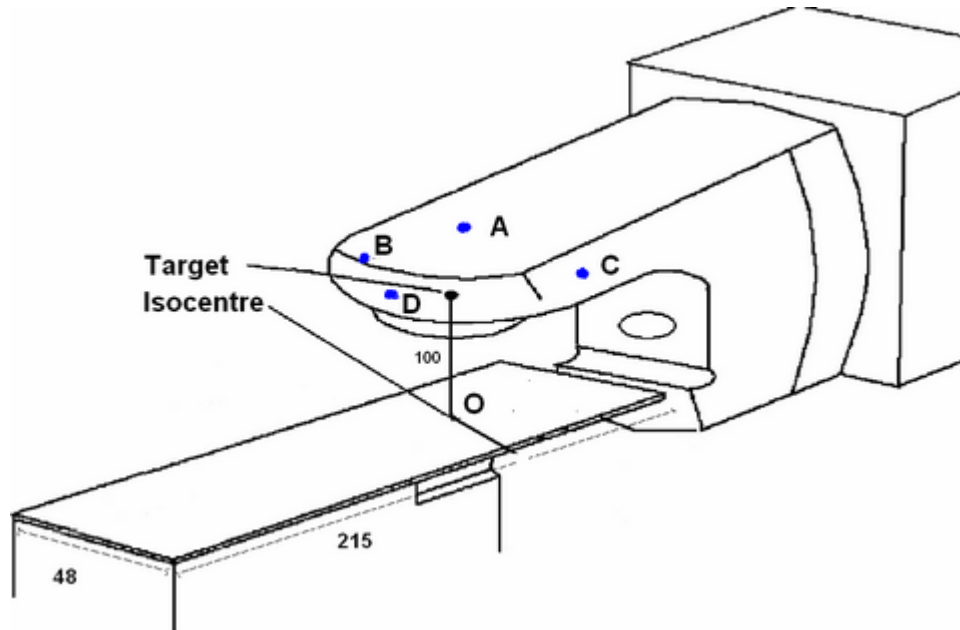


Figure III.1 : Les différentes positions de mesures listées de A à D autour de la tête de l'accélérateur Linac 2100C du CAC Blida.

Le nombre de bulles enregistrées dans chaque détecteur a été comptabilisé en utilisant le lecteur automatique, BDRIII manufacturé par BTI (Canada), présenté dans la figure III.2.



Figure III.2 : Lecteur automatique BDR-III.

Les détecteurs à bulles peuvent être réutilisés après une remise à zéro grâce à une chambre de re-compression montrée dans la figure (III.3). Il a été fortement recommandé par

le concepteur d'utiliser ces dosimètres à la même température que celle utilisée lors de la détermination de leur réponse énergétique (20°C).



Figure III.3 : *Chambre de compression.*

Le tableau (III.1) présente, à titre d'exemple, le nombre de bulles comptabilisé pour une série de mesures de trois kits BDS de 6 détecteurs de différents seuils énergétiques placés en positions B, C et D.

Détecteur	Point B	Point C	Point D
	Nombre moyen de bulles		
BDS 10	369 ±43	346±64	248±18
BDS 100	252±31	257±11	118±20
BDS 600	81±30	74±21	39±12.73
BDS 1000	17±2	18±1	6±3
BDS 2500	18±6	4±2	2±1
BDS 10000	0	0.5±0.71	0

Tableau III.1 : *Résultats des lectures du BDS aux points B, C et D.*

Le nombre de bulles formées dans les détecteurs est proportionnel à la fluence neutronique. Pour pouvoir remonter à la fluence neutronique dans chaque gamme d'énergie à partir de la lecture du nombre de bulles dans chaque détecteur à seuil, nous avons adopté la méthodologie proposée par le fabricant [BTI, 2003].

Soit :

- A_i , $i=1:6$: le nombre de bulles mesurées par chaque dosimètre ;
- S_i : la sensibilité de chaque dosimètre donnée par le fabricant ;
- $R_i = A_i/S_i$: la réponse standard de chaque détecteur ;

• s_{ij} : la section efficace du $i^{\text{ème}}$ détecteur à bulles dans la $j^{\text{ème}}$ gamme d'énergie j ($j=1 :6$) donnée par [BTI, 2003].

N.B.

Les valeurs de j correspondant au seuil énergétique sont :

- $j=1$: 10 keV ;
- $j=2$: 100 keV ;
- $j=3$: 600 keV ;
- $j=4$: 1.0 MeV ;
- $j=5$: 2.5 MeV ;
- $j=6$: 10 MeV.

Le nombre de bulles comptabilisé dans chaque détecteur correspond à la gamme énergétique suivante :

- F_6 : la fluence totale dans la gamme 10-20 MeV.
- F_5 : la fluence totale dans la gamme 2.5 -10 MeV.
- F_4 : la fluence totale dans la gamme 1-2.5 MeV.
- F_3 : la fluence totale dans la gamme 0.6-1 MeV.
- F_2 : la fluence totale dans la gamme 0.1-0.6 MeV.
- F_1 : la fluence totale dans la gamme 0.01-0.1 MeV.

III.1.1 Détermination de la fluence neutronique

La relation entre les réponses standards (R_i) et la fluence des neutrons (F_i) est donnée comme suit :

$$\bullet R_6 = s_{66} * F_6. \quad (III.1)$$

$$\bullet R_5 = s_{55} * F_5 + s_{56} * F_6. \quad (III.2)$$

$$\bullet R_4 = s_{44} * F_4 + s_{45} * F_5 + s_{46} * F_6. \quad (III.3)$$

$$\bullet R_3 = s_{33} * F_3 + s_{34} * F_4 + s_{35} * F_5 + s_{36} * F_6. \quad (III.4)$$

$$\bullet R_2 = s_{22} * F_2 + s_{23} * F_3 + s_{24} * F_4 + s_{25} * F_5 + s_{26} * F_6. \quad (III.5)$$

$$\bullet R_1 = s_{11} * F_1 + s_{12} * F_2 + s_{13} * F_3 + s_{14} * F_4 + s_{15} * F_5 + s_{16} * F_6. \quad (III.6)$$

Donc :

$$\bullet F_6 = R_6 / s_{66}. \quad (III.7)$$

$$\bullet F_5 = (R_5 - s_{56} * F_6) / s_{55}. \quad (III.8)$$

$$\bullet F_4 = (R_4 - s_{45} * F_5 - s_{46} * F_6) / s_{44}. \quad (III.9)$$

$$\bullet F_3 = (R_3 - s_{34} * F_4 - s_{35} * F_5 - s_{36} * F_6) / s_{33}. \quad (III.10)$$

$$\bullet F_2 = (R_2 - s_{23} * F_3 + s_{24} * F_4 + s_{25} * F_5 + s_{26} * F_6) / s_{22}. \quad (\text{III.11})$$

$$\bullet F_1 = (R_1 - s_{12} * F_2 + s_{13} * F_3 + s_{14} * F_4 + s_{15} * F_5 + s_{16} * F_6) / s_{11}. \quad (\text{III.12})$$

Remarque: Quand $F_i < 0 \Rightarrow F_i = 0$.

Pour faciliter les calculs des fluences dans chaque gamme d'énergie, nous avons élaboré un programme de déconvolution nommé BDS_unfolding en utilisant DELPHI-7 comme langage de programmation. Ce programme permet de remonter à la fluence dans chaque gamme d'énergie à partir du comptage de nombre de bulles pour chaque détecteur du kit BDS. Ce programme de déconvolution contient les éléments suivants :

a. Interface de l'utilisation

Après l'exécution du programme, l'utilisateur peut constater quatre (4) zones comme il est représenté par la figure III.4.

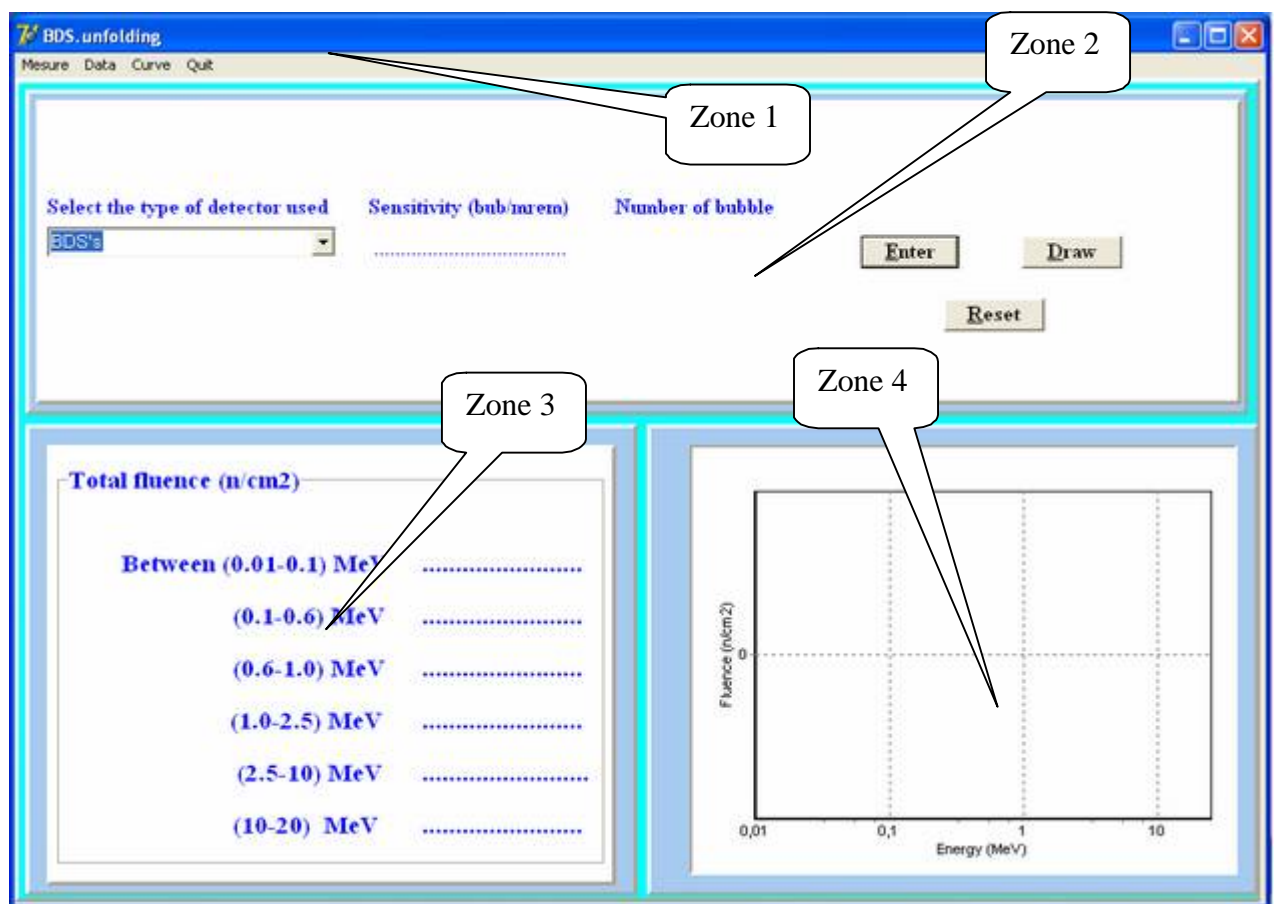


Figure III.4 : Interface de l'utilisateur.

La première zone occupe la partie supérieure de l'écran ; elle contient :

- La barre de titre : BDS_unfolding.

- La barre de menus : une liste de fonctions exécutables proposées au choix de l'utilisateur.

La deuxième zone contient les principaux boutons qui permettent de calculer et dessiner le spectre inconnu. Des boutons où l'utilisateur peut sélectionner et introduire le type et la réponse de chaque BDS utilisé. La sensibilité est affichée automatiquement.

La troisième zone contient les valeurs de la fluence dans chaque gamme d'énergie. Ces valeurs sont calculées à partir des réponses des détecteurs BDS sélectionnés.

La quatrième zone permet à l'utilisateur de visualiser le spectre énergétique des neutrons avant de l'enregistrer.

b. Choix du nombre de mesures

Le bouton "Mesure" (voir figure III.5) offre à l'utilisateur la possibilité de choisir le nombre d'utilisations des détecteurs BDS (une, deux ou trois fois). Les cases à remplir sont affichées automatiquement dans la zone 2 quand nous appuyons sur ce bouton.

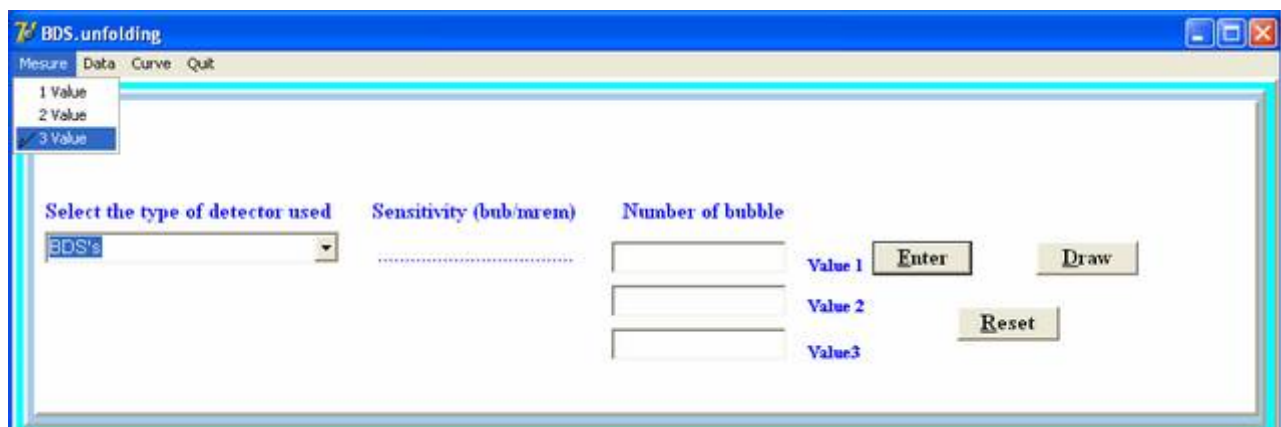


Figure III.5 : Choix du nombre de mesures.

c. Sélection des détecteurs utilisés et introduction du nombre de bulles.

L'option "select the type of detector used", présentée dans la figure III.6, permet de choisir les types de détecteurs utilisés dans une expérience avec leurs numéros de série, leurs sensibilités sont affichées automatiquement sous l'écriture "sensitivity (bul/mrem)". Le nombre de bulles détectés est introduit dans les cases situées sous l'écriture "Number of bubble".

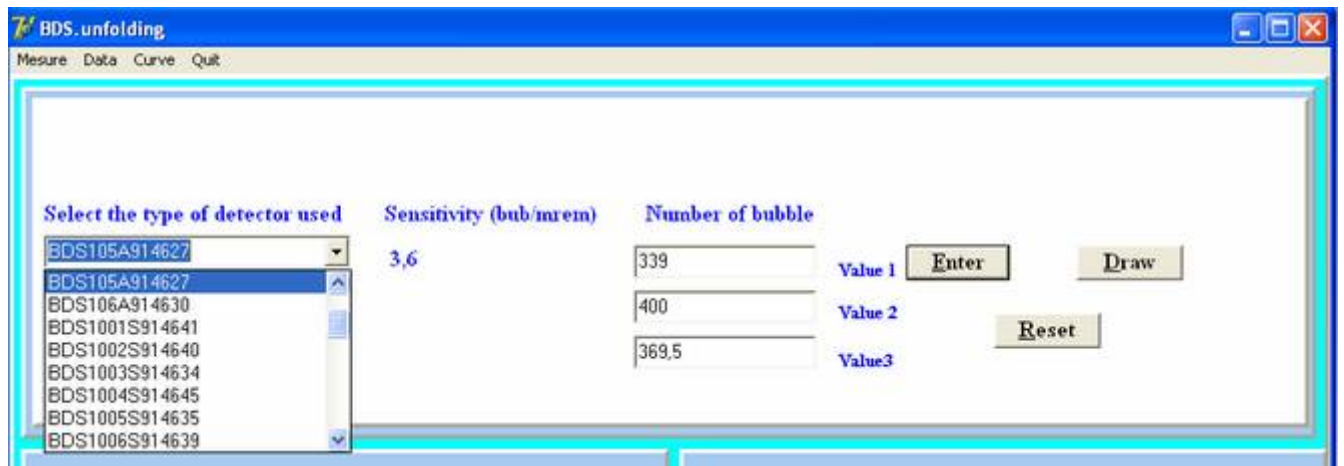


Figure III.6: La sélection des détecteurs utilisés.

d. La vérification des valeurs introduites

Le bouton "Data- table" permet d'afficher un tableau contenant toutes les données concernant la fluence calculée y compris les types de détecteurs utilisés, leurs numéros de série, leurs sensibilités et les nombres de bulles introduits. Cette opération permet à l'utilisateur la vérification des valeurs introduites (voir figure III.7).

Detector used	Sensitivity	Number of bubble counted			Detector used	Sensitivity	Number of bubble counted		
BDS 10		Value 1	Value 2	Value 3	BDS 100		Value 1	Value 2	Value 3
.....	0	0	0	0	0	0
.....	0	0	0	0	0	0
.....	0	0	0	BDS1003s914634	1,5	252	252	25
.....	0	0	0	0	0	0
BDS105a914627	3,6	339	400	369	BDS1005s914635	1,5	274	274	27
.....	0	0	0	0	0	0
.....	0	0	0	0	0	0
BDS 600		Value 1	Value 2	Value 3	BDS 1000		Value 1	Value 2	Value 3
.....	0	0	0	0	0	0
.....	0	0	0	0	0	0
.....	0	0	0	0	0	0
.....	0	0	0	BDS10004914659	1,7	19	16	17
BDS6000m914646	2,3	102	60	81	0	0	0
.....	0	0	0	0	0	0
.....	0	0	0	0	0	0
.....	0	0	0	0	0	0
BDS 2500		Value 1	Value 2	Value 3	BDS 10000		Value 1	Value 2	Value 3
.....	0	0	0	0	0	0
.....	0	0	0	0	0	0
.....	0	0	0	0	0	0
BDS25003e914704	3,2	22	14	18	0	0	0
.....	0	0	0	0	0	0
.....	0	0	0	0	0	0
.....	0	0	0	BDS100006e14719	0,89	0	0	0
.....	0	0	0	0	0	0

Figure III.7 : Vérification des valeurs introduites.

e. Calcul de la fluence

Le bouton " Draw" permet de calculer la fluence, dessiner et visualiser le spectre énergétique.

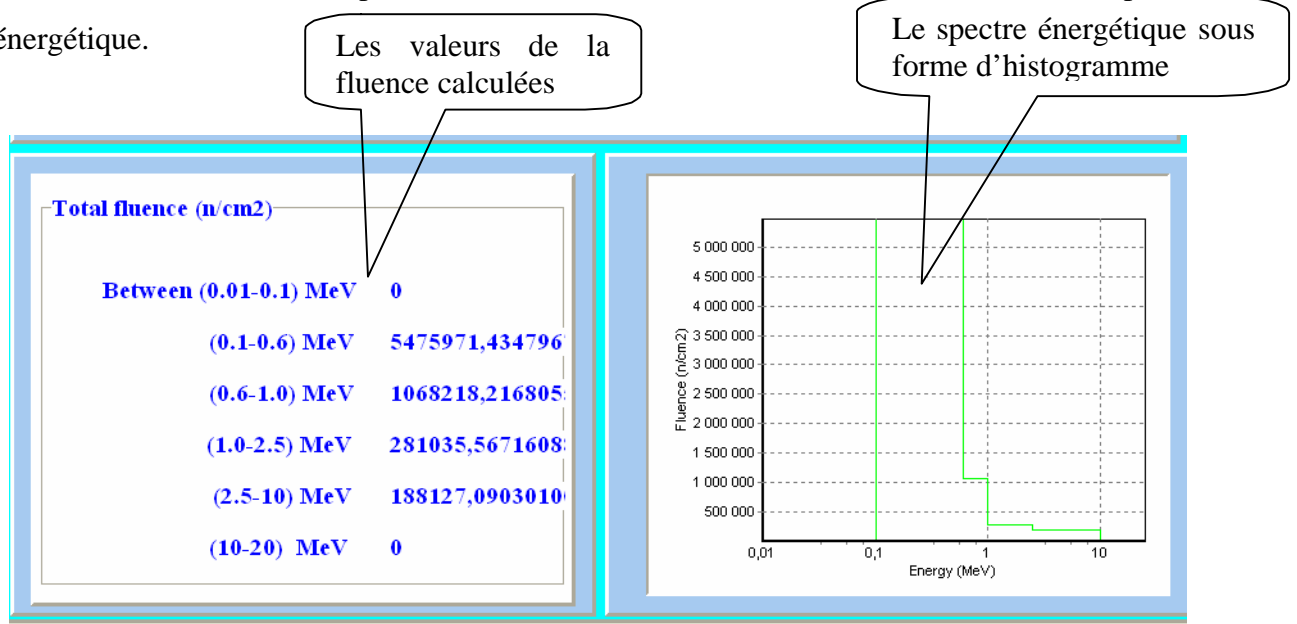


Figure III.8 : Calcul de la fluence.

f. Autres fonction

Le bouton " Curve" offre la possibilité de représenter le spectre sous forme d'histogramme, de ligne ou histogramme + ligne.

Le bouton "Data- curve" permet d'afficher le spectre avec la possibilité de l'enregistrer.

Le bouton "Quit" permet de sortir du programme.

Le bouton "Reset" permet la remise à zéro du tableau.

III.2 Les systèmes DSTN : CR-39/CH₂ et CR-39/BE10

Les détecteurs CR-39 utilisés dans cette étude sont manufacturés par Pershore Mouldings (UK). Pour pouvoir déterminer l'équivalent de dose ambient H*(10) dû aux neutrons thermiques et épithermiques en utilisant respectivement le CR-39/BE10 et CR-39/CH₂ (avec 100 µm de polyéthylène), un étalonnage a été préalablement effectué de ces deux systèmes.

a. Etalonnage du système CR-39/CH₂

Des détecteurs de CR-39 ont été irradiés au Laboratoire primaire de l'institut de métrologie, CMI (*Czech Metrology Institut*, Tchèque) aux doses 0.5, 1.0, 2.0, 5.0, 10.0 et 20.0 mSv. Les irradiations ont été effectuées en terme d'équivalent de dose ambient en utilisant les

deux sources de référence Am-Be et Cf-D₂O. Les réponses de ces détecteurs sont représentées dans les figures (III.9) et (III.10).

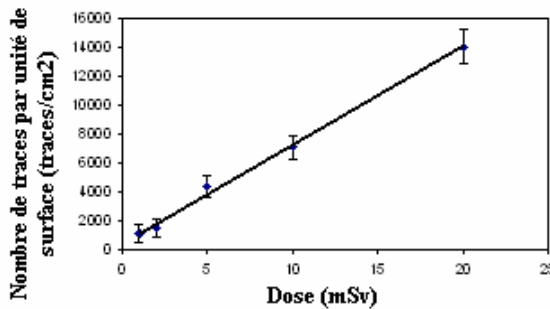


Figure III.9 : Courbe de linéarité (Am-Be).

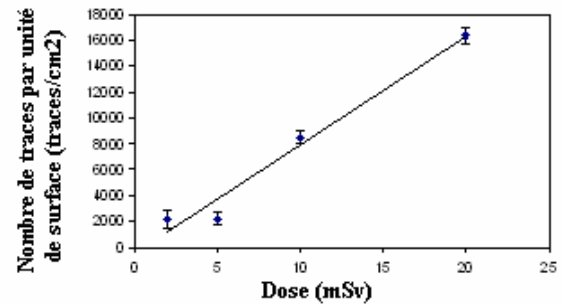


Figure III.10 : Courbe de linéarité (Cf-D₂O).

Les facteurs de calibration que nous avons extraits à partir des deux figures III.9 et III.10 sont utilisés pour convertir en équivalent de dose ambiante les nombres de traces dénombrés pour chaque détecteur CR-39 exposé en différents points de mesures autour de la tête de l'accélérateur VARIAN 2100C et sur la table de traitement (Voir tableau III.2).

Sources	Réponse du CR-39 (tr/cm ² .mSv)
²⁵² Cf*	793±83
²⁵² Cf (D2O)	834±42
Am-Be	683±35

*extrait rapport EURADOS CENDOS (Djeffal et al, 1992).

Tableau III.2 : Facteurs d'étalonnage des différentes sources de calibration.

b. Etalonnage des CR-39 avec convertisseur BE10

Pour convertir la densité de traces due aux neutrons thermiques par le biais des particules chargées issues de l'interaction de ces neutrons (d'énergie $E < 0.5\text{eV}$) avec le convertisseur enrichi en Bore10, nous avons utilisé la relation suivante :

$$N = \rho * F * s * K \quad (\text{III.13})$$

Où

- **N**: la densité des traces par unité de surface (trace/cm²) ;
- **F**: fluence due aux neutrons thermiques ;
- **s**: la section efficace de la réaction ¹⁰B (n, a) ⁷Li; (s=3838 barns) ;
- **ρ**: L'efficacité d'enregistrement ;
- **K**: nombre de noyaux ¹⁰B par cm² dans le convertisseur (K=2,75 10²⁰ n/cm²).

Afin de déterminer l'efficacité d'enregistrement des traces de particules alpha de 1.5 MeV dans les détecteurs CR-39, des irradiations avec une source de plutonium-239 d'activité 3055a/s dans 2 p ont été effectuées. Un collimateur de 36 mm d'air a été utilisé pour dégrader l'énergie des alphas du plutonium de 5,17 MeV à 1.5 MeV (déterminé à partir des calculs effectués par SRIM2000 [Ziegler, 1998]). La figure III.11 présente la réponse du CR-39 en terme de densité de traces enregistrées en fonction du nombre de particules Alphas incidentes. L'efficacité d'enregistrement, déduite à partir de la pente de la droite, est de: $\rho=0.29\pm 0.05$.

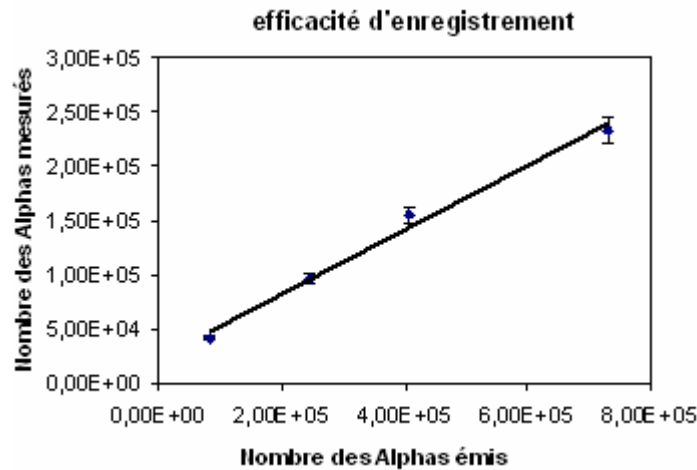


Figure III.11: Efficacité d'enregistrement des traces.

c. Evaluation de $H^*(10)$

Des mesures ont été effectués afin d'estimer l'équivalent de dose ambiant, $H^*(10)$, autour de la tête de l'accélérateur VARIAN 2100C aux points B, C et D représentés dans la figure III.1 et sur la table du traitement (figure III.12) en fonction de la taille du champs (0x0), (10x10), (20x20) et (30x30).

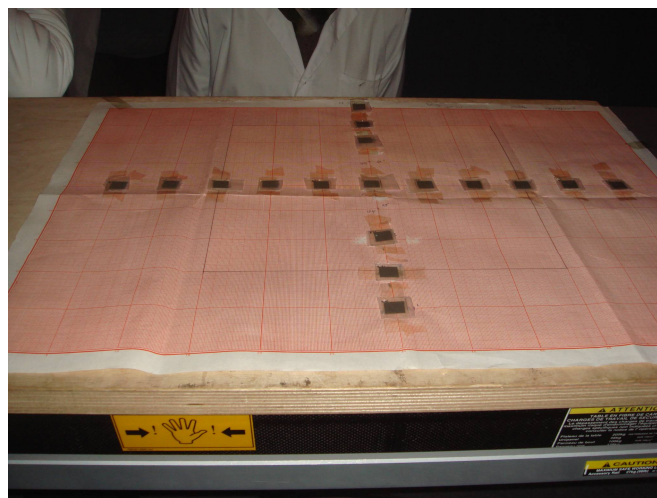


Figure III.12 : Les CR-39 répartis à travers le champ (30x30).

Les deux systèmes de détecteurs CR-39/CH₂ et CR39/ ¹⁰B ont été placés en même temps aux mêmes positions autour de la tête du Linac 2100C et sur la table au niveau de l'isocentre et à des pas de 5 cm suivant l'axe x et y (voir figure III.12). Les conditions d'irradiation sont :

- Tailles du champ (0x0), (10x10), (20x20) et (30x30) ;
- Unités moniteurs délivrées 999 UM.

III.3 Les dosimètres actifs : STUDSVIK 2222A ET BERTHOLD LB 6411

Les dosimètres actifs à base de BF₃ (Studsvik 2222A) et ³He (LB6411) ont été utilisés pour estimer le H*(10) à l'extérieur et à l'intérieur des salles de traitement des deux services de radiothérapie abritant les accélérateurs VARIAN 1800C et VARIAN 2100C.

a. Le débitmètre Studsvik 2222A

Le moniteur de neutron Studsvik 2222 A utilisé dans cette étude est présenté par la figure III.13. Les propriétés dosimétriques de cet équipement, données par le fabricant, sont les suivantes [Studsvik, 2004] :

- Détecteur : Compteur proportionnel de trifluorure de Bore (BF₃) ;
- Quantité mesurée : H*(10) de neutron ;
- Modérateur cylindrique ;
- Gamme de mesure : 0.001-999.9 mSv/h ;
- Gamme d'énergie : 0.025 eV-17 MeV ;
- Gamme de température :-10+40 °C ;
- Dimensions : diamètre 215 mm, longueur 325 mm, poids 10.5 kg avec les batteries ;
- Sensibilité aux neutrons : 0.4 cps/μSv/h pour une source d'Am-Be ;
- Sensibilité aux gammas : 2 Gy/h donne <5μSv/h.



Figure III.13 : Moniteur de neutrons Studsvik modèle 2222 A [Neutron monitor, 2007].

La réponse énergétique du Studsvik 2222A est illustrée dans la figure (III.14).

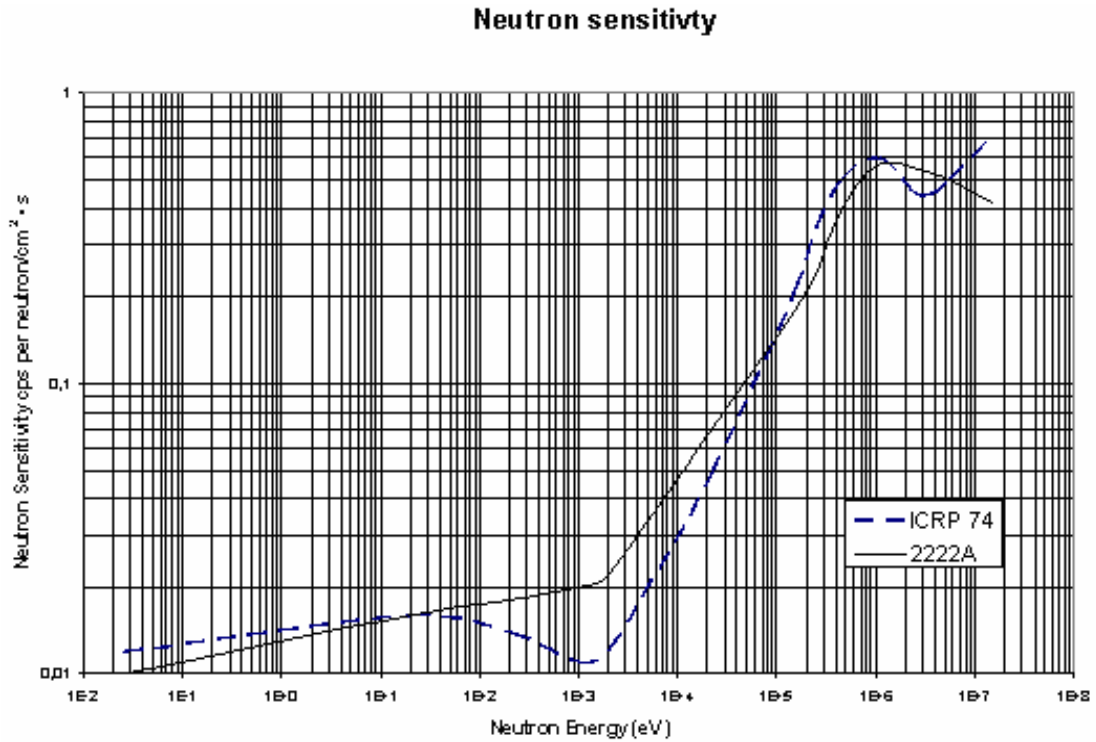


Figure III.14 : Réponse énergétique du moniteur de neutrons 2222 A [Neutron monitor, 2007].

b. Le débitmètre Berthold modèle LB 6411

Le moniteur de neutrons Berthold modèle LB6411 utilisé dans cette étude est montré dans la figure III.15. Certaines propriétés de ce moniteur sont données par le fabricant, à savoir :

- Détecteur : Compteur proportionnel à ³He ;
- Quantité mesurée : H*(10) ;
- Modérateur sphérique ;
- Gamme de mesure : 100 nSv/h à 100 mSv/h ;
- Gamme d'énergie : 0.025 eV-20 MeV ;
- Gamme de température : -10+50 °C ;
- Poids : 9.2 kg avec les Batteries ;
- Sensibilité aux neutrons : 0.79 cps/μSv/h pour une source de ²⁵²Cf.



Figure III.15 : Compteur à neutrons à ^3He Berthold modèle LB 6411 [Berthold, 2006].

La réponse énergétique du Berthold LB 6411 est montrée dans la figure (III.16).

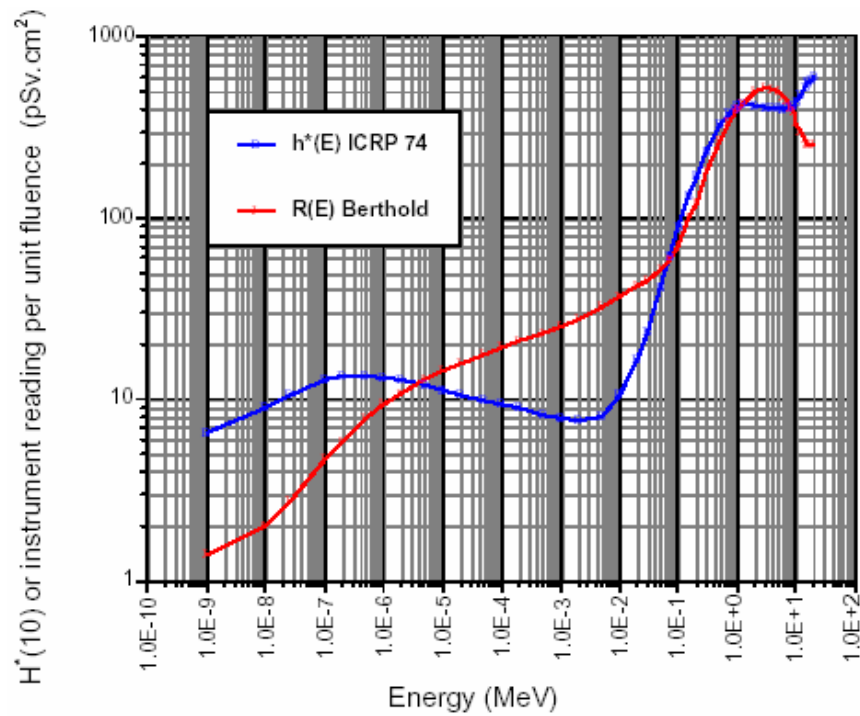


Figure III.16 : Réponse énergétique du moniteur de neutrons LB 6411 [Bedogni, 2006].

c. Evaluation de $H^*(10)$

Pour mesurer l'équivalent de dose neutrons pendant le fonctionnement des deux accélérateurs, nous avons utilisé les moyens suivants :

- Un microordinateur portable ;
- Une caméra web ;
- Un câble USB de 10 mètres.

Des mesures ont été entreprises par les deux débitmètres pour estimer l'équivalent de dose ambiant, $H^*(10)$, à l'intérieur et à l'extérieur des deux salles de radiothérapie et au niveau de la station de pilotage des accélérateurs dans les conditions suivantes :

- Irradiation : 700 UM ;
- Taille du champ (20X20) ;
- Angle d'irradiation 270° .

Les figures III.17 et III.18 montrent le plan des deux salles d'accélérateur du CPMC et du CAC ainsi que les différentes positions de F à I où ont été effectuées les mesures avec les deux débitmètres pour estimer les débits de l'équivalent de dose neutronique ambiant. Ces mesures ont permis d'une part, la détermination de la relation entre la production des neutrons lors du fonctionnement de l'accélérateur et la taille du champ, et d'autre part l'étude de la relation entre les unités de moniteur délivrées et le $H^*(10)$ mesuré.

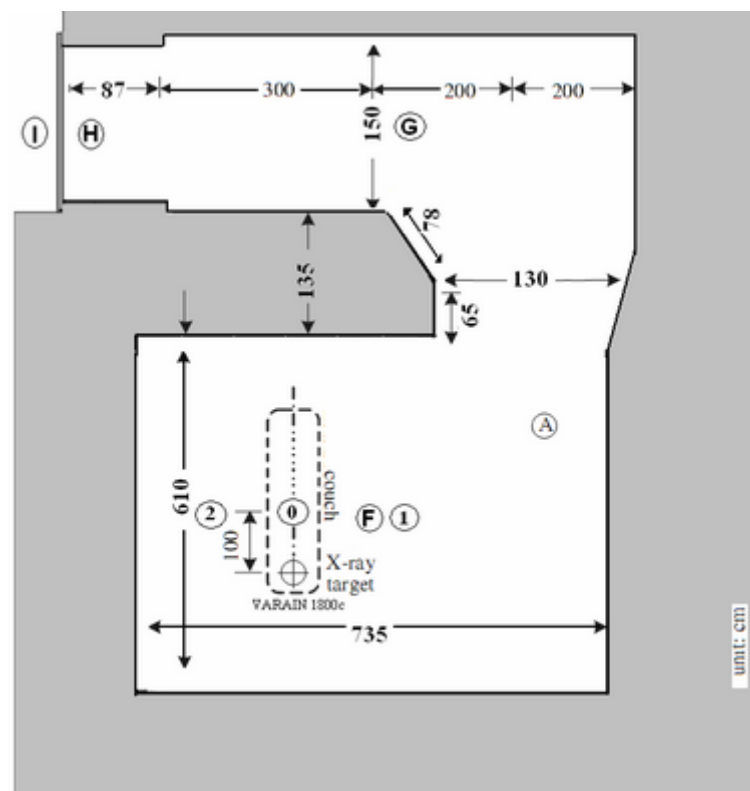


Figure III.17 : Plan de la salle de traitement du CPMC et les différentes positions de mesure de A à I.

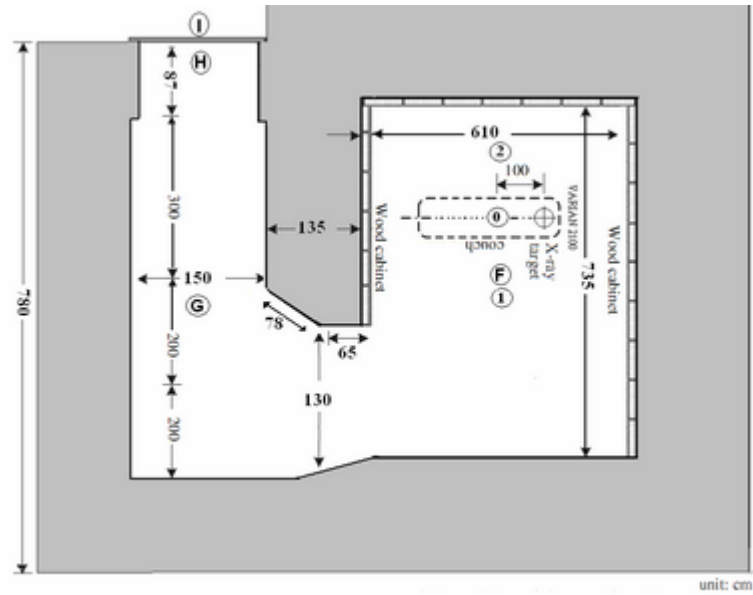


Figure III.18 : Plan de la salle de traitement du CAC et les différentes positions de mesure de A à I.

III.4 Les dosimètres passifs : systèmes (TLD600/TLD700)

Pour déterminer l'équivalent de dose neutronique intégré, nous avons utilisé des paires de TLD 600-TLD 700. Les TLD 700, qui sont essentiellement constitué de 99.99% de ${}^7\text{Li}$ et de 0.01% de ${}^6\text{Li}$, permettent de mesurer la dose photonique. Par contre, les TLD 600 avec leurs compositions de 95.6% de ${}^6\text{Li}$ et de 4.4 de ${}^7\text{Li}$, permettent la mesure de la dose neutronique et photonique simultanément. La différence des réponses des TLD 700 et TLD 600 donne la contribution des neutrons thermiques grâce à la réaction $n({}^6\text{Li}, \alpha){}^3\text{H}$ dont la section efficace est importante aux énergies thermiques. La figure III.19 présente le système Harshaw 4000 utilisé pour la lecture des TLD600/TLD700.



Figure III.19 : Système de lecture Harshaw 4000 utilisé pour la lecture TLD.

Pour déterminer l'équivalent de dose neutronique ambiant, $H^*(10)$, dans les salles de traitement de radiothérapie (CPMC et CAC Blida), un étalonnage des détecteurs TLD a été effectué au sein du laboratoire d'étalonnage secondaire (LSED, CRNA) pour évaluer la sensibilité des TLD 600 et TLD 700 aux photons et au Laboratoire primaire de l'Institut de Métrologie, CMI (*Czech Metrology Institut*, Tchèque) pour déterminer leur sensibilité aux neutrons des sources de ^{252}Cf (D_2O) et de l'Am-Be.

a. Détermination des sensibilités des TLD 600 et TLD 700 aux photons

La détermination de la sensibilité a été faite en utilisant une source gamma de ^{137}Cs sur un lot de détecteurs contenant 57 TLD-700 et 62 TLD-600 sous forme de pastilles ($0.3175 \times 0.3175 \times 0.0889 \text{ cm}^3$ de dimensions). Ces TLD ont été irradiés à l'air libre et à des doses de 0.5, 1.0, 2.0, 5.0, 10.0 et 20.0 mGy. Avant chaque irradiation les détecteurs sont régénérés.

Les spectres de luminescence des TLD-700 et TLD-600 aux gammas du ^{137}Cs à l'air libre sont présentés respectivement dans les figures III.20 et III.21. Ces figures montrent que ces deux détecteurs présentent des courbes de luminescence similaires pour les gammas du césium.

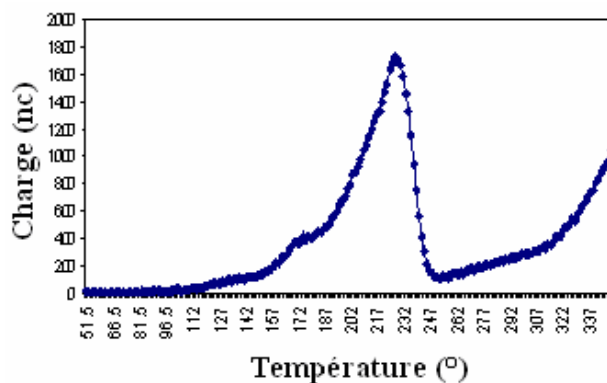


Figure III.20 : Réponse des TLD 600 irradiés à 5 mGy aux gammas du ^{137}Cs à l'air libre.

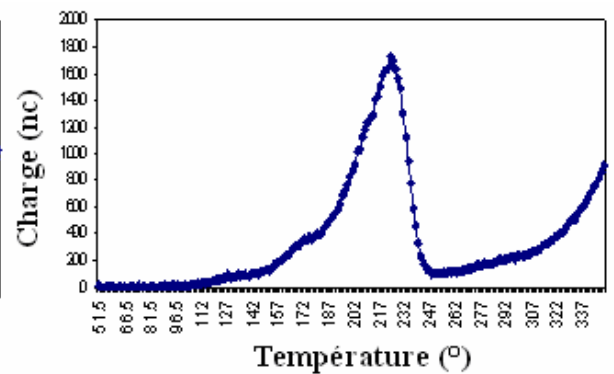


Figure III.21 : Réponse des TLD 700 irradiés à 5 mGy aux gammas de ^{137}Cs à l'air libre.

La sensibilité des TLD aux gammas est déterminée à partir de la charge collectée suite à l'irradiation aux photons. Les figures III.22 et III.23 montrent la sensibilité des TLD 700 et 600 aux gammas du ^{137}Cs . Nous avons trouvé que la sensibilité des TLD-700 est supérieure de 1.12 fois à celle des TLD-600.

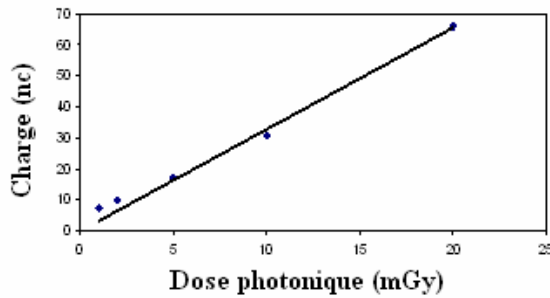


Figure III.22 : La Sensibilité des TLD 600 aux gammas du Cs 137.

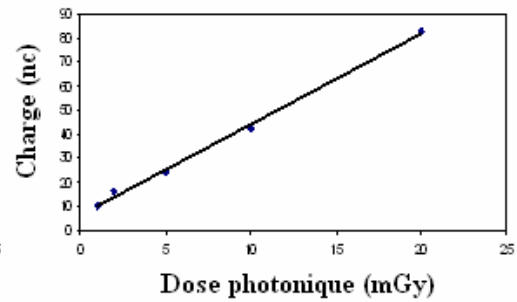


Figure III.23 : La Sensibilité des TLD 700 aux gammas du Cs 137.

Après la détermination des sensibilités, la sélection des paires a été effectuée par la coïncidence des pics dosimétriques des TLD 700 et TLD 600 à la même température. La figure III.24 montre la coïncidence d'une paire de (TLD 700-TLD 600) utilisée dans cette étude.

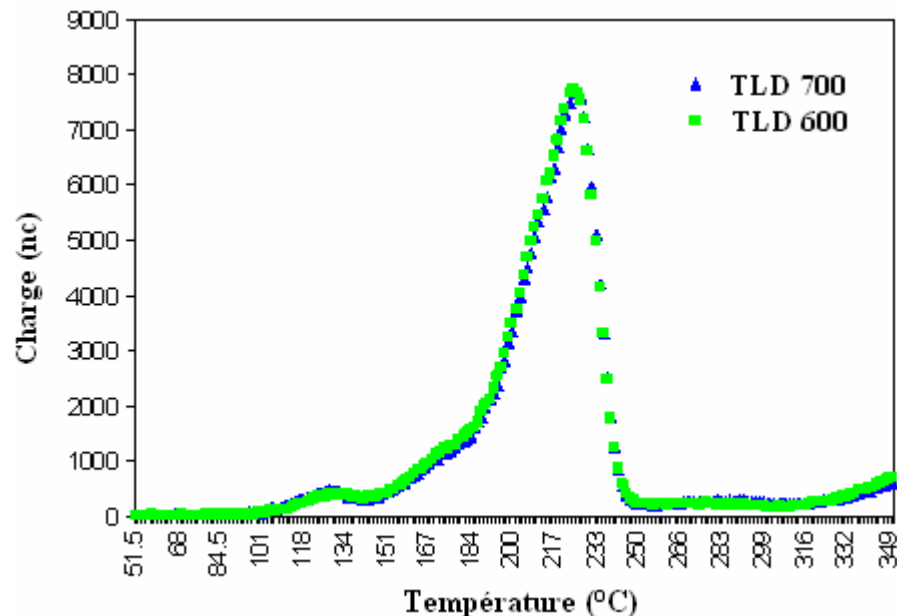


Figure III.24 : Coïncidence des pics dosimétriques d'une paire de TLD 600 et 700 utilisée dans cette étude.

b. Détermination de la référence

Les réponses des TLD 600 et TLD 700 aux différentes irradiations sont données dans les figures III.25 et III.26. Puisque les TLD 600 ont une grande section efficace aux neutrons thermiques par rapport aux TLD 700 qui sont relativement insensibles à ces neutrons, nous remarquons une nette la différence de ces réponses aux neutrons de la source ^{252}Cf (D_2O) (voir figure III.25). Par contre, pour la source Am-Be, la différence des réponses n'existe pas parce que les neutrons émis sont seulement des neutrons rapides (voir figure III.26).

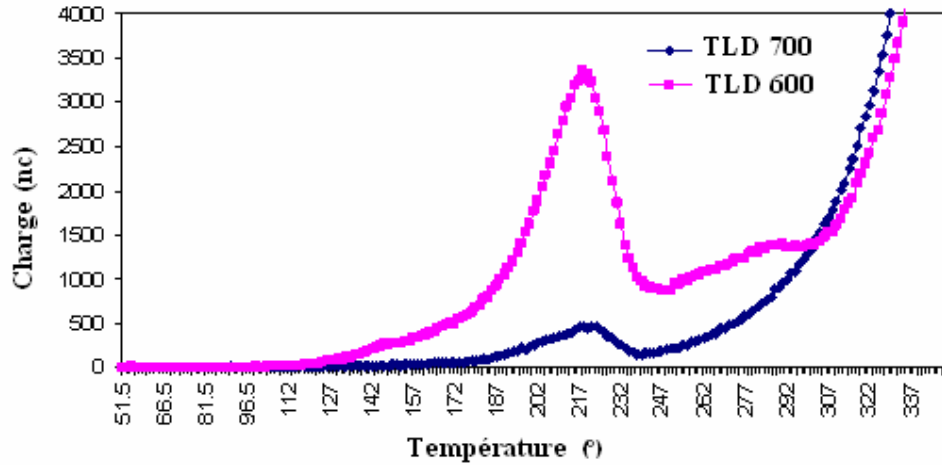


Figure III.25 : Réponse d'une paire de TLD (600-700) irradiée aux neutrons de la source ^{252}Cf (D_2O) à 5 mSv.

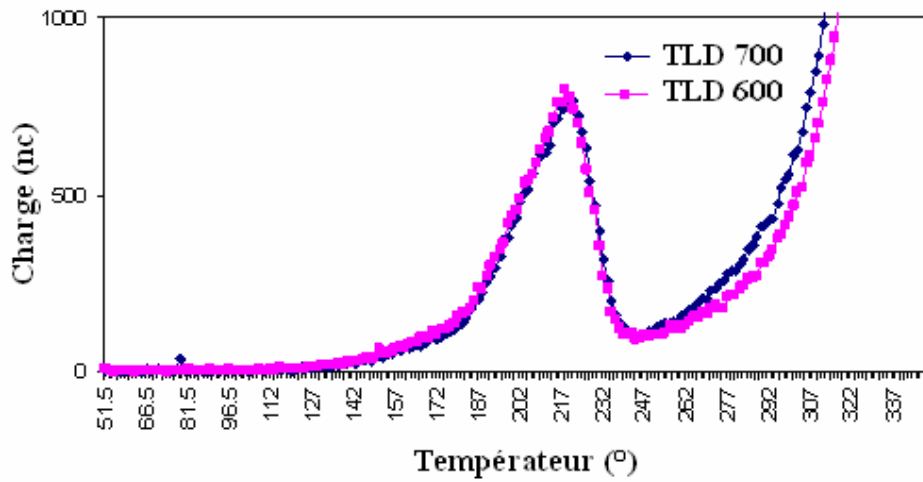


Figure III.26 : Réponse d'une paire de TLD (600-700) irradiée aux neutrons de la source Am-Be à 5 mSv.

c. Détermination de la dose neutrons à partir du système TLD600/TLD700

La contribution des neutrons thermiques à la lecture des TLD 600 peut être estimée par :

$$L_{600}^n = L_{600}^{n+\gamma} - \frac{S_{600}^\gamma}{S_{700}^\gamma} \cdot L_{700} \tag{III.14}$$

- L_{600}^n : La lecture de TLD 600 aux neutrons thermiques et épithermiques.
- $L_{600}^{n+\gamma}$: La lecture de TLD 600 aux neutrons thermiques, épithermiques et gamma.
- L_{700} : La lecture de TLD 700 due aux gammas.
- S_{600}^γ : La sensibilité des TLD 600 aux gammas.

- S_{700}^{γ} : La sensibilité des TLD 700 aux gammas.

En utilisant la relation (III.14), nous pouvons déduire la charge due aux irradiations neutroniques de chaque source, et d'après le tableau (III.3) on peut considérer la source de ^{252}Cf (D_2O) comme source de référence avec un facteur d'étalonnage de 6.27 ± 0.34 nC/mSv.

Source	Dose (mSv)	Charge (nC)	Charge/dose (nC/mSv)
Am-Be	1	0	0
	5	0.06 ± 0.1	0.01 ± 0.02
	20	03.02 ± 3.22	0.15 ± 0.16
^{252}Cf (D_2O)	1	05.98	5.98
	5	31.63 ± 0.98	6.33 ± 0.20
	20	125.48 ± 6.71	6.27 ± 0.34

Tableau III.3 : Facteurs d'étalonnage des deux sources Am-Be et ^{252}Cf (D_2O).

III.5 Grandeurs dosimétriques utilisées

Les grandeurs physiques et dosimétriques à mesurer dans une salle de radiothérapie abritant un accélérateur linéaire d'énergie supérieure à 8MV sont celles qui ont été recommandées par le NCRP dans sa publication 151 [NCRP 151, 2005] à savoir: la fluence neutronique, le débit de l'équivalent de dose, l'équivalent de dose ambiant et la distribution spectrale en énergie. Toutes ces grandeurs physiques et dosimétriques sont définies dans l'annexe.

Chapitre

IV

RESULTAS ET DISCUSSIONS

INTRODUCTION

Ce chapitre regroupe les résultats et les discussions des expériences effectuées au niveau des deux centres de radiothérapie CPMC et CAC (Blida), utilisant les moyens cités au chapitre précédent. Le spectre énergétique, la fluence totale, l'équivalent de dose ambiant et le débit de dose dus aux neutrons de contamination en différents points de mesure à l'intérieur et à l'extérieur de la salle de traitement et autour de la tête de l'accélérateur Linac 2100C sont déterminés dans différentes conditions de fonctionnement de l'accélérateur. Une comparaison de nos résultats avec ceux publiés dans la littérature est présentée.

IV.1 Détermination de l'équivalent de dose ambiant, $H^*(10)$, en utilisant le BDS

IV.1.1 Résultats de la déconvolution

Les résultats obtenus à l'aide du programme BDS_unfolding sont rassemblés dans le tableau (IV.1).

Gamme d'énergie (MeV)	Point A	Point B	Point C	Point D
	Fluence (n/cm ² .Gy)			
0.01-0.1	0	0	0	0
0.1-0.6	5,95E+06	5.15E+07	3.99E+07	1.99E+07
0.6-1.0	0,00E+00	1.07E+07	1.84E+07	8.49E+06
1.0-2.5	4,53E+07	2.81E+06	6.92E+06	1.80E+06
2.5-10	5,81E+06	1.88E+06	3.10E+04	2,23E+05
01,-20	1,07E+06	0	1.29E+05	0
0.01-20	Fluence totale (n/cm ² .Gy)			
	5,81E+07	6.69E+07	6.53E+07	3.04 E+07

Tableau IV.1 : Les fluences obtenues par le BDS aux points A, B, C et D.

a. Détermination des spectres en fluence neutronique

Les spectres énergétiques obtenus en chaque position sont donnés dans les figures de IV.1 à IV.5.

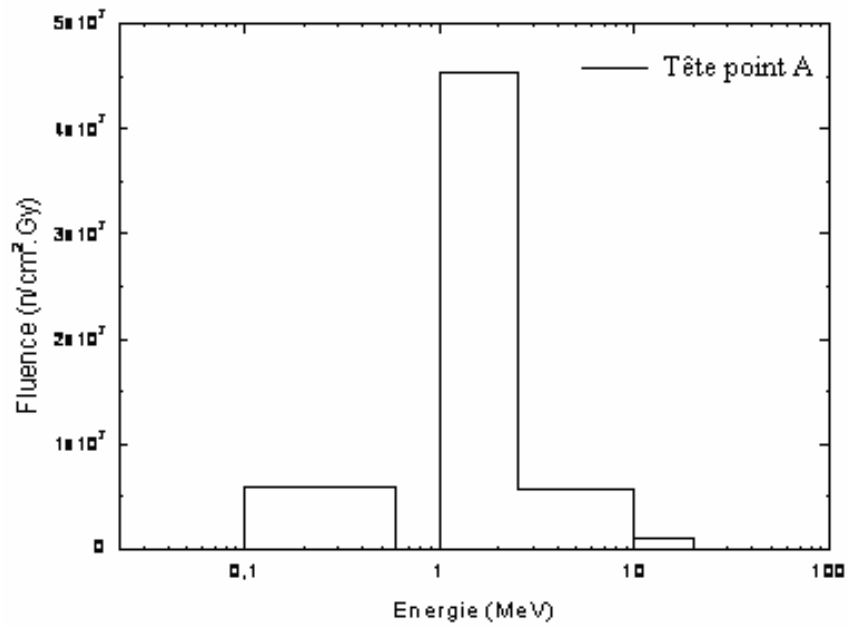


Figure IV.1 : Spectre énergétique des neutrons au point A.

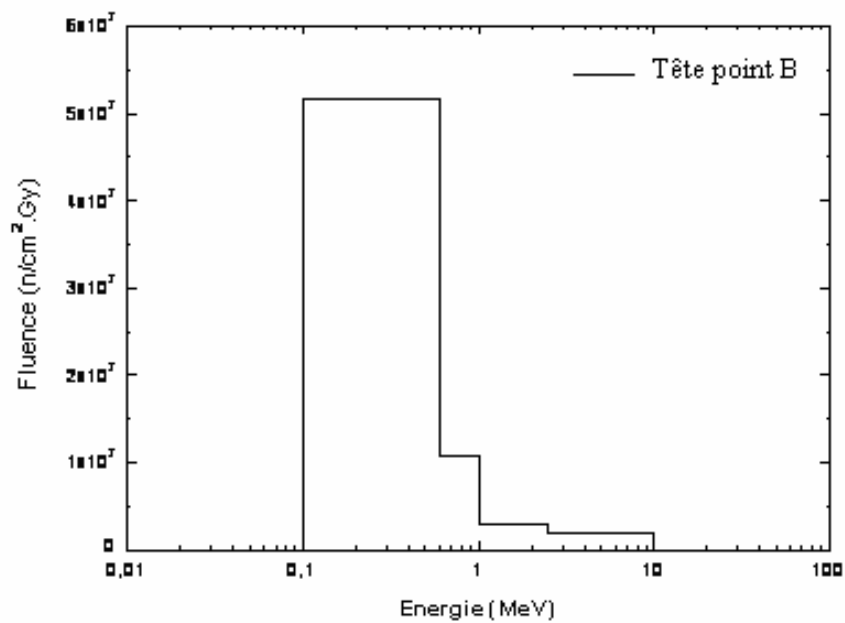


Figure IV.2 : Spectre énergétique des neutrons au point B.

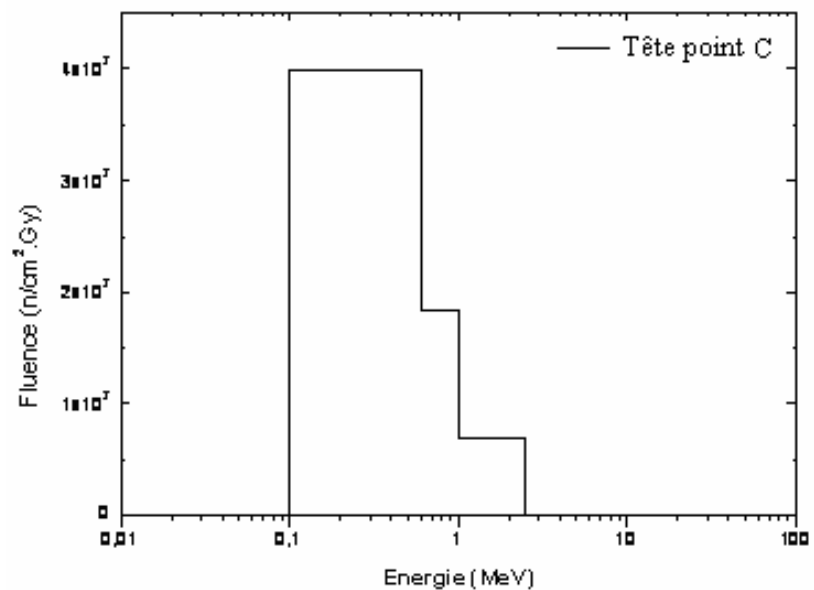


Figure IV.3 : Spectre énergétique des neutrons au point C.

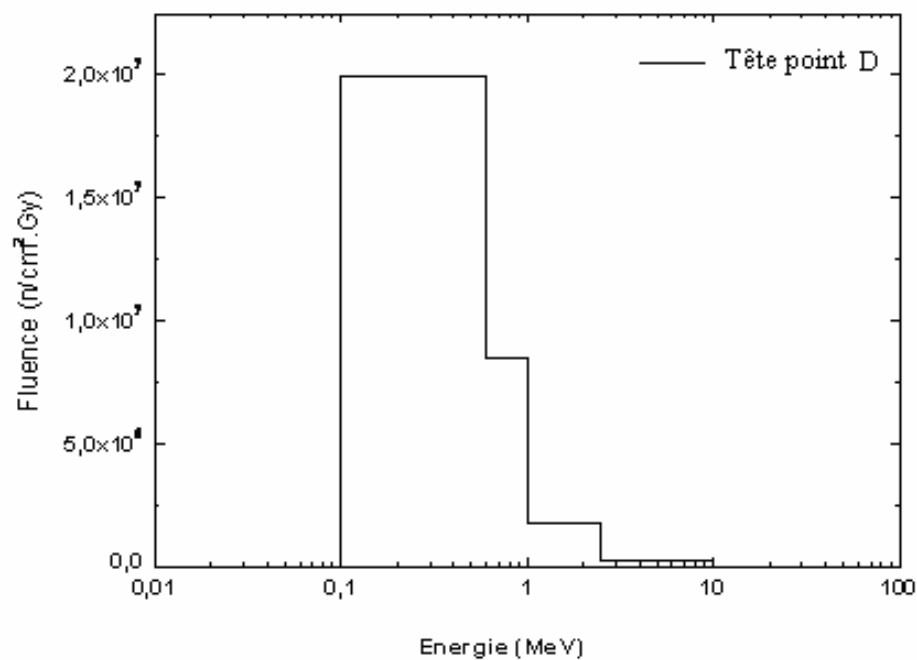


Figure IV.4 : Spectre énergétique des neutrons au point D.

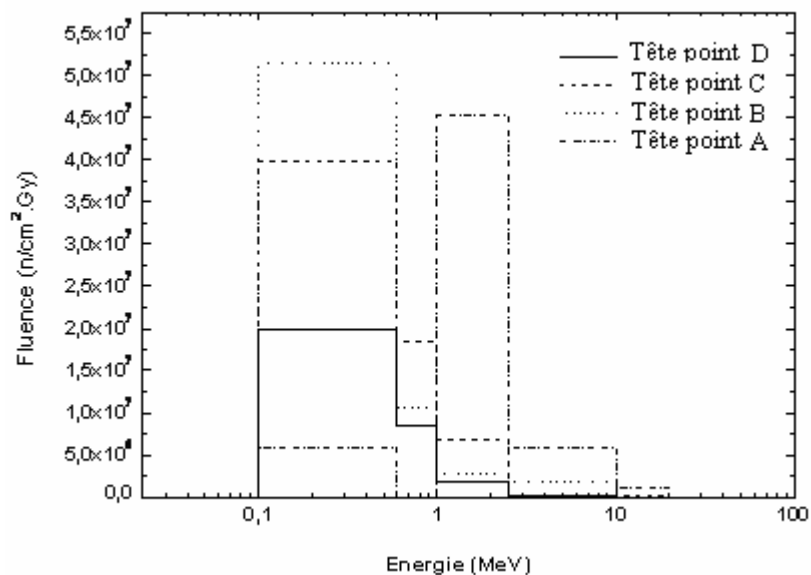


Figure IV.5: Comparaison entre les spectres énergétiques des neutrons en A, B, C et D.

b. Calcul de l'équivalent de dose ambiant

En utilisant les facteurs de conversion cités dans le tableau IV.2 et l'équation IV.1, nous pouvons calculer l'équivalent de dose ambiant, $H^*(10)$, produit en chaque point de mesure A, B, C et D (voir tableau IV.3).

$$H^*(10) = \sum h_i \Phi_i \quad (\text{IV.1})$$

Energie des neutrons (MeV)	Facteur de conversion (pSv*cm2)
0,01-0,1	41,13
0,1-0,6	234,80
0,6-1	389,06
1-2,5	420,48
2,5-10	415,00
10,0---20	550,32

Tableau IV.2: Les facteurs de conversions utilisés pour chaque gamme d'énergie déduits à partir des facteurs publiés dans l'ICRP 74 [ICRP 74, 1996].

Gamme d'énergie (MeV)	Point A	Point B	Point C	Point D
	H*(10) (mSv/Gy)			
0.01-0.1	0,00	0,00	0,00	0,00
0.1-0.6	1,40	12,10	9,36	4,68
0.6-1.0	0,00	4,16	7,15	3,30
1.0-2.5	19,04	1,18	2,91	0,75
2.5-10	2,41	0,78	0,01	0,09
10,-20	0,59	0,00	0,07	0,00
0.01-20	H*(10) total (mSv/Gy)			
	23,44	18,22	19,49	8,82

Tableau IV.3 : L'équivalent de dose ambiant, $H^*(10)$, aux points point A, B, C et D.

L'énergie moyenne et le facteur de conversion équivalent pour chaque position de mesure présentés dans le tableau IV.4 sont calculés en utilisant les deux équations:

$$\langle E \rangle = \frac{\sum E_i \Phi_i}{\sum \Phi_i} \quad (\text{IV.2})$$

$$\langle h \rangle = \frac{\sum h_i \Phi_i}{\sum \Phi_i} \quad (\text{IV.3})$$

A l'analyse des résultats rassemblés dans le tableau (IV.1), nous pouvons constater que la fluence totale a presque la même valeur aux points B et C (3% de déviation). Au point D, par contre, la valeur de la fluence totale est plus faible que celles obtenues aux points A, B, et C. Ceci est dû probablement à électro-aimant (le point de mesure D, se situe derrière l'électro-aimant) qui dégrade l'énergie des neutrons vers les basses énergies où les détecteurs BDS ne peuvent pas les détecter. Pour les valeurs des $H^*(10)$ aux points A, B, C et D la valeur maximale est obtenue au point A. Ceci est expliqué par la distribution spectrale énergétique qui présente un maximum pour la position A dans la gamme 1 - 2.5 MeV pour laquelle le facteur de conversion fluence-équivalent de dose ambiant est maximal alors que pour les autres positions le maximum est observé dans la gamme 100-600 keV (voir tableau IV.3 et figure IV.5). D'après le tableau IV.4, nous remarquons aussi que l'énergie moyenne au point de mesure A est la même que celle de la source de référence ^{252}Cf . De plus, les énergies moyennes aux points B, C et D sont du même ordre de grandeur que celle de la source de référence ^{252}Cf . (D2O) (cf § II.1.1, tableau II.1). Sachant que les points de mesure B, C et D se situent derrière le blindage de la tête de l'accélérateur, nous pouvons conclure que le

spectre des neutrons produits à l'intérieur de la tête de l'accélérateur est similaire à celui d'une source de référence ^{252}Cf . [McCall et Swanson, 1979].

Point de mesure	A	B	C	D
Taille du champ	(10x10)	(20x20)	(20x20)	(20x20)
La fluence F (n/cm ² ,Gy)	5,81E+07	6,69E+07	6,53E+07	3,04E+07
H* (mSv/Gy)	23,44	18,22	19,49	8,82
L'énergie moyenne <E> MeV	2,30	0,65	0,66	0,60
Facteur de conversion (pSv*cm ²)	403,23	272,30	298,64	290,36

Tableau IV.4 : Synthèse des résultats dans les positions A, B, C et D.

IV.2 Détermination de H*(10) en utilisant le CR-39

IV.2.1 Résultats

Le H*(10) et la fluence des neutrons rapides à l'isocentre pour les champs (0x0), (10x10), (20x20) et (30x30) en utilisant les facteurs d'étalonnage cités au tableau III.2 sont représentés dans les tableaux IV.5, IV.6 et IV.7.

Source d'étalonnage	^{252}Cf	
Taille du champ (cm x cm)	Fluence (n/cm ² .Gy) x10 ⁶	H*(10) (mSv/Gy)
0x0	3,17±0,33	1,22±0,13
10x10	7,48±0,78	2,88±0,3
20x20	8,91±0,93	3,43±0,36
30x30	9,38±0,98	3,61±0,38

Tableau IV.5 : Fluence des neutrons rapides et H*(10) au niveau de l'isocentre des champs (0x0), (10x10), (20x20) et (30x30) en utilisant la source d'étalonnage ^{252}Cf .

Source d'étalonnage	^{252}Cf (D2O)	
Taille du champ (cm x cm)	Fluence (n/cm ² .Gy) x10 ⁷	H*(10) (mSv/Gy)
0x0	1,11±0,05	1,16±0,05
10x10	2,61±0,13	2,74±0,14
20x20	3,11±0,16	3,27±0,16
30x30	3,27±0,16	3,43±0,16

Tableau IV.6 : Fluence des neutrons rapides et H*(10) au niveau de l'isocentre des champs (0x0), (10x10), (20x20) et (30x30) en utilisant la source d'étalonnage ^{252}Cf (D2O).

Source d'étalonnage	Am-Be	
Taille du champ (cm x cm)	Fluence (n/cm ² .Gy) x10 ⁶	H*(10) (mSv/Gy)
0x0	3,62±0,19	1,42±0,07
10x10	8,54±0,44	3,34±0,17
20x20	10,2±0,52	3,99±0,2
30x30	10,7±0,55	4,19±0,21

Tableau IV.7: Fluence des neutrons rapides et H*(10) au niveau de l'isocentre des champs (0x0), (10x10), (20x20) et (30x30) en utilisant la source d'étalonnage Am-Be.

Les figures IV.6 et IV.7 représentent respectivement le H*(10) dû aux neutrons thermiques et rapides mesuré au niveau de l'isocentre en fonction de la taille du champ de faisceau de traitement des rayons X.

Les distributions des doses en terme de H*(10), déterminées en utilisant le facteur d'étalonnage de la source de référence ²⁵²Cf pour les neutrons rapides, le long de l'axe X sur la table de traitement sont présentées dans la figure IV.8 pour les différentes tailles des champs (0x0), (10x10), (20x20) et (30x30). Une comparaison entre la fluence thermique et rapide en fonction des tailles de champ est illustrée par la figure IV.9.

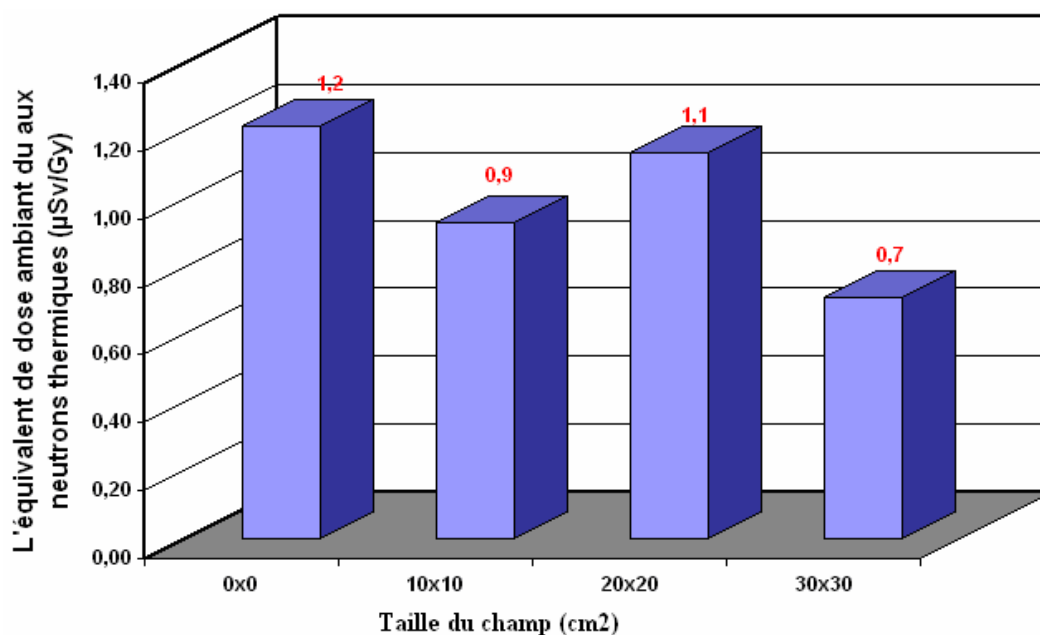


Figure IV.6 : H*(10) due aux neutrons thermiques à l'isocentre en fonction de la taille du champ.

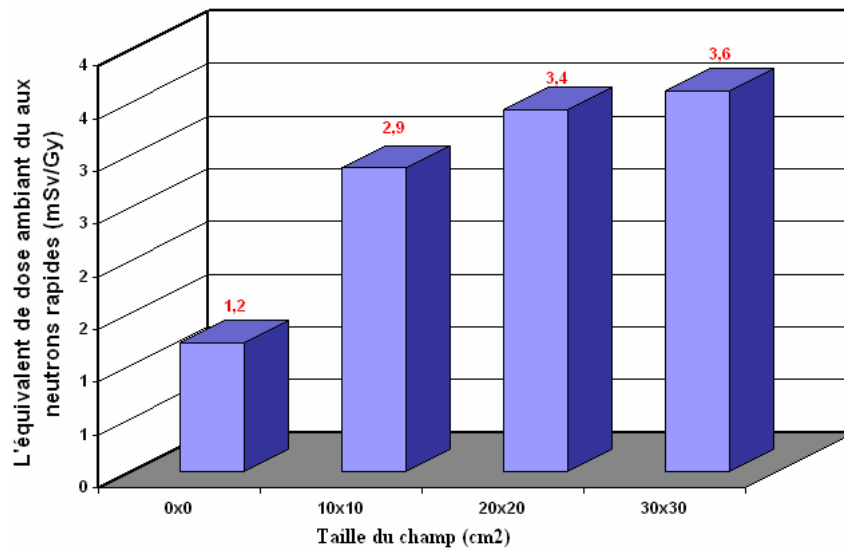


Figure IV.7 : $H^*(10)$ due aux neutrons rapides à l'isocentre en fonction de la taille du champ en utilisant la source d'étalonnage ^{252}Cf .

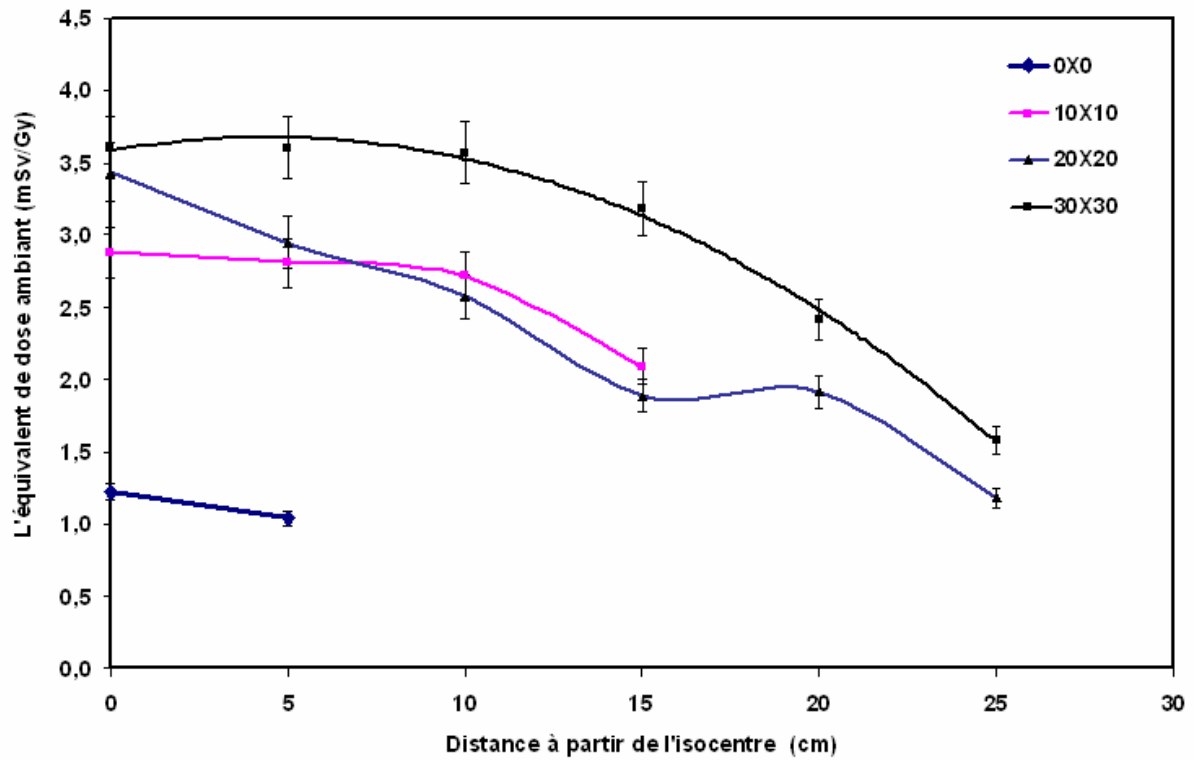


Figure IV.8 : Distribution de $H^*(10)$ due aux neutrons rapides suivant l'axe X sur la table de traitement en fonction de la taille du champ en utilisant la source d'étalonnage Cf-252.

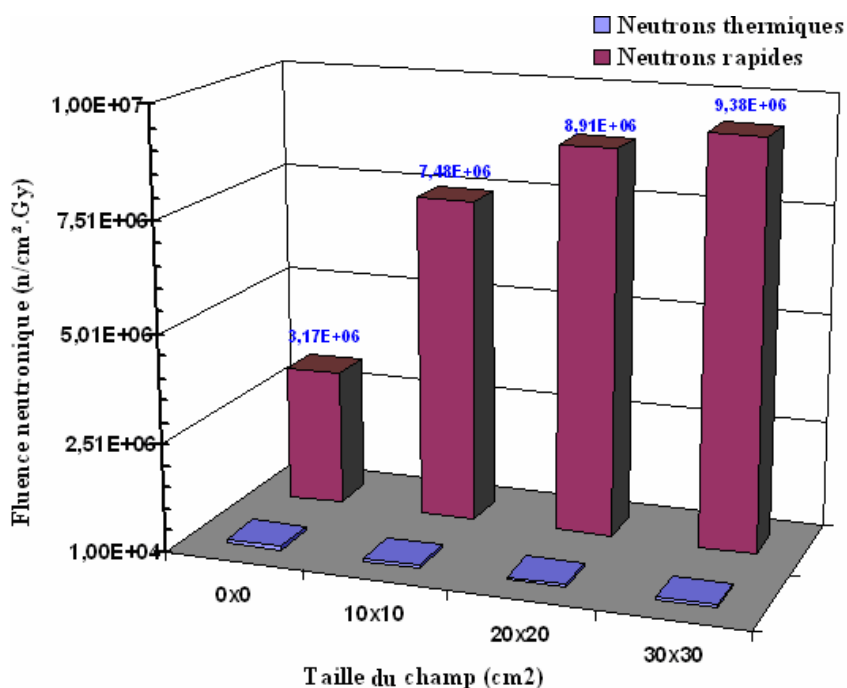


Figure IV.9 : Comparaison entre les deux fluences neutroniques thermiques et rapides à l'isocentre en fonction de la taille du champ.

Les fluences des neutrons rapides autour de la tête de l'accélérateur VARIAN 2100C déterminées en utilisant les facteurs d'étalonnage des sources de référence ^{252}Cf , ^{252}Cf (D₂O) et Am-Be sont données dans les tableaux IV.8, IV.9 et IV.10.

Source d'étalonnage	^{252}Cf		
	B	C	D
Position			
Taille du champ (cm x cm)	20x20	20x20	20x20
H*(10) (mSv/Gy)	2,21±0,23	5,40±0,56	0,89±0,09
Fluence totale (n/cm ² .Gy) x10 ⁷	0,57±0,06	1,40±0,15	0,23±0,02

Tableau IV.8 : H*(10) et la fluence des neutrons rapides autour de la tête de l'accélérateur du CAC en utilisant la source d'étalonnage ^{252}Cf .

Source d'étalonnage	^{252}Cf (D ₂ O)		
	B	C	D
Position			
Taille du champ (cm x cm)	20x20	20x20	20x20
H*(10) (mSv/Gy)	2,10±0,1	5,13±0,26	0,85±0,04
Fluence totale (n/cm ² .Gy) x10 ⁷	2,00±0,1	4,89±0,24	0,81±0,04

Tableau IV.9 : H*(10) et la fluence des neutrons rapides autour de la tête de l'accélérateur du CAC en utilisant la source d'étalonnage ^{252}Cf (D₂O).

Source d'étalonnage	Am-Be		
Position	B	C	D
Taille du champ (cm x cm)	20x20	20x20	20x20
H*(10) (mSv/Gy)	2,56±0,13	6,26±0,32	1,04±0,05
Fluence totale (n/cm ² .Gy) x10 ⁷	0,65±0,03	1,60±0,08	0,26±0,01

Tableau IV.10 : $H^*(10)$ et la fluence des neutrons rapides autour de la tête de l'accélérateur du CAC en utilisant la source d'étalonnage Am-Be.

Discussion

D'après les tableaux IV.5, IV.6 et IV.7 et la figures IV.7 nous pouvons remarquer que la fluence et l'équivalent de dose ambiant $H^*(10)$ estimés pour les neutrons rapides augmentent légèrement avec l'augmentation de la taille du champ du faisceau de traitement et diminuent lorsqu'on s'éloigne de l'isocentre (voir figure IV.8). La figure IV.6 nous permet de constater que l'équivalent de dose ambiant dû aux neutrons thermiques est de l'ordre de $1.0 \pm 0.2 \mu\text{Sv}$ et il est pratiquement indépendant de la taille du champ, sauf pour le champ 30x30 où une légère diminution est observée. Autour de la tête (voir tableaux IV.8, IV.9 et IV.10), le minimum de $H^*(10)$ dû aux neutrons rapides se situe au point D. Ceci est dû probablement à l'électro-aimant (l'électro-aimant est situé au niveau du point de mesure D) qui dégrade l'énergie des neutrons vers les basses énergies où les détecteurs CR-39 avec 100 μm de polyéthylène ne peuvent pas les détecter ; la valeur maximale de H^* est obtenue au point C.

IV.2.2 Détermination du terme source au niveau de la tête de l'accélérateur VARIAN 2100C

La production des neutrons de contamination dans la salle de traitement de l'accélérateur VARIAN 2100C lors de l'utilisation de faisceaux de photons de 18 MV d'énergie nécessite un extra blindage. Les conditions de ce dernier pour les rayons X de hautes énergies et les photoneutrons ont été citées dans le NCRP 51 et 79 respectivement. McGinley [McGinley, 1998] a décrit une méthode pour calculer l'épaisseur de blindage de la porte de la salle de traitement en tenant compte de la production de photoneutrons utilisant le terme de source calculé. Cette méthode consiste à déterminer la fluence totale des neutrons produits par unité de dose photonique dans l'isocentre. La fluence neutronique totale ($\text{n}/\text{cm}^2 \cdot \text{Gy}$) est donnée par la relation empirique suivante :

$$F_{total} = F_{dir} + F_{diff} + F_{ther} = (aQ / 4\pi d^2) + (5,4aQ / S) + (1,26Q / S) \quad (\text{IV.4})$$

Où

- F_{dir} : La fluence neutronique directe ;
- F_{diff} : La fluence neutronique diffusée ;
- F_{ther} : La fluence neutronique thermique.
- a : est le facteur de transmission pour les neutrons qui pénètrent le blindage de la tête de l'accélérateur, ce facteur égal à 1 si le blindage est fabriqué en Plomb, et égal à 0,85 si le blindage est fabriqué en tungstène.
- S : Surface de la salle de traitement.
- Q : Terme source qui est défini comme, le nombre de neutrons émis à partir de la tête de l'accélérateur par unité de dose absorbée du faisceau de traitement délivrée à l'isocentre. Son unité est (n/Gy).
- d : Distance entre la cible et le point de mesure.

Dans cette étude, nous avons calculé le terme source Q de l'accélérateur VARIAN 2100C en utilisant les résultats de mesure obtenus par le CR-39 avec le 100 μm de polyéthylène. L'utilisation de ce type de détecteurs, qui sont sensibles aux neutrons d'énergie supérieure à 100 keV, nous a permis de déterminer seulement la F_{dir} et la F_{diff} et l'équation (IV.4) devient alors :

$$F_{total} = F_{dir} + F_{diff} = (aQ / 4\pi d^2) + (5,4aQ / S) \quad (\text{IV.5})$$

Les mesures ont été effectuées sur la table de traitement à l'isocentre. Sous les tailles du champ (0X0), (10X10), (20X20), (30X30) et énergie des photons de 18 MV, le calcul de Q a été effectué et il est donné dans le tableau .IV11.

Détecteur	Facteur de transmission	Taille de champ (cm^2)	Terme source (10^{12}n/Gy)
CR-39	1	(0X0)	0,29
	0,85		0,341
	1	(10X10)	0,684
	0,85		0,805
	1	(20X20)	0,815
	0,85		0,959
	1	(30X30)	0,858
	0,85		1,01

Tableau VI.11 : Détermination du Terme source de l'accélérateur VARIAN 2100C pour différentes tailles de champ en utilisant BDS et CR-39.

Nous constatons d'après ce dernier tableau, que le terme source déterminé par le CR-39 est fonction de la taille du champ pour le même facteur de transmission. Ceci peut être expliqué par la variation de la fluence neutronique avec la taille du champ. La valeur minimale de Q est obtenue pour la taille de champ (0X0), car la majorité des neutrons traversant les collimateurs ont des énergies inférieures au seuil de détection des détecteurs de CR-39.

Fabricant	Modèle	Energie nominale (MV)	Terme source (10^{12} n/Gy)	Remarque
Varian	2100C	18	0.96	Présent travail
Varian	2300CD	18	0.95	Followill et al (2003)
Varian	2100C	18	0.96	Followill et al (2003)
Varian	1800	18	1.22	McGinley et Landry (1989)
Varian	1800	15	0.76	McGinley et Landry (1989)
Siemens	KD	18	0.88	Followill et al (2003)
Siemens	Primus	15	0.20	Jao-Perng Lin et al (2001)
Siemens	KD	20	0.92	McCall (1987)
Philips	SL-25	22	2.37	McGinley et al. (1993)
Philips	SL-25	17	0.69	McGinley et al. (1993)
Elekta	SL-20	18	0.46	Followill et al (2003)
Elekta	SL-25	18	0.46	Followill et al (2003)
GE	Saturne 43	18	1.50	Fenn et McGinley (1995)
GE	Saturne 41	15	0.47	Fenn et McGinley (1995)

Tableau VI.12 : Les valeurs de terme source (Q) des différents modèles d'accélérateurs.

Notre valeur calculée de Q ($0.96 \pm 0.08 \cdot 10^{12}$ n/Gy) s'accorde avec celle de Followill (Followill, 2003), et elle est inférieure à celle de l'accélérateur VARIAN 1800 et General Electric type Saturne 43. Le terme source Q augmente avec l'augmentation de l'énergie des photons et il dépend du modèle de l'accélérateur et son design. Le tableau VI.12 montre aussi que les accélérateur de VARIAN et General Electric sont les plus contaminées par les photoneutrons, ceci est expliqué par son système complexe de collimation. La comparaison de nos résultats avec la littérature (voir tableau VI.12), nous a permis de vérifier que le blindage de la tête est constitué essentiellement de tungstène.

IV.3 Détermination de l'équivalent de dose neutronique ambiant $H^*(10)$ en utilisant les dosimètres actifs

IV.3.1 Variation du débit de l'équivalent de dose ambiant neutronique en fonction de la taille du champ

a. Résultats obtenus en utilisant le BF_3 au CPMC

Dans la salle de traitement du CPMC, nous avons utilisé le BF_3 pour estimer le débit de $H^*(10)$ aux points I et H lors du fonctionnement de l'accélérateur en mode photon à 18 MV. Nous avons fait varier la taille du champ de (5x5) à (40x40) cm^2 avec un pas de 5 cm, et pour des angles d'irradiation de 0° , 90° , 180° et 270° . Le tableau IV.13 résume les mesures obtenues aux points I et H.

Le débit de $H^*(10)$ à l'extérieur de la salle de traitement au point I est compris entre $1.03 \pm 0.11 \mu Sv/h$ et $1.23 \pm 0.14 \mu Sv/h$ quelle que soit la taille du champ et l'angle d'irradiation. Au point H, nous remarquons une légère diminution du débit de $H^*(10)$ avec l'augmentation de la taille du champ. Entre la taille (5x5) et (40x40), nous pouvons remarquer une légère augmentation avec la taille du champ du faisceau de traitement, ceci est dû à l'instabilité du débit de l'accélérateur. Les valeurs minimale et maximale du débit de dose, $H^*(10)$, sont obtenues pour les angles 90° et 270° respectivement. La différence entre la valeur du débit de dose, $H^*(10)$, obtenue pour la taille de champ (5x5) et l'angle d'irradiation 270° au point de mesure H est de $476 \pm 46.99 \mu Sv/h$ alors que la valeur obtenue dans les mêmes conditions au point de mesure I est de $1.23 \pm 0.14 \mu Sv/h$. Ceci prouve que la porte et le blindage de la salle de radiothérapie sont suffisants pour arrêter les neutrons de contamination produits dans la salle de l'accélérateur. Les équivalents de doses mesurés au point I demeurent en deçà des limites réglementaires.

Angle (°)	Taille du champ (cm x cm)	CPMC*	
		I (µSv/h)	H (µSv/h)
0	(5 × 5)	1,10±0,33	384±115
	(10×10)	1,10±0,33	398±119
	(15×15)	1,20±0,36	380±114
	(20×20)	1,10±0,33	386±116
	(25×25)	1,03±0,31	377±113
	(30×30)	1,11±0,33	380±114
	(35×35)	1,15±0,35	342±102
	(40×40)	1,11±0,34	330±99
90	(5 × 5)	1,13±0,34	288±86
	(10×10)	1,13±0,34	295±88
	(15×15)	1,12±0,34	305±92
	(20×20)	1,10±0,33	297±89
	(25×25)	1,17±0,35	273±82
	(30×30)	1,23±0,37	282±84
	(35×35)	1,16±0,35	252±76
	(40×40)	1,15±0,35	235±71
180	(5 × 5)	1,13±0,34	368±110
	(10×10)	1,13±0,34	383±115
	(15×15)	1,15±0,35	370±111
	(20×20)	1,18±0,36	370±111
	(25×25)	1,21±0,36	347±104
	(30×30)	1,16±0,35	335±100
	(35×35)	1,16±0,35	307±92
	(40×40)	1,10±0,33	292±87
270	(5 × 5)	1,23±0,37	477±143
	(10×10)	1,15±0,35	465±139
	(15×15)	1,15±0,35	458±137
	(20×20)	1,16±0,35	442±132
	(25×25)	1,17±0,35	450±135
	(30×30)	1,12±0,34	439±132
	(35×35)	1,21±0,36	420±126
	(40×40)	1,14±0,34	415±124

* La lecture est effectuée sur un cadran à aiguille.

Tableau IV.13 : Mesures effectuées en utilisant le BF3 aux points I et H (CPMC).

b. Résultats obtenus en utilisant le ^3He au CPMC

Aux points H, G et F présentés dans la figure III.17 et dans les mêmes conditions de mesure, le ^3He a été utilisé pour estimer le débit de dose, $H^*(10)$, en fonction de taille du champ. Les résultats de ces mesures sont rassemblés dans le tableau IV.14.

Angle (°)	Taille du champ (cm ²)	CPMC		
		H (μSV/h)	G (mSv/h)	F (mSv/h)
0	(5 × 5)	448±134	9±3	12±4
	(15 × 15)	441±132	9±3	12±4
	(20 × 20)	419±126	8±3	12±4
	(35 × 35)	395±119	8±2	12±4
90	(5 × 5)	285±86	6±2
	(15 × 15)	288±86	6±2
	(20 × 20)	287±86	6±2
	(35 × 35)	271±81	6±2
180	(5 × 5)	445±133	8±2	12±4
	(15 × 15)	433±130	8±2	12±4
	(20 × 20)	406±122	8±2	12±4
	(35 × 35)	383±115	8±2	12±4
270	(5 × 5)	561±168	9±3
	(15 × 15)	549±165
	(20 × 20)	526±158	9±3
	(35 × 35)	514±154	9±3

Tableau IV.14 : Mesures effectuées en utilisant le ³He aux points H, G et F (CPMC).

Les résultats obtenus au point H en utilisant le ³He sont plus élevés que ceux obtenus avec le BF₃ à la même position (voir tableau IV.14). L'augmentation du débit de H*(10) en fonction de la diminution de la taille du champ est vérifiée par ces résultats. Les valeurs maximale et minimale ont été obtenues pour l'angle d'irradiation de 270° (voir figure III.17, position de mesure 1) et 90° (voir figure III.17 position de mesure 2) et des tailles de (5x5) et (40x40) respectivement en chaque point de mesure. Ceci peut s'expliquer par le fait que la source des neutrons, qui est la tête de l'accélérateur, est plus proche des points de mesures H, G et F en position d'irradiation 1 qu'en position de mesure 2 [McGinley et Butker, 1991].

c. Résultats obtenus par le BF₃ au CAC Blida

Au CAC, nous avons utilisé le BF₃ en trois points de mesure H, G et F et dans les mêmes conditions de mesure. Les résultats sont résumés dans le tableau IV.15. La diminution du débit de dose, H*(10), avec l'augmentation de la taille du champ est vérifiée. Les valeurs maximale et minimale ont été obtenues pour l'angle d'irradiation de 90° (voir figure III.18 position de mesure 1) et 270° (voir figure III.18 position de mesure 2) respectivement. Ceci peut s'expliquer par le fait que la source des neutrons, qui est la tête de l'accélérateur, est plus

proche des points de mesures H, G et F en position d'irradiation 1 que pour la position de mesure 2 [McGinley et Butker, 1991].

Angle (°)	Taille du champ (cm x cm)	CAC*		
		H ($\mu\text{Sv/h}$)	G (mSv/h)	F (mSv/h)
0	(5 × 5)	402±20	3.45±0.07	3.80±0.08
	(10×10)	369±33	3.48±0.08	3.77±0.10
	(15×15)	409±34	3.48±0.08	3.73±0.11
	(20×20)	392±11	3.48±0.10	3.71±0.07
	(25×25)	378±24	3.48±0.08	3.68±0.09
	(30×30)	368±24	3.49±0.10	3.66±0.10
	(35×35)	357±17	3.46±0.07	3.68±0.10
	(40×40)	329±16	3.48±0.06	3.66±0.09
90	(5 × 5)	529±28	3.50±0.06	3.25±0.08
	(10×10)	541±11	3.52±0.06	3.25±0.05
	(15×15)	525±24	3.47±0.07	3.23±0.06
	(20×20)	505±20	3.48±0.08	3.23±0.07
	(25×25)	527±27	3.46±0.08	3.19±0.06
	(30×30)	534±34	3.44±0.06	3.17±0.09
	(35×35)	515±21	3.45±0.08	3.13±0.07
	(40×40)	520±29	3.44±0.05	3.13±0.06
180	(5 × 5)	423±22	3.14±0.05	2.87±0.08
	(10×10)	414±20	3.16±0.06	2.86±0.07
	(15×15)	399±16	3.13±0.06	2.81±0.06
	(20×20)	388±21	3.16±0.07	2.81±0.06
	(25×25)	385±17	3.16±0.08	2.77±0.05
	(30×30)	363±11	3.19±0.04	2.77±0.07
	(35×35)	349±30	3.15±0.05	2.74±0.08
	(40×40)	326±11	3.16±0.05	2.68±0.07
270	(5 × 5)	249±15	3.70±0.07	3.55±0.06
	(10×10)	274 ±20	3.61±0.09	3.49±0.09
	(15×15)	300±22	3.50±0.09	3.41±0.08
	(20×20)	353±24	3.39±0.08	3.37±0.09
	(25×25)	382±29	3.29±0.08	3.29±0.05
	(30×30)	445±20	3.14±0.07	3.24±0.07
	(35×35)	516±19	3.09±0.08	3.19±0.06
	(40×40)	598±19	2.98±0.07	3.16±0.07

* La lecture est effectuée sur un cadran à aiguille.

Tableau IV.15: Mesures effectuées en utilisant le BF_3 aux points H, G et F (CAC).

d. Résultats obtenus en utilisant le ^3He au CAC Blida

Les résultats obtenus par le ^3He au CAC Blida sont présentés dans le tableau IV.16. Nous remarquons que pour les angles d'irradiation de 0° , 90° , 180° et 270° , une augmentation du débit de dose, $H^*(10)$, le long de la chicane suivant le chemin allant de la porte à l'accélérateur. La diminution du débit de $H^*(10)$ en fonction de l'augmentation de la taille du champ est vérifiée aux points H et G et pour les angles d'irradiation 0° , 90° et 180° , et aussi au point F pour les angles d'irradiation de 0° , 90° , 180° et 270° . Aux points H et G et pour l'angle d'irradiation de 270° le débit de dose, $H^*(10)$, croît lorsque la taille du champ augmente.

Angle ($^\circ$)	Taille du champ (cm x cm)	CAC		
		H ($\mu\text{Sv/h}$)	G (mSv/h)	F (mSv/h)
0	(10 × 10)	291±2	8.44±0.01	13.97±0.01
	(20 × 20)	279±3	8.27±0.00	13.90±0.01
	(30 × 30)	267±1	8.01±0.01	13.77±0.10
	(40 × 40)	242±2	7.63±0.25	13.56±0.00
90	(10 × 10)	382±1	9.38±0.01	16.74±0.02
	(20 × 20)	373±3	9.34±0.00	16.71±0.01
	(30 × 30)	372±2	9.28±0.00	16.70±0.02
	(40 × 40)	378±2	9.19±0.01	16.61±0.02
180	(10 × 10)	299±1	8.35±0.01	14.24±0.01
	(20 × 20)	291±2	8.22±0.01	14.14±0.01
	(30 × 30)	266±1	8.02±0.01	13.84±0.01
	(40 × 40)	247±2	7.65±0.00	13.42±0.00
270	(10 × 10)	201±1	6.08±0.01	12.44±0.02
	(20 × 20)	247±1	6.81±0.01	12.38±0.01
	(30 × 30)	318±3	7.42±0.00	12.33±0.01
	(40 × 40)	403±2	7.96±0.01	11.97±0.01

Tableau IV.16: Mesures effectuées en utilisant le ^3He aux points H, G et F (CAC Blida).

IV.3.2 Relation entre $H^*(10)$ et les unités moniteurs délivrées

Les mesures de $H^*(10)$ en fonction des unités moniteurs délivrées par les accélérateurs ont été effectuées dans les deux salles de radiothérapie au CPMC et au CAC Blida au niveau des points H, G et F avec les deux débitmètres : le BF_3 et le ^3He . Les conditions de mesure sont les suivantes :

- Energie 18 MV mode photon ;
- Taille du champ 20X20 ;

- Angle d'irradiation 0°.

a. Au CPMC

Les tableaux IV.17 et IV.18 contiennent les résultats des mesures du $H^*(10)$ aux points H, G et F en fonction des Unités Moniteurs (UM) délivrées par les deux accélérateurs. Au niveau de toutes les positions de mesure, la réponse de $H^*(10)$ en fonction du nombre UM est linéaire (voir figure IV.10). Les rapports $H^*(10)/UM$, obtenus par le BF_3 aux points H, G et F, sont respectivement 0.024 ± 0.001 , 0.168 ± 0.004 et 0.173 ± 0.003 $\mu Sv/UM$. Ces rapports sont 0.024 ± 0.000 , 0.615 ± 0.003 et 0.860 ± 0.018 $\mu Sv/UM$ pour le 3He .

Unité moniteurs*	222 UM	444 UM	666 UM	889 UM	944 UM
Point H (μSv)	5 \pm 1	11 \pm 1	16 \pm 2	22 \pm 3	22 \pm 3
Point G (μSv)	37 \pm 4	77 \pm 9	117 \pm 13	153 \pm 16	166 \pm 17
Point F (μSv)	36 \pm 4	74 \pm 9	113 \pm 14	153 \pm 19	160 \pm 18

* La lecture est effectuée sur un cadran à aiguille.

Tableau IV.17: Mesures effectuées en utilisant le BF_3 aux points H, G et F (CPMC).

Unité moniteurs	245 UM	490 UM	735 UM	919 UM
Point H (μSv)	5,90 \pm 0,03	11,92 \pm 0,09	17,66 \pm 0,14	22,50 \pm 0,10
Point G (μSv)	149,95 \pm 0,89	300,69 \pm 0,30	453,70 \pm 0,21	568,13 \pm 0,42
Point F (μSv)	215 \pm 9	418 \pm 2	622 \pm 3	-----

Tableau IV.18 : Mesures effectuées en utilisant le 3He aux points H, G et F (CPMC).

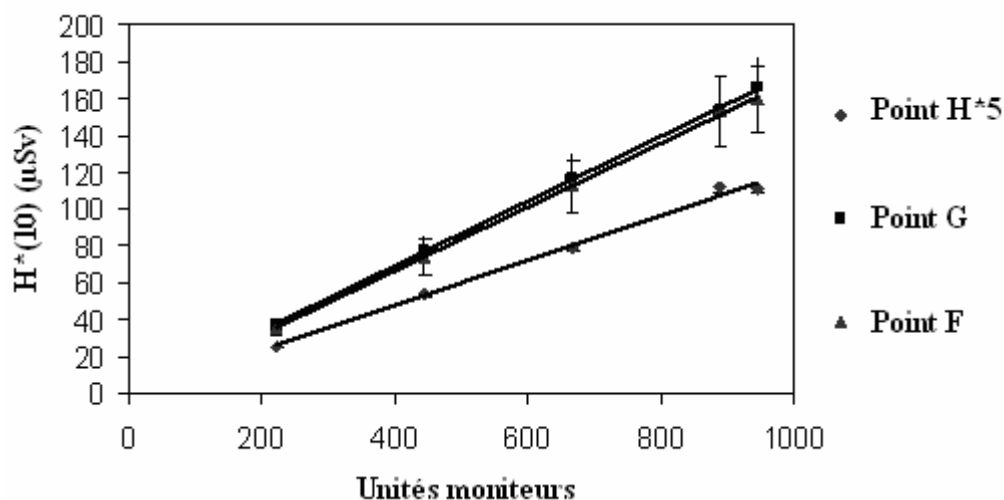


Figure IV.10 : Le $H^*(10)$ obtenu par le BF_3 en fonction du nombre UM aux points H, G et F (CPMC).

b. Au CAC Blida

Au CAC, les résultats des mesures de $H^*(10)$ en fonctions du nombre UM en utilisant le BF_3 et le 3He sont présentés respectivement dans les tableaux IV.19 et IV.20. La réponse de $H^*(10)$ en fonction de UM est linéaire en tous points de mesure (voir figure IV.11). Les valeurs du rapport $H^*(10)/UM$ obtenues aux points H, G et F sont respectivement 0.027 ± 0.001 , 0.242 ± 0.003 , 0.258 ± 0.002 $\mu Sv/UM$ pour le BF_3 et 0.019 ± 0.001 , 0.563 ± 0.008 , 0.938 ± 0.003 $\mu Sv/UM$ pour 3He .

Unité moniteurs	200 UM	400 UM	800 UM	900 UM
Point H (μSv)	5,43 \pm 0.40	10,93 \pm 0.71	21,06 \pm 1.41	24,10 \pm 0.06
Point G (μSv)	49 \pm 1	96 \pm 2	193 \pm 4	217 \pm 6
Point F (μSv)	52 \pm 1	103 \pm 2	205 \pm 4	231 \pm 5

Tableau IV.19: Mesures effectuées en utilisant le BF_3 aux points H, G et F (CAC).

Unité moniteurs	200 UM	400 UM	800 UM	900 UM
Point H (μSv)	3.82 \pm 0.01	7.64 \pm 0.05	15.59 \pm 0.02	17.59 \pm 0.05
Point G (μSv)	110.87 \pm 0.09	223.37 \pm 0.16	454.03 \pm 0.60	514.97 \pm 0.60
Point F (μSv)	187.33 \pm 0.05	376.35 \pm 0.31	745.89 \pm 0.00	844.74 \pm 0.00

Tableau IV.20 : Mesures effectuées en utilisant le 3He aux points H, G et F (CAC).

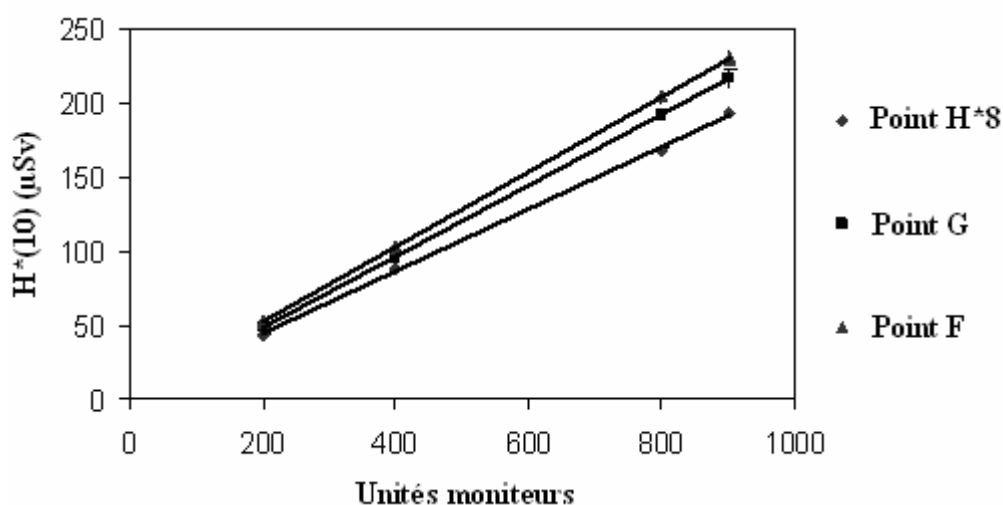


Figure IV.11: Le $H^*(10)$ obtenu par le BF_3 en fonction du nombre UM aux points H, G et F (CAC Blida).

Les résultats obtenus aux CPMC et CAC- Blida par le ^3He sont plus élevés que ceux obtenus par le BF_3 aux points G et F ; ceci est probablement dû à la grande sensibilité du détecteur ^3He aux photons. Au point H, les valeurs de ce rapport sont identiques car les photons diffusés sont faibles. La production des neutrons dans les deux accélérateurs est du même ordre de grandeur.

Remarque Les pulses générés lors de fonctionnement d'un accélérateurs ont une grande influence sur l'électronique associé aux débitmètres à ^3He et à BF_3 , donc il est déconseillé de les utiliser à l'intérieur de la salle de traitement pendant le fonctionnement de l'accélérateur [NCRP 79].

IV.4 Détermination de l'équivalent de dose neutronique ambiant, $H^*(10)$, en utilisant les dosimètres passifs

IV.4.1 Résultats

Afin de déterminer le $H^*(10)$ intégré au niveau des deux installations de radiothérapie abritant les accélérateurs VARIAN 1800 et VARIAN 2100C du CPMC et CAC-Blida respectivement, nous avons utilisé 6 lots de TLD 600 et TLD 700. Au CPMC, le premier lot a été placé dans la salle de traitement au point H, le deuxième au point I à l'extérieur et près de la porte de la salle de radiothérapie et le troisième au niveau du poste de travail des opérateurs. Les mêmes positions pour les lots 4, 5 et 6 au CAC-Blida. Les lots 1, 2 et 3 ont été exposés durant la période allant du 05/03/2008 du 06/4/2008 et ceux de CAC-Blida durant la période allant 18/03/2008 du 06/5/2008. Le $H^*(10)$ neutronique est déterminé à partir de l'équation (IV.5). Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau IV.21 et IV.22.

Lot	L'équivalent de dose ambiant H^* (mSv)
1	115 ± 7
2	0
3	0

Tableau III.21 : $H^*(10)$ en trois points différents au CPMC.

Lot	L'équivalent de dose ambiant H^* (mSv)
4	447 ± 11
5	0
6	0

Tableau III.22 : $H^*(10)$ en trois points différents au CAC Blida.

Nous constatons que les équivalents de dose ambiant mesurés au niveau des postes de travail des opérateurs, ainsi qu'au niveau des portes d'entrée des salles de traitement au CPMC et au CAC sont nuls, ceci confirme que le blindage de ces deux salles est adéquat et il est suffisant pour arrêter les neutrons de contamination produits dans les salles de radiothérapie. Les valeurs de $H^*(10)$ obtenues avec les lots 1 et 4 attestent de l'efficacité du blindage de la porte.

Conclusion

Les mesures que nous avons effectuées au niveau des deux services de radiothérapie pour évaluer la composante photoneutron produite lors de l'utilisation des deux accélérateurs VARIAN 2100C et VARIAN 1800 à l'énergie 18 MV, nous a permis de conclure que:

- Les résultats obtenus à l'aide de BDS autour de la tête de l'accélérateur VARIAN 2100C (l'énergie moyenne du spectre obtenu autour de la tête est 2,30 MeV avec un facteur de conversion de $403,23 \text{ pSv} \cdot \text{cm}^2$) montrent que le spectre des neutrons produits à l'intérieur de la tête de l'accélérateur est similaire à celui d'une source de référence ^{252}Cf . Ce résultat s'accorde avec les résultats trouvés dans de la littérature [McCall et Swanson, 1979].
- La valeur du terme source ($0,96 \pm 0,08 \cdot 10^{12} \text{ n/Gy}$), calculée à partir de la fluence mesurée par le CR-39 avec 100 μm de polyéthylène sur la table de traitement de l'accélérateur VARIAN 2100C installé au CAC de Blida, est en accord avec la valeur, ($0,96 \cdot 10^{12} \text{ n/Gy}$), calculée par Followill [Followill et al, 2003] pour la même énergie, 18 MV, et le même type de l'accélérateur.
- La diminution des doses neutroniques, déterminées en utilisant les CR-39 étalonnés par la source de référence ^{252}Cf , sur la table de traitement en fonction de la distance de l'isocentre suit la même allure que celle citée dans la littérature [Sohrabi et Mostofizadeh, 1999].
- La réponse de $\text{H}^*(10)$, obtenue par les dosimètres actifs ^3He est BF_3 , en fonction du nombre d'unités moniteurs de l'accélérateur VARIAN 2100C est linéaire, ce résultat s'accorde avec celui obtenu par Sohrabi utilisant les DSTN [Sohrabi et Mostofizadeh, 1999].
- La comparaison de la valeur de la fluence neutronique ($2,61 \pm 0,13 \cdot 10^7 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{Gy}$) obtenue dans ce présent travail avec celle mesurée ($2,06 \pm 0,31 \cdot 10^7 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{Gy}$) par Ongaro montre un bon accord. Ces fluences sont mesurées respectivement par le CR-39 et le BDS aux isocentres des accélérateurs VARIAN 2100C et Elekta SL 20I sous les conditions : taille de champ (10X10), énergie 18 MV. Cependant, la valeur de l'équivalent de dose obtenue dans notre présent travail est de $2,74 \pm 0,14 \text{ mSv/Gy}$ inférieur d'un facteur 1.82 à celle publiée par Ongaro et ses collaborateurs [Ongaro et al, 1999].

- La valeur de l'équivalent de dose ambiant $H^*(10)$ due aux neutrons rapides obtenue dans ce présent travail qui est de $2,74 \pm 0,14$ mSv/Gy est en bon accord avec celle mesurée par Bourgois ($2,98 \pm 0,3$ mSv/Gy) [Bourgois et al, 1997]. Il est à noter que notre résultats a été obtenu en utilisant le CR-39 autour d'un accélérateur médical de type VARIAN 2100C alors que Bourgois et collaborateurs ont utilisé des dosimètres à bulles de type BD-PND autour d'un accélérateur Elekta SL 20I. Les conditions des mesures sont : taille de champ (10X10), énergie 18 MV.
- L'équivalent de dose ambiant neutronique maximum au niveau des postes de travail des opérateurs pour les deux installations de radiothérapie du CPMC et du CAC-Blida a été trouvé de l'ordre $2,4 \pm 0,7$ mSv/an ; cette valeur étant obtenue pour une irradiation avec un champ (5x5) et un angle de d'irradiation 270° (considérés comme les conditions les plus favorables à la production et à la fuite de neutrons). Cette valeur est relativement élevée mais reste en dessous de la limite réglementaire (20 mSv/an). Ce résultat est très important en radioprotection, puisque ces postes de travail doivent être considérés comme postes à risque d'exposition aux neutrons et le personnel devra être doté de dosimètre à neutrons.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion Générale

Ce travail vise principalement l'évaluation de la composante photoneutron produite autour des accélérateurs linéaires médicaux utilisés en radiothérapie avec des énergies de 18 MV. Les résultats de l'étude pilote menée au niveau de deux services de radiothérapie à savoir le Centre Pierre et Marie Curie (CPMC) et le Centre Anti-Cancer (CAC) de Blida ont montré que le taux d'utilisation des photons d'énergie 18 MV dépasse les 75% du fonctionnement de ces accélérateurs. Cette étude a aussi permis la mise en œuvre de plusieurs techniques expérimentales pour la dosimétrie des neutrons afin de déterminer expérimentalement la dose neutronique.

Les principaux résultats de notre travail sont :

- La détermination du spectre des neutrons produits au niveau de la tête de l'accélérateur VARIAN 2100C (l'énergie moyenne du spectre obtenu autour de la tête étant de 2,30 MeV avec un facteur de conversion $403,23 \text{ pSv}\cdot\text{cm}^2$) a été trouvé similaire à celui de la source de référence ^{252}Cf .
- L'élaboration d'un programme informatique nommé BDS_unfolding pour le calcul du spectre de neutrons à partir des comptages des bulles, utilisant le langage Delphi 7.
- La détermination de l'équivalent de dose ambiant dû aux neutrons rapides au niveau de l'isocentre en fonction des différentes tailles de champ en utilisant les détecteurs solides de traces nucléaires avec 100 μm de polyéthylène qui est $1,16\pm 0,05$, $2,74\pm 0,14$, $3,27\pm 0,16$ et $3,43\pm 0,16$ (mSv/Gy) pour les tailles de champ (0x0), (10x10), (20x20) et (30x30) respectivement.
- La détermination de la fluence neutronique rapides, utilisant les détecteurs solides de traces nucléaires avec 100 μm de polyéthylène, en fonction des différentes tailles de champ. Cette fluence est de $1,11\pm 0,05$, $2,61\pm 0,13$, $3,11\pm 0,16$ et $3,27\pm 0,16 \cdot 10^7$ (n/cm².Gy) pour les tailles de champ (0x0), (10x10), (20x20) et (30x30) respectivement.
- Le terme source de production des neutrons de contamination au niveau de la tête de l'accélérateur a été trouvé égal à $0,96\pm 0,08 \cdot 10^{12}$ n/Gy.
- La conformité du blindage des deux salles de radiothérapie (CPMC, CAC Blida) a été vérifiée.

ANNEXE

ANNEXE

Définition des grandeurs physiques et des grandeurs de radioprotection

1 Les grandeurs physiques

En radioprotection, les grandeurs physiques utilisées sont la fluence qui caractérise le champ de rayonnement en un point ainsi que le kerma et la dose absorbée représentant les dépôts d'énergie du champ en un point [ICRU 33, 1980 ; ICRU 51, 1993].

1.1 La fluence

La fluence, notée Φ , est le rapport de dN par da , où dN est le nombre de particules incidentes traversant une sphère de section da :

$$\phi = \frac{dN}{da}$$

L'unité de la fluence est le m^{-2} .

1.2 Le kerma

Le kerma, noté K , est le rapport de dE_{tr} par dm , où dE_{tr} est la somme des énergies cinétiques initiales de toutes les particules ionisantes chargées libérées par les particules ionisantes non-chargées dans un élément de volume de masse dm :

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm}$$

L'unité du kerma est le joule par kilogramme ($J.kg^{-1}$), exprimée en Gray (Gy).

1.3 La dose absorbée

La dose absorbée D en un point est le rapport de l'énergie moyenne ε_T impartie par le rayonnement ionisant à la matière T dans un élément de volume spécifié divisé par la masse de matière m du volume :

$$D = \frac{\varepsilon_T}{m_T}$$

Cette quantité a pour but de fournir une mesure physique corrélée aux effets des rayonnements ionisants. Par exemple, elle est définie en un point dans les tissus ou organes du corps humain ou dans les fantômes utilisés pour définir les quantités opérationnelles [ICRU 51, 1993]. L'unité de la dose absorbée est le joule par kilogramme ($J.kg^{-1}$), exprimée en gray (Gy).

2 Les grandeurs de protection

Les grandeurs de protection, introduites dans la publication 60 de l'ICRP, sont la dose équivalente dans un organe ou tissu et la dose efficace. Elles sont définies à partir des doses absorbées moyennées aux organes et à l'aide de facteurs de pondération [ICRP 60, 1991].

2.1 La dose absorbée à l'organe

Lorsque la distribution de la dose absorbée est connue, le calcul de la dose absorbée moyenne dans un tissu spécifique ou un organe D_T est donné par :

$$D_T = \frac{1}{m_T} \int_{m_T} D dm = \frac{1}{m_T} \int_{m_T} \frac{d \bar{\varepsilon}}{dm} dm$$

Où m_T est la masse de tissu ou organe et $D = \frac{d \bar{\varepsilon}}{dm}$ est la dose absorbée dans l'élément de masse dm .

2.2 La dose équivalente

La dose équivalente repose sur la notion qu'à dose absorbée égale, les effets biologiques observés (stochastiques ou aléatoires) varient selon la nature du rayonnement. Notée $H_{T,R}$, elle est obtenue en multipliant la dose absorbée dans un organe ou un tissu par un facteur de pondération dépendant du rayonnement incident (tableau 1) :

$$H_{T,R} = w_R \cdot D_{T,R}$$

où $D_{T,R}$ est la dose absorbée moyennée au tissu ou à l'organe, T, due au rayonnement R, et w_R est le facteur de pondération dépendant du rayonnement incident, R. Le tableau 1 présente les valeurs de w_R attribuées par la publication 60 de la ICRP.

Types et gamme en énergie du rayonnement	Facteur de pondération w_R
Photons, toutes les énergies	1
Electrons et muons, toutes les énergies	1
Neutrons, énergie	
<10 keV	5
10-100 keV	10
>100 keV jusqu'à 2 MeV	20
>2-20 MeV	10
>20 MeV	5
Protons, autre que les protons de recul, énergie >2 MeV	5
Particules alpha, fragments de fission, noyaux lourds	20

Tableau 1 : Valeurs du facteur de pondération w_R [ICRP 60, 1991].

Lorsque le champ de rayonnement est composé de rayonnements ayant des valeurs de w_R distinctes, la dose équivalente totale est la somme des doses équivalentes de chaque rayonnement :

$$H_T = \sum_R w_R \cdot D_{T,R}$$

Afin de se démarquer des grandeurs ne caractérisant pas les effets biologiques dus aux rayonnements, bien que la dimension de la dose équivalente soit également le joule par kilogramme (J.kg⁻¹), l'unité est le Sievert (Sv) et non pas le Gray.

2.3 La dose efficace

Lorsqu'un individu est irradié de manière hétérogène à des doses n'induisant que des effets stochastiques, il est important d'évaluer les conséquences de cette exposition avec une grandeur qui ait une même signification quel que soit le ou les organes touchés. Un des principaux objectifs de la dose efficace E est ainsi de quantifier les effets (cancers, probabilité d'effets héréditaires, perte de vie, ...) sur le corps entier d'un individu exposé à une irradiation locale. Pour ce faire, le facteur de pondération tissu est ajouté au concept de la dose équivalente selon l'équation :

$$\begin{aligned} E &= \sum_T w_T \cdot H_T \\ &= \sum_T w_T \cdot \sum_R w_R \cdot D_{T,R} \end{aligned}$$

Où H_T est la dose équivalente dans le tissu ou organe T et w_T est le facteur de pondération du tissu pour le tissu T .

Ainsi, plus le risque de décès et d'effets héréditaires graves suite à l'irradiation d'un organe est important, plus le facteur de pondération de cet organe est élevé. Ces facteurs de pondération représentent la sensibilité relative des organes du point de vue de l'apparition des effets nocifs de l'irradiation.

Les valeurs de w_T (et également de w_R) dépendent de la connaissance de la radiobiologie et donc peuvent évoluer au cours du temps.

L'organe "Reste" du tableau 2 est composé, dans la nouvelle publication de l'ICRP [ICRP 103, 2007], de la prostate, du pancréas, du thymus, de l'utérus, de la rate, des muscles, intestin grêle, coeur, des noeuds lymphatiques, de la vésicule biliaire, du rein, des glandes surrénales,

des bronches extrathoraciques (trachée) et *ORAL MUCOSA*. La somme des différents w_T est égale à 1.

Tissu ou organe	Facteur de pondération w_T
Gonades	0,08
Moelle rouge	0,12
Côlon	0,12
Poumon	0,12
Estomac	0,12
Vessie	0,04
Sein	0,12
Foie	0,04
Oesophage	0,04
Thyroïde	0,04
Peau	0,01
Surface des os	0,01
Cerveau	0,01
Glandes salivaires	0,01
Reste	0,12

Tableau 1 : Valeurs du facteur de pondération w_T [ICRP 103, 2007].

La dimension de la dose efficace est le joule par kilogramme ($J.kg^{-1}$). L'unité est le Sievert (Sv) puisqu'elle reflète le détriment de l'ensemble des effets stochastiques sur le corps entier en tenant compte de la radiosensibilité propre des tissus ou des organes considérés.

3 Les grandeurs opérationnelles

Les grandeurs opérationnelles définies par la CIUR [ICRU 39,1985 ; ICRU 51,1993 ; ICRU 43,1988 ; ICRU 47,1992] ont été introduites dans le but de fournir une grandeur mesurable qui soit un bon estimateur de la dose efficace. Toutes les grandeurs opérationnelles actuelles (l'équivalent de dose ambiant $H^*(d)$, l'équivalent de dose directionnel $H'(d, O)$ pour la surveillance de l'environnement, et l'équivalent de dose personnel $H_p(d)$ pour la surveillance individuelle) ont pour unité le sievert (Sv). Elles sont définies par rapport à des fantômes standard, faciles à mettre en oeuvre (plaques ou sphère en matériau équivalent tissu).

3.1 Définition de l'équivalent de dose

Deux rayonnements qui diffèrent soit par le type de radiation, soit par leur énergie, et qui déposent la même dose dans la matière traversée, n'induisent pas le même effet biologique

sur les cellules du tissu. Les grandeurs opérationnelles, définies à partir de l'équivalent de dose, prennent en compte ces différences via la dose absorbée D et le facteur de qualité Q qui dépend du transfert linéique d'énergie L appelé également TEL de la particule ionisante.

- **Le transfert linéique d'énergie**

Il est vite apparu que l'énergie absorbée dans un certain volume macroscopique de tissu ne suffisait pas à caractériser l'effet biologique obtenu sur ce tissu. En effet, pour une même quantité d'énergie absorbée, l'effet est différent suivant la nature des rayonnements primaires. L'expérimentation radiobiologique montre que les dégâts biologiques dépendent de la distribution microscopique de cette énergie absorbée, autrement dit de la manière dont l'énergie est cédée dans le milieu. L'effet biologique dépend de la répartition de l'énergie absorbée le long du parcours des particules chargées qui traversent le milieu. Cette distribution spatiale de l'énergie, le long de la trajectoire d'une particule, s'exprime par le transfert linéique d'énergie.

Le transfert d'énergie linéique ou le pouvoir linéique d'arrêt de collision, noté L_{Δ} , d'un matériau, pour une particule chargée, est le rapport de dE par dl , où dl est la distance parcourue par la particule et dE est l'énergie moyenne perdue par collision au cours d'événements entraînant un transfert d'énergie inférieur à un seuil spécifié Δ .

$$L_{\Delta} = \frac{dE}{dl}$$

Cette énergie en-dessous d'un seuil Δ est une énergie communiquée localement au matériau traversé. Lorsque l'on prend en considération toutes les valeurs des pertes d'énergie possible, on obtient alors le transfert d'énergie linéique L_{∞} .

L'unité usuelle de L est le kilo électron-volt par micromètre ($\text{keV}/\mu\text{m}$).

- **Le facteur de qualité**

Le facteur de qualité est une fonction dépendant du transfert linéique d'énergie, L , dans l'eau. La relation numérique entre $Q(L)$ et L spécifiée par le rapport 33 de la CIUR [ICRP 60. 1991] est donnée par trois équations :

$$Q(L) = 1 \quad (L < 10 \text{ keV}/\mu\text{m})$$

$$Q(L) = 0,32L - 2,2 \quad (10 \leq L \leq 100 \text{ keV}/\mu\text{m})$$

$$Q(L) = 300/\sqrt{L} \quad (L > 100 \text{ keV}/\mu\text{m})$$

- **L'équivalent de dose**

L'équivalent de dose, H (à ne pas confondre avec la dose équivalente, notée $H_{T,R}$ §2.2), en un point est donné par :

$$H = \int_L Q(L) \cdot \frac{dD}{dL} \cdot dL$$

où $Q(L)$ est le facteur de qualité pour les particules avec le transfert d'énergie linéique, L , et dD/dL est la distribution de la dose absorbée en un point de particules chargées de transfert d'énergie linéique compris entre L et $L+dL$.

3.2 Les quantités opérationnelles pour la surveillance de l'environnement

- **Les champs expansés et unidirectionnels**

Pour les quantités opérationnelles destinées à la surveillance de zone ou de l'environnement, la CIUR a introduit les concepts d'alignement et d'expansion du champ de rayonnement. Un champ de rayonnement expansé est défini comme un champ hypothétique où la fluence et ses distributions angulaire et énergétique ont les mêmes valeurs dans tout le volume d'intérêt comme dans le champ réel au point de référence. Un champ de rayonnement expansé et unidirectionnel est un champ hypothétique où la fluence et la distribution spectrale en énergie sont les mêmes que dans le champ expansé mais où la fluence est unidirectionnelle.

- **L'équivalent de dose ambiant**

L'équivalent de dose ambiant, $H^*(d)$, en un point dans un champ de rayonnement est l'équivalent de dose qui serait produit par le champ aligné et étendu correspondant dans une sphère de 30 cm de diamètre remplie de matériau équivalent-tissu CIUR (sphère CIUR) [ICRU 47, 1992; ICRU 48, 1992; ICRU 51,1993] à une profondeur, d , sur le rayon opposé à la direction du champ aligné. La valeur recommandée de d est de 10 mm pour les rayonnements pénétrants et de 0,07 mm pour les rayonnements faiblement pénétrants.

- **L'équivalent de dose directionnel**

L'équivalent de dose directionnel, $H'(d,O)$, en un point dans un champ de rayonnement est l'équivalent de dose qui serait produit par le champ étendu correspondant dans la sphère CIUR à une profondeur, d , sur un rayon dans une direction spécifiée, O . La valeur recommandée de d est de 10 mm pour les rayonnements pénétrants et de 0,07 mm pour les rayonnements faiblement pénétrants.

Dans le cas particulier d'un champ unidirectionnel, la direction peut être spécifiée en terme d'un angle, α , entre le rayon opposé au champ incident et le rayon spécifique (figure 1). Lorsque α est égal à 0° , la quantité $H'(d, 0^\circ)$ peut être écrite comme $H'(d)$ et est égale à $H^*(d)$.

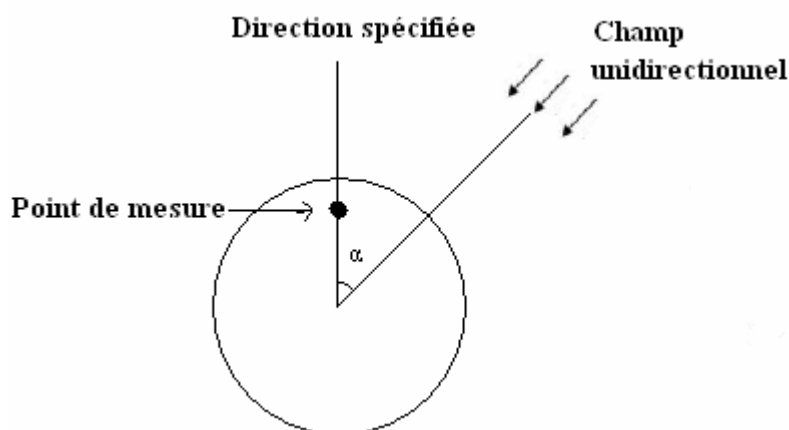


Figure 1 : Définition de l'angle α pour $H'(d, \alpha)$.

3.3 Les grandeurs opérationnelles pour la surveillance individuelle

- L'équivalent de dose individuel

L'équivalent de dose individuel, $H_p(d)$, est défini comme l'équivalent de dose dans le tissu mou à une profondeur appropriée, d , sous un point spécifié du corps. Les valeurs recommandées de d sont identiques à celles recommandées pour l'équivalent de dose directionnel. Pour étalonner les dosimètres, des fantômes ont été spécifiés par la CIUR pour simuler le torse humain : il s'agit de plaques de 30 cm x 30 cm x 15 cm constituées de matériau équivalent-tissu CIUR [ICRU 47, 1992 ; ICRU 48, 1992; ICRU 51, 1993].

Tout comme l'équivalent de dose directionnel, l'équivalent de dose individuel dépend également de la direction du champ incident (figure 2).

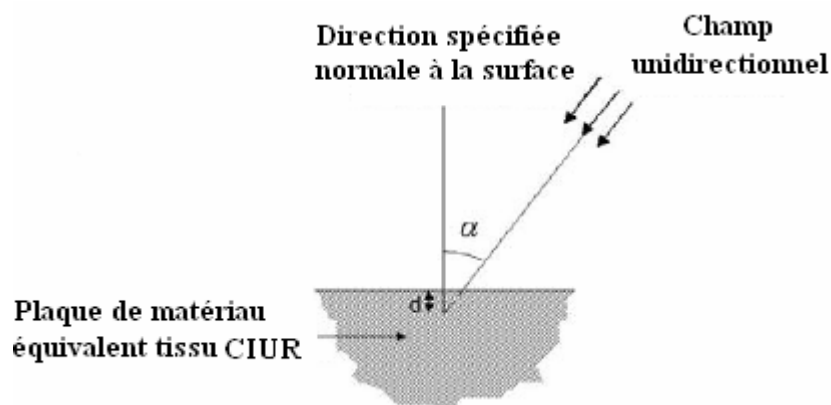


Figure 2 : Définition de l'angle α pour $H_p(d, \alpha)$.

4 Estimation de la dose efficace

La dose efficace peut être estimée à l'aide d'instruments d'ambiance : soit des radiamètres qui évaluent l'équivalent de dose ambiant, soit des spectromètres qui mesurent la distribution spectrale en énergie de la fluence que l'on convolue par les coefficients de conversion de la quantité recherchée.

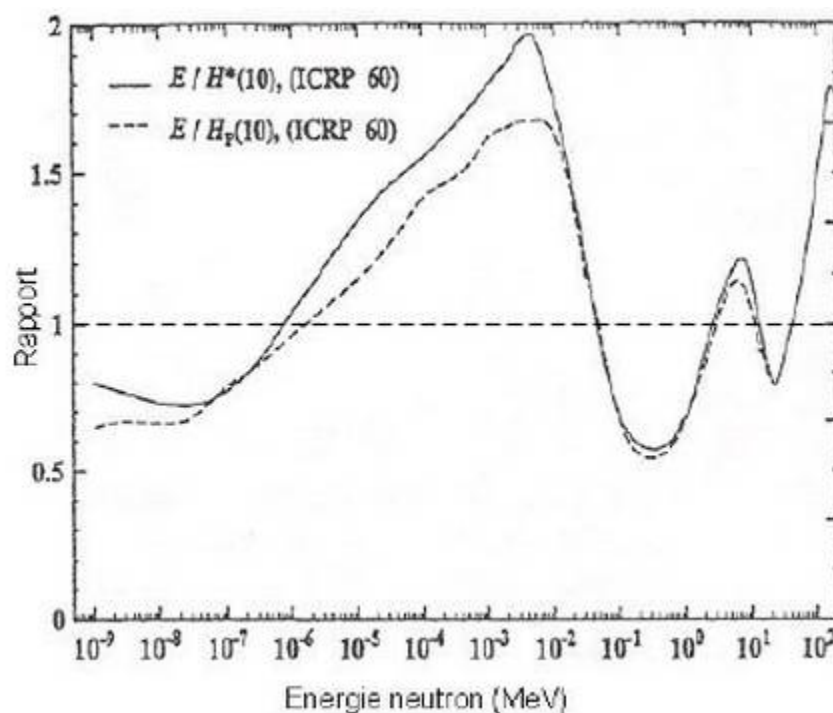


Figure 3 : Rapport de $E/H_p(10)$, $E/H^*(10)$ en fonction de l'énergie du neutron [ICRU 57, 1998].

Il apparaît que la grandeur opérationnelle, pour les neutrons, sous-estime de façon importante la dose efficace en irradiation géométrie Antéro-Postérieure, AP, de 10^{-6} à 0,04 MeV.

4.1 Estimation de la dose efficace à partir des grandeurs physiques

Un champ de rayonnement peut être décrit par les distributions en angle et en énergie des grandeurs physiques telles que la fluence. La convolution de tels spectres avec les coefficients adéquats de conversion dose efficace-fluence permet d'estimer la dose efficace. Ces coefficients de conversion ont été déterminés par modélisations numériques des interactions des rayonnements avec la matière traversée à l'aide de codes de transport (qui sont des codes

Monte Carlo) et de fantômes mathématiques irradiés par des champs de rayonnements parallèles monoénergétiques [ICRP 57, 1989 ; ICRP 60, 1991 ; ICRP 74, 1996].

4.2 Relation entre les différentes grandeurs de radioprotection

L'ensemble des grandeurs de radioprotection forme un système de grandeurs corrélées (figure 4). Les grandeurs de protection et les grandeurs opérationnelles sont reliées aux quantités physiques telles que la fluence F , le kerma dans l'air K_a et la dose absorbée dans le tissu D [ICRU 33,1980 ; ICRU 51, 1993]. Ces dernières décrivent les caractéristiques des rayonnements ionisants et peuvent être évaluées expérimentalement.

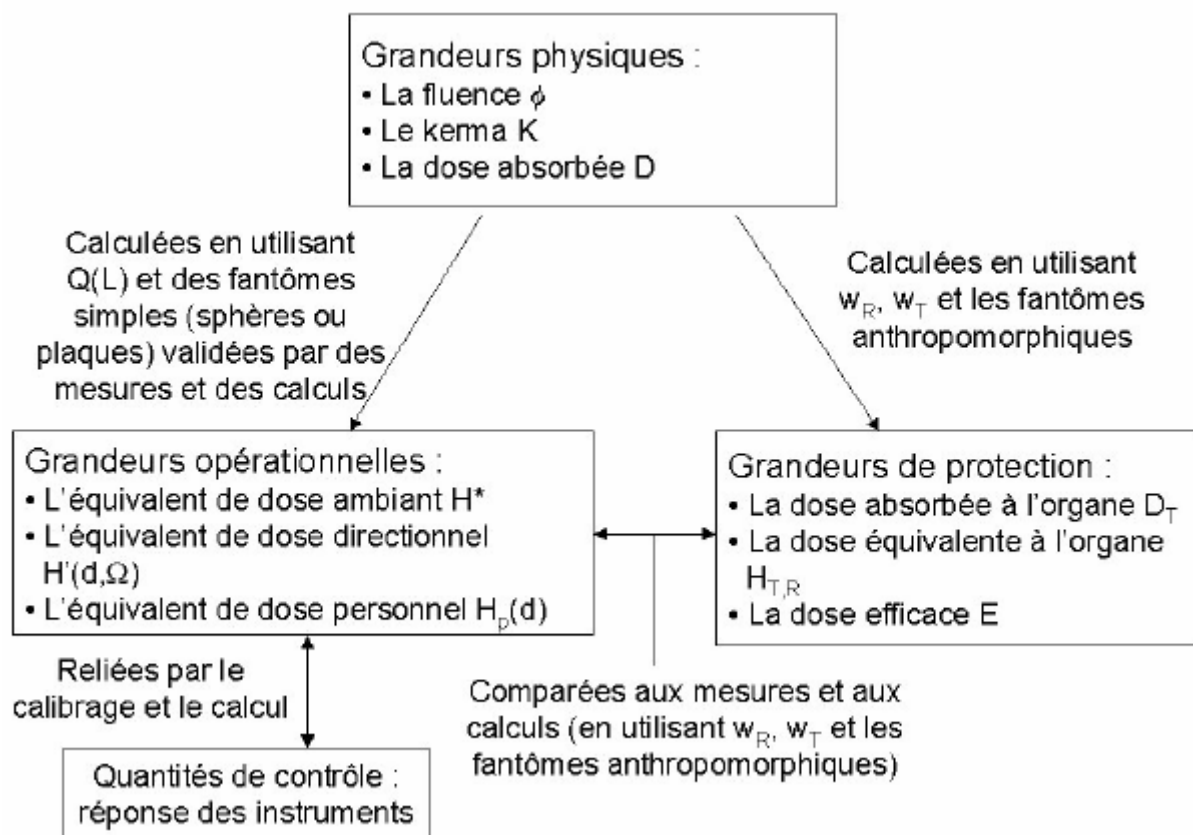


Figure 4 : Relation entre les différentes grandeurs de radioprotection. [CIPR 60, 1991].

REFERENCES

- Al-Najjar S.A.R, Ninomiya k. and Piesch, (1988) “*Properties of electrochemically etched CR-39 plastic for fast neutron dosimetry*” ; 6th Symposium on neutron dosimetry, Neuherberg.
- Barquero R, Mendez R, Vega-Carrillo H.R, Iniguez M.P and Edwards T.M, (2005), “*Neutron spectra and dosimetric features around an 18 MV linac accelerator*”, Health Phys, 88 (1), 48.
- Bedogni R. (2006) “*Neutron spectrometry and dosimetry for radiation protection around a high energy electron/ positron collider*”. Université de Barcelona.
- BLANC D. (1990) “*Les rayonnements ionisant*” Ed. Masson.
- Bourgois L, Delacroix D. and Ostrowsky A, (1997), “*use of bubble detectors to measure neutron contamination of a medical accelerator photon beam*”, Radiation Protection Dosimetry Vol. 74, No. 4, pp. 239–246.
- Bourgois J-P, “*radiothérapie oncologique*” 1992 Hermann, éditeurs des sciences et des arts.
- Bubble Detector Spectrometer, for low resolution neutron spectroscopy, (2003).Bubble Technology Industries.
- Chibani O, Ma C-MC (2003), “*Photonuclear dose calculations for high-energy photon beams from Siemens and Varian linacs*”, Med Phys 30, 1990-2000.
- David S. Followill, Marilyn S. Stovall, Stephen F. Kry, and Geoffrey S. Ibbott, (2003) “*Neutron source strength measurements for Varian, Siemens, Elekta, and General Electric linear accelerators*”, journal of applied clinical medical physics, volume 4, number 3, summer 2003.
- Djeffal S, Lounis Z, Allab M, and Izerrouken M, (1992), “*Eurados-Cendos Joint irradiation of trach etch neutron doseimeters, 1992: Results from Algiers dosimetry laboratory*”, Eurados Report 1995-01 H.Schraube , W.G. Alberts, A.R. weeks GSF-Bericht 15/95.
- Douglas J.A, (1981), “*Application of TL materiels in neutron dosimetry. Applied thermoluminescence dosimetry*”, EEC.ECSC.EAEC. Bruxelles, Luxembourg.
- Fenn J.O, McGinley P.H, (1995) “*Stray photoneutron fields produced by the GE Saturne accelerator*”, Radiat. Prot. Management 12, 39–45.
- FINDLAY D. J .S, (1990), “*Applications of photonuclear reactions*”, Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res. B50, 314-320.
- Glenn F. Knoll (1979), Radiation Detection and Measurement, John Wiley & Sons, Inc.
- Goldhaber M, TELLER E, (1948), “*On nuclear Dipole Vibration*”, Phys. Rev. 74, 1046.
- Ing H, Noulty R.A and Mclean T.D, (1997), “*Bubble detectors – a maturing technology*”, Radiat. Meas. 27, 1–11.
- International Commission on Radiation Units and Measurements (1988). Determination of dose equivalents from external radiation sources - part 2. ICRU Report 43.
- International Commission on Radiation Units and Measurements (1980). Radiation quantities and units. ICRU Report 33.
- International Commission on Radiation Units and Measurements (1993). Quantities and units in radiation protection dosimetry. ICRU Report 51.

International Commission on Radiation Units and Measurements (1992). Measurement of dose equivalents from external photon and electron radiations. ICRU Report 47.

International Commission on Radiation Units and Measurements (1992). Phantoms and computational models in therapy, diagnosis and protection. ICRU Report 48.

International Commission on Radiation Units and Measurements (1998). Conversion coefficients for use in radiological protection against external radiation. ICRU Report 57.

International Commission on Radiation Units and Measurements (1985). Determination of dose equivalents resulting from external radiation sources. ICRU Report 39.

International Commission on Radiological Protection (1996). conversion coefficients for use in radiological protection against External Radiation.

International Commission on Radiological Protection (1991). Recommendations of the International Commission on Radiological Protection, ICRP Publication 60. Annals of the ICRP, Pergamon Press 21(3).

International Commission on Radiological Protection (1996). Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation. Publication 74, Annals of the ICRP 26(3/4), Pergamon Press. Oxford.

International Commission on Radiological Protection (2007). The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection, ICRP Publication 103.

Jao-Perng Lin, Tieh-Chi Chu, Sung-Yen Lin, Mu-Tai Liu, (2001) “*The measurement of photoneutrons in the vicinity of a Siemens Primus linear accelerator*”, Applied Radiation and Isotopes 55, 315–321.

Lamarsh J. R, (1983), “*Introduction to Nuclear Engineerin*”, Addition-Wesley Publishing Company, Inc.

McCall R.C, (1987), “*Neutron yield of medical electron accelerator*”, SLAC-Pub-4480, Stanford, California.

MCcall, R.C and Swanson, W.P (1979), “*Neutron sources and their characteristics,*” Proceedings of a Conference on Neutrons from Electron Medical Accelerators, NBS Special Publication 554, Heaton H.T, and Jacobs R, Eds (U.S. Government Printing Office, Washington).

McGinley P. H, (1995) “*Shielding Techniques for Radiation Oncology Facilities*”, Medical Physics Publishing, Madison, WI.

McGinley P.H, Ghavidel S, Landry J.C, (1993), “*A study of photoneutron dose levels produced by the Phillips SL medical accelerator*”, Radiat. Prot. Management 10, 45–50.

McGinley P.H, Landry J.C, (1989), “*Neutron contamination of X-ray beams produced by the Varian Clinic 1800*”, Phys. Med. Biol. 34, 777–783.

McGinley, P.H. and Butker, E.K. (1991). “*Evaluation of neutron dose equivalent levels at the maze entrance of medical accelerator treatment rooms,*” Med Phys. 18(2), 279–281.

Mebhah D, (1984), “*les détecteur à traces et Thermoluminescents: Application à la dosimétrie de neutrons en radioprotection*” thèse de magistère. HCR.

Mokrani-lounis Z, (2006), ''*Contribution a l'étude du mécanisme de formation des traces nucléaires dans un détecteur solide de type organique (CR-39): Application à la spectrométrie et à la dosimétrie des rayonnements*'', thèse de doctorat. USTHB.

Muca D, (2006), ''*Estimation of neutron dose contributions to personnel working around high-energy medical linear accelerators for radiation therapy*'', Lund University.

National Council on Radiation Protection and Measurements (1987). Neutron contamination from medical Electron Accelerator.

National Council on Radiation Protection and measurements (2005). Structural shielding design and evaluation for megavoltage X- and gamma- ray radiotherapy facilities. NCRP 151.

Neutron monitor model 2222, (2007), Wedholm Medical.

Norme internationale. (2001) ''*Rayonnements neutroniques de référence*''.

Ongaro C, Rodenas J, Leon A, Perez J, Zanini A, Burn K (1999), ''*Monte Carlo simulation and experimental evaluation of photoneutron spectra produced in medical linear accelerators*'', Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference, New York.

Ongaro C, Zanini A, Nastasi U, Ródenas J, Ottaviano G and Manfredotti C, (2000) ''*Analysis of photoneutron spectra produced in medical accelerators*'', Phys. Med. Biol. 45, L55-L61.

Sohrabi M and Mostofizadeh A (1999), ''*measurement of photoneutron doses in and out of high-energy x-ray beam of a saturne-20 medical linear accelerator by ece polycarbonate detectors*'', Radiation Measurements 31, 479—482.

Universal monitor for radiation protection, (2006), Berthold technologies.

Wilkinson D. H, (1956) ''*Nuclear Photodisintegration*'', Physica 22, 1039.

www.bubbletech.ca.

www.hpa.org.uk/radiation/services/pms/datasheets/neutron.htm.

www.lanl.gov/orgs/n/n1/panda/00326408.pdf.

www.technologies-biomedicales.com/

www.wedholmmedical.se.

Zanini A, Fasolo F, Visca L, Durisi E, Perosino M, Annand J. R. M and K W Burn, (2005), ''*Test of a bubble passive spectrometer for neutron dosimetry*'', Phys. Med. Biol. 50, 4287–4297.

Ziegler J.F, Biersach J.P et Littmark U, (1998), ''*The stopping and range of ion in solids*'', Pergamon Press (1998). New York.
