



HAL
open science

Developpement du DosiMap : Instrument de dosimetrie pour le contrôle qualite en radiotherapie

A.M. Frelin-Labalme

► **To cite this version:**

A.M. Frelin-Labalme. Developpement du DosiMap : Instrument de dosimetrie pour le contrôle qualite en radiotherapie. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2006. Français. NNT : . tel-00115176

HAL Id: tel-00115176

<https://theses.hal.science/tel-00115176>

Submitted on 20 Nov 2006

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



**UNIVERSITE
de
CAEN/BASSE-NORMANDIE**

U.F.R. de SCIENCES
ECOLE DOCTORALE : SIMEM
(Structure, Information, Matière Et Matériaux)

LABORATOIRE DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE
Institut des Sciences de la Matière et du Rayonnement

THESE
présentée par
Melle FRELIN Anne-Marie
et soutenue
le 5 octobre 2006
en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITE de CAEN
Spécialité : Constituants élémentaires
(Arrêté du 25 avril 2002)

**DEVELOPPEMENT DU DOSIMAP : INSTRUMENT DE
DOSIMETRIE POUR LE CONTROLE QUALITE EN
RADIOTHERAPIE**

MEMBRES du JURY

Monsieur Jean BARTHE, Directeur de recherche CEA, Saclay (rapporteur)
Monsieur André BRIDIER, Physicien Médical, Institut Gustave Roussy, Villejuif
Monsieur Yves CHARON, Professeur à l'Université de Paris 7 (rapporteur)
Monsieur Jean COLIN, Professeur à l'Université de Caen (Directeur de Thèse)
Monsieur Philippe MANGEOT, Ingénieur chercheur, CEA, DAPNIA
Monsieur Philippe MORETTO, Professeur à l'Université de Bordeaux

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Jean-François Lecolley et Jean-Claude Steckmeyer, directeurs successifs du Laboratoire de Physique Corpusculaire, de m'avoir accueillie au sein de leur laboratoire. Les trois ans et demi que j'y ai passé se sont avérés extrêmement denses et enrichissants.

Merci également à messieurs Jean Barthe et Yves Charon d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse ainsi qu'à messieurs André Bridier, Philippe Mangeot et Philippe Moretto pour avoir accepté de faire partie du jury.

Je ne peux effectuer ces remerciements sans dire un très grand merci à Jean Colin, mon directeur de thèse, qui m'a permis de travailler sur le sujet passionnant de la dosimétrie en radiothérapie durant un peu plus de trois ans. Merci pour tes conseils et ton enthousiasme débordant Jean.

Cette thèse ayant été co-encadrée par Jean-Marc Fontbonne, je lui dois également beaucoup. Un immense merci donc, pour tout ce que tu m'as appris Jean-Marc, avec précision, rigueur et passion. J'espère approcher un jour ton niveau de compétence.

Je remercie également ELDIM pour sa collaboration, et tout spécialement Maïté Braud qui m'a accompagnée au cours de nos "manips de blondes" !

Merci évidemment à Alain Batalla, Anthony Vela et Aurélie Isambert pour nous avoir accompagné avec enthousiasme dans cette entreprise. Merci de nous avoir consacré de longues soirées le mercredi et de nous avoir éclairé de votre savoir faire. Et tout ça avec sourire et chocolats !

Merci à tous les enseignants qui m'ont accompagnée au cours de mon monitorat, en particulier à Jean Colin qui ne m'a pas guidée que pour la recherche, et Nathalie Marie-Nourry, qui a été ma tutrice et m'a prodigué conseils et gentillesse.

Je ne saurais oublier les services techniques, mécanique, informatique et secrétariat, toujours disponibles (notamment en cas d'ordinateur ou d'imprimante récalcitrant en pleine rédaction...) et sans qui la recherche n'avancerait pas bien vite...

Merci également à tous ceux qui font que je quitte le LPC avec regret : Alain (qui m'a supportée pendant 3 ans dans son bureau), Caroline (jamais un mot plus haut que l'autre et un

appétit d'oiseau), Estelle (grande instigatrice de la madeleine), Linda, Guillaume (Darius, le premier fou du volant), Guillaume (Normand), Xavier, Gilles, Laurent, Yves, Jérémy, Gwendal (perdu depuis 6 mois à Grenoble), Beyhan, Daniel (la discrétion personnifiée !), Laurent, Icham, Inmaculada, Camille, François, Pierre (alias Pigo)... Je ne peux citer tous les membres du labo, mais merci à tous ceux dont le nom n'apparaît pas mais qui se reconnaîtront !

Merci à ceux que j'ai côtoyés au cours de ma vie d'apprentie physicienne : Julie, Aurégane, Chabouh (autres thésards caennais devant l'éternel), Julien, Catherine et Isabelle (qui ont partagé avec moi les joies du CIES), Niko, Will, Damien, Florent, Fred, Gunnar (les physiciens tourangeaux). Merci aussi à Audrey et Isabelle (alias Zaza) dont l'amitié m'est très chère et qui m'écoutent avec patience parler de physique et autres lubies.

Enfin, merci à mes proches qui supportent mon sale caractère depuis 27 ans et qui m'ont permis d'en arriver là : Papa, qui m'a poussé sur la voie des études dès qu'il a pu, et qui est la personne que j'admire le plus au monde (désolée Brad Pitt...), Guillaume et Yves, mes frères préférés qui partagent mon humour débile et que j'adore, et Marc évidemment, qui a beaucoup de courage de me supporter au dire de Papa...

Table des matières

Introduction	1
Chapitre 1 : Aspects élémentaires, interactions rayonnement-matière	5
A. Les électrons.....	5
1. Transfert par collisions.....	6
2. Transfert par freinage ou Bremsstrahlung.....	7
3. Effet Čerenkov.....	8
4. Parcours.....	9
B. Les photons	10
1. Diffusion cohérente ou effet Rayleigh.....	11
2. Effet photoélectrique.....	12
3. Diffusion incohérente ou effet Compton.....	12
4. Création de paire ou matérialisation.....	13
5. Coefficient d'absorption massique d'énergie	14
C. Effets biologiques des rayonnements ionisants.....	16
1. Les lésions induites	16
2. La réponse cellulaire	17
3. Effets cellulaires des rayonnements ionisants, courbe de survie cellulaire	18
D. Unité de mesure : la Dose.....	19
1. Dose absorbée, <i>D</i>	19
2. Dose équivalente, <i>H</i>	19
3. Dose efficace, <i>E</i>	20
4. Ordres de grandeurs	21
Chapitre 2 : Éléments de radiothérapie et de dosimétrie.....	23
A. Éléments de radiothérapie	23
1. Accélérateurs et rayonnements utilisés en radiothérapie	24
1.1. Accélérateur linéaire.....	24
1.2. Traitements en faisceaux d'électrons.....	26
a. Spectre des faisceaux d'électrons	26
b. Rendements en profondeur	27
c. Courbes isodose standard	28
1.3. Traitements en faisceaux de photons.....	28
a. Spectre des faisceaux de photons	29
b. Rendement en profondeur	29
c. Courbes isodoses standard.....	30
2. Balistique et techniques d'irradiation.....	31
2.1. La Radiothérapie Conformationnelle par Modulation d'Intensité	32
2.2. La tomothérapie.....	34
2.3. La radiochirurgie stéréotaxique	35

B.	Dosimétrie en physique médicale	36
1.	Dosimètres usuels	36
2.	Dosimétrie et Contrôle qualité en RCMI	38
2.1.	Cahier des charges	39
2.2.	État de l'art	40
a.	Les films	40
b.	Les matrices.....	41
c.	Les systèmes d'imagerie portale.....	41
d.	Les gels dosimétriques	42
2.3.	Une nouvelle approche, le DosiMap	43
Chapitre 3 : Etude de divers scintillateurs plastiques pour la dosimétrie.....		47
A.	Réponse dosimétrique, équivalence tissu	48
1.	Réponse aux électrons.....	49
2.	Réponse aux photons.....	50
B.	Spectre d'émission et rendement lumineux	50
1.	Mécanismes de scintillation des scintillateurs plastiques	51
2.	Mesure des spectres d'émission	51
C.	Linéarité du rendement lumineux.....	52
1.	Mesure des rendement lumineux, réponse aux électrons et aux photons.....	54
1.1.	Quenching et modèle de Birks.....	54
1.2.	Réponse aux photons de basse énergie.....	55
2.	Mesure du rendement lumineux par coïncidences Compton.....	57
2.1.	Description qualitative de la méthode	58
a.	Génération d'une source interne d'électrons	58
b.	Sélection en énergie des électrons	59
3.	Dispositif expérimental	60
3.1.	La source radioactive.....	60
3.2.	Le scintillateur, dimensionnement.....	60
3.3.	Les photodétecteurs.....	62
3.4.	Le détecteur Germanium	62
3.5.	L'unité de coïncidence	63
4.	Résultats expérimentaux	64
4.1.	Spectre de coïncidences.....	64
4.2.	Spectres du nombre de photoélectrons	65
4.3.	Réponse lumineuse aux électrons.....	67
a.	Rendement lumineux, modèle de Birks et valeur efficace de bruit	67
b.	Incertitudes liées à la précision expérimentale	68
c.	Rendement lumineux.....	69
d.	Réponse lumineuse à un électron	70
4.4.	Réponse aux photons.....	71
5.	Biais introduit par des coïncidences multiples.....	72
6.	Conclusion	73
D.	Temps de réponse.....	74
E.	Conclusion	75

Chapitre 4 : Etude du rayonnement Čerenkov et de ses effets en dosimétrie optique

77

A.	Rendements comparés du rayonnement Čerenkov et de la scintillation	77
B.	Impacts sur la dosimétrie optique	79
C.	Suppression de la réexcitation du scintillateur par le rayonnement Čerenkov	81
1.	Sélection du filtre gélatine optimal	82
2.	Quantification expérimentale.....	84
2.1.	Evaluation des différentes contributions lumineuses.....	84
2.2.	Suppression de la réexcitation et des réflexions	87
D.	Filtrage du rayonnement Čerenkov	90
1.	Approche soustractive.....	91
1.1.	Implantation pratique.....	91
1.2.	Filtrage.....	92
2.	Approche colorimétrique	95
2.1.	Filtrage.....	95
2.2.	Filtres optimaux et filtres utilisés	97
3.	Comparaison préliminaire des deux méthodes de filtrage.....	98
E.	Conclusion	103

Chapitre 5 : Etude du blindage de la caméra..... 105

A.	Caractérisation des rayonnements diffusés hors champ d'irradiation	107
1.	Matériel et méthode	107
2.	Origine et quantité des rayonnements.....	108
3.	Énergie moyenne des rayonnements	109
B.	Conséquences sur le capteur CCD et sur les mesures de dose	110
1.	Effet des Rayonnements ionisants sur les semi-conducteurs et les capteurs CCD.....	111
1.1.	Structure type d'un Charge-Coupled Device.....	111
1.2.	Dommages d'ionisation.....	112
1.3.	Dommages de déplacement	113
2.	Caractérisation des impacts lors d'une acquisition avec faisceau	113
2.1.	Caractérisation locale	114
2.2.	Caractérisation globale	115
2.3.	Modélisation numérique et quantification du nombre d'impacts	116
3.	Caractérisation des dommages consécutifs à l'irradiation.....	117
3.1.	Augmentation du courant inverse.....	118
3.2.	Pixels détériorés.....	118
4.	Conséquences sur la mesure de dose	119
C.	Blindage et traitement numérique des impacts	121
1.	Le blindage.....	121

1.1.	Détermination du blindage optimal	121
1.2.	Evaluation d'un blindage effectif	123
1.3.	Vérification du blindage effectif.....	125
1.4.	Le blindage définitif	126
2.	<i>Suppression numérique des impacts restants</i>	127
2.1.	Dérivation temporelle	128
2.2.	Dérivation spatiale.....	130
D.	Conclusion	131
 Chapitre 6 : Réponse dosimétrique du DosiMap		133
A.	Le prototype expérimental	133
1.	<i>Production du signal lumineux</i>	135
2.	<i>Mesure du signal lumineux</i>	136
3.	<i>Support mécanique</i>	138
B.	La calibration	139
1.	<i>Pour le filtrage soustractif</i>	139
2.	<i>Pour le filtrage colorimétrique</i>	143
2.1.	Filtres testés.....	144
2.2.	Démodulation du signal.....	144
2.3.	Détermination de <i>a</i> et <i>b</i>	145
C.	Etude d'un faisceau homogène	147
1.	<i>Filtrage soustractif</i>	148
1.1.	Quantité de lumière mesurée	148
1.2.	Distribution de dose.....	149
a.	Rendement en profondeur et profil du faisceau.....	149
b.	Comparaison avec le film dosimétrique par index γ	151
2.	<i>Filtrage colorimétrique</i>	153
2.1.	Quantités de lumière mesurées	153
2.2.	Distribution de dose.....	154
a.	Rendement en profondeur et profil du faisceau.....	154
b.	Comparaison avec le film dosimétrique par index γ	157
D.	Etude d'un faisceau modulé par un filtre en coin	158
1.	<i>Configuration d'irradiation</i>	158
2.	<i>Quantités de lumière mesurées</i>	159
3.	<i>Distribution de dose</i>	159
3.1.	Distribution de dose sur l'axe des <i>y</i>	160
3.2.	Comparaison avec le film dosimétrique par index γ	162
E.	Etude d'un faisceau de RCMI	163
1.	<i>Configuration d'irradiation</i>	163
2.	<i>Quantités de lumière mesurées</i>	164
3.	<i>Distribution de dose</i>	165
a.	Comparaison des distributions de dose sur 2 coupes.....	166
b.	Comparaison avec le film dosimétrique par index γ	166

<i>F. Conclusion</i>	167
Conclusion et perspectives	169
Annexe -A- Détermination du blindage optimal	175
<i>A. Modélisation du problème</i>	175
1. <i>Spectres des photons aux diverses incidences θ</i>	176
2. <i>Electrons mis en mouvement dans le blindage et atteignant le détecteur</i>	177
3. <i>Confrontation aux mesures expérimentales</i>	180
<i>B. Calcul du blindage</i>	181
Annexe -B- Sources d'incertitudes et calibration des films dosimétriques	183
<i>A. Sources d'incertitudes sur les niveaux de gris</i>	183
<i>B. Conversion en densité optique</i>	184
<i>C. Conversion en dose</i>	185
1. <i>En dosimétrie absolue</i>	185
2. <i>En dosimétrie relative</i>	187
<i>D. Conclusion</i>	187
Références bibliographiques	189

Introduction

La radiothérapie est une technique de traitement contre le cancer en constante évolution qui consiste à détruire une tumeur au moyen de rayonnements ionisants. Les techniques les plus récentes utilisent des particules de masse relativement élevée (protons, carbone...) en raison de la localisation très précise de leur dépôt d'énergie (pic de Bragg) et de leurs effets biologiques spécifiques. Ces techniques sont très prometteuses mais nécessitent un équipement très lourd et encore peu répandu. La grande majorité des traitements est donc effectuée à l'aide photons de haute énergie ou d'électrons. Pour ces particules, des progrès très importants ont également été réalisés ces dernières années sur la délivrance des rayonnements à la tumeur et sur la protection des tissus sains, grâce à des techniques d'irradiation telles que la Radiothérapie Conformationnelle avec Modulation d'Intensité (RCMI), ou la tomothérapie. Ces types de traitement parviennent, en multipliant le nombre de faisceaux et en modulant leur fluence, à délivrer des distributions de dose extrêmement complexes s'adaptant de mieux en mieux à la forme de la tumeur ainsi qu'à la position des organes à risque.

Il faut souligner que la prescription de traitements aussi précis requiert impérativement que leur application le soit également. Une précision de 5 % est ainsi requise sur la dose totale administrée. Cette précision conduit à la nécessité d'effectuer des contrôles dosimétriques afin de vérifier la conformité de la dose délivrée avec à celle prescrite. Pour cela, un certain nombre de dosimètres existent sur le marché. Parmi eux, les chambres d'ionisation, les films dosimétriques ou l'imagerie portale sont le plus souvent utilisés pour contrôler des distributions de dose dans un substitut des tissus mous (eau, polystyrène...). Néanmoins ils comportent un certain nombre d'inconvénients qui rendent leur utilisation laborieuse ou longue, dans un contexte où le temps est souvent rare. En effet, les chambres d'ionisations constituent un détecteur très fiable et parfaitement maîtrisé, mais effectuent uniquement des mesures ponctuelles (ou matricielles) et nécessitent un certain nombre de corrections [And00]. Les films dosimétriques, quant à eux, permettent de mesurer la distribution de dose dans un plan, mais présentent l'inconvénient majeur de nécessiter un développement et d'avoir une réponse non linéaire en dose [Dug98]. Enfin, les imageurs portaux sont simples d'utilisation, mais sont généralement constitués de silicium, non équivalent tissus [Ren05].

Un nouvel instrument de dosimétrie, le DosiMap, a été développé au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen. Cet outil, basé sur l'utilisation d'un scintillateur plastique plan, permet d'acquérir de manière simple et rapide la distribution de dose déposée par un faisceau dans un fantôme de polystyrène. En effet, les scintillateurs plastiques, considérés comme un substitut des tissus mous, présentent la propriété d'émettre de la lumière lorsqu'ils sont irradiés. La mesure de la distribution lumineuse par une caméra doit donc permettre de calculer la distribution de dose déposée dans le scintillateur. Néanmoins, cette conversion n'est pas immédiate et comporte un certain nombre de verrous qui nécessitent d'être étudiés et levés :

- L'interprétation de la scintillation en dose suppose, dans un premier temps, que le rendement lumineux du scintillateur soit indépendant de l'énergie des rayonnements incidents. Or si cette hypothèse est généralement admise, la précision requise sur les mesures de dose exige une connaissance très précise de cette dépendance vis-à-vis du rayonnement incident.
- De plus, un second phénomène lumineux intervient sous irradiation : le rayonnement Čerenkov. Ce rayonnement, qui s'ajoute au signal de scintillation, présente l'inconvénient de dépendre de la dose déposée, mais également du volume de fantôme irradié, de l'orientation du faisceau, et d'autres paramètres non quantifiables. Il constitue donc un frein majeur à la dosimétrie par scintillateurs plastiques.
- Enfin, ce type de mesure nécessite l'introduction d'une caméra CCD en salle de traitement. Les rayonnements diffusés hors du champ d'irradiation dégradant de façon importante le capteur CCD, le blindage de la caméra constitue donc une nécessité dans la réalisation de ce projet.

Nous verrons, au cours de cette étude, qu'une analyse complète et précise de ces différents facteurs limitants va permettre de lever ces verrous, de construire un prototype adapté, et d'effectuer des mesures de dose concordant avec celles de dosimètres de référence avec une précision inférieure à 2 %.

Ce travail sera donc exposé de la manière suivante. Les interactions entre les rayonnements et la matière seront abordés dans un premier chapitre, afin d'introduire leurs effets sur les cellules et les tissus, ainsi que l'utilisation curative qui peut en découler. Seront alors

introduites, dans un deuxième chapitre, les notions de base relatives à la radiothérapie, ainsi que les techniques actuellement en plein essor. L'examen de ces techniques nous permettra d'établir un cahier des charges spécifique aux nouvelles contraintes de ces traitements.

Le développement proprement dit du DosiMap sera alors abordé. Nous étudierons au chapitre 3, six scintillateurs plastiques de spectres d'émission différents, afin de déterminer celui présentant les caractéristiques les mieux adaptées à notre application (rendement lumineux, spectre d'émission, etc.). Nous proposerons ensuite, au chapitre 4, un certain nombre de solutions permettant de déconvoluer le rayonnement Čerenkov du signal de scintillation. Enfin, nous étudierons, au chapitre 5, les rayonnements ionisants diffusés hors du champ d'irradiation, en terme de distribution angulaire et énergétique, afin de mettre au point un blindage protégeant efficacement la caméra CCD.

Grâce aux études menées au cours de ces trois chapitres, nous serons alors en mesure de construire un prototype permettant de mesurer des distributions lumineuses afin d'en déduire la dose déposée dans le scintillateur. La calibration en dose, ainsi que les performances dosimétriques de ce prototype seront étudiées au chapitre 6.

Enfin, nous conclurons sur un bilan des résultats obtenus, et sur une revue de quelques tests à mener en sus de cette étude, afin d'amener le DosiMap au niveau de performances requis en dosimétrie.

Chapitre 1 : Aspects élémentaires, interactions rayonnement-matière

Les effets des rayonnements ionisants, qu'ils soient indésirables (irradiation accidentelle...) ou exploités (radiologie, imagerie nucléaire, radiothérapie...), reposent sur les interactions fondamentales qui interviennent entre les dits rayonnements et la matière.

Le type des interactions occasionnées dépend de la nature des particules incidentes et de leur énergie, mais aussi du matériau irradié. Ceci conduit à des transferts d'énergie très divers.

Cette étude s'attachant plus particulièrement à des traitements de radiothérapie qui mettent en jeu des faisceaux de photons et d'électrons, seuls ces deux types de particules seront traités ici. Seront exposés pour chacune d'entre elles, les aspects fondamentaux de leurs interactions puis leur aspect global. Nous introduirons, ensuite, les effets biologiques de ces interactions ainsi que la notion de dose qui constitue l'unité fondamentale de la dosimétrie.

A. Les électrons

Les électrons, comme l'ensemble des particules chargées, interagissent continûment avec les électrons du matériau traversé. Ils sont donc progressivement freinés en cédant leur énergie.

En dessous de quelques dizaines de MeV, le transfert d'énergie des électrons s'effectue essentiellement par des collisions, mais contrairement aux ions, beaucoup plus lourds, la trajectoire des électrons peut subir d'importantes modifications à chacune de ces collisions. A ce transfert par collisions s'ajoute un mécanisme de perte d'énergie radiatif sous la forme d'un rayonnement électromagnétique, ou rayonnement de freinage.

Ainsi, dans le cas des électrons, la perte d'énergie totale par unité de parcours S_{total} , ou transfert d'énergie linéique (TEL), s'écrit :

$$S_{total} = S_{coll} + S_{rad} \quad \text{Eq. I.1}$$

Avec S_{coll} la perte d'énergie par collisions et S_{rad} la perte d'énergie radiative.

Il est également courant de parler de pouvoir d'arrêt massique $\left(\frac{S}{\rho}\right)$. Ce pouvoir d'arrêt massique dépend à la fois de la nature du matériau traversé et de l'énergie des électrons incidents. A titre d'exemple, il est représenté Figure I.1 pour l'eau (milieu de référence en dosimétrie) et pour le plomb (milieu d'intérêt majeur en radioprotection).

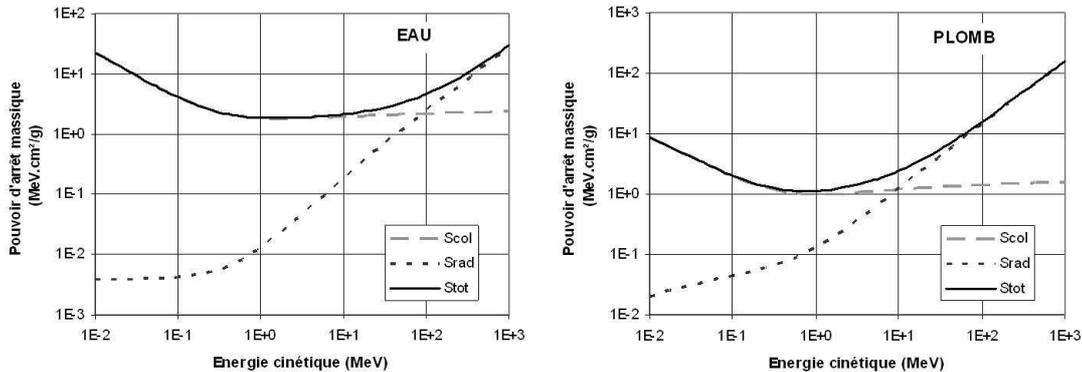


Figure I.1 : Pouvoir d'arrêt massique des électrons dans l'eau et dans le plomb

Le graphique relatif à l'eau met en exergue la prépondérance du transfert par collision, jusqu'à quelques dizaines de MeV dans l'eau. C'est donc l'effet majoritaire en radiothérapie où l'énergie des rayonnements utilisés est de l'ordre du MeV.

Au-delà de 100 MeV, le freinage devient majoritaire.

1. Transfert par collisions

Les collisions d'électrons incidents avec les électrons composant le cortège atomique du matériau traversé sont responsables de plusieurs phénomènes :

- l'ionisation du milieu ambiant
- l'échauffement de ce même milieu
- la production d'électrons très énergétiques

Le nombre moyen d'ionisations, dN , produites sur un trajet dx dépend de l'énergie moyenne d'ionisation, W , du milieu traversé :

$$dN = \frac{S_{coll}}{W} . dx \quad \text{Eq. I.2}$$

Il peut être noté que, dans le cas de l'eau, l'énergie moyenne d'ionisation est de l'ordre de 32 eV alors que l'énergie effectivement nécessaire pour ioniser une molécule n'est que de 16 eV. Ceci tient au fait que de nombreuses collisions se traduisent par de l'agitation thermique du milieu qui, macroscopiquement, se traduit par une élévation infime de la température ambiante. Il peut être noté que cet aspect est utilisé pour effectuer de la dosimétrie par calorimétrie.

Enfin, dans le cas des électrons, l'énergie transférée par collision aux électrons du milieu peut être très importante et atteindre l'énergie de l'électron incident. Les électrons alors éjectés peuvent à leur tour ioniser le milieu ambiant sur une trajectoire complètement indépendante de la trajectoire initiale. Ces électrons secondaires seront qualifiés d'électrons δ .

2. Transfert par freinage ou Bremsstrahlung

Nous allons maintenant nous attacher à la perte d'énergie par rayonnement de freinage. Lorsqu'un électron libre (ou toute autre particule chargée) subit une accélération, il émet de l'énergie sous la forme d'une onde électromagnétique [Jac01].

Ceci correspond exactement au cas de figure d'un électron passant à proximité d'un noyau, représenté Figure I.2. Le champ coulombien de ce dernier impose une accélération centripète à l'électron, nécessairement accompagnée de l'émission d'un photon dont l'énergie peut aller de zéro à l'énergie totale de l'électron.

Cette interaction a de nombreuses applications dont la génération de rayons X. C'est en effet un des seuls moyens de produire des photons de haute énergie, notamment pour les faisceaux de photons utilisés en radiothérapie.

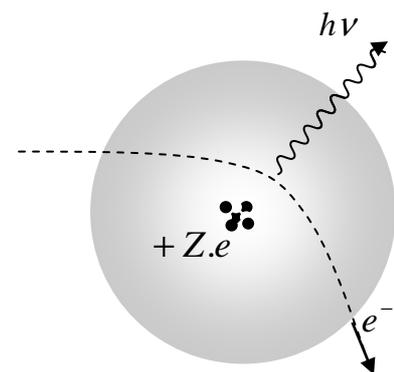


Figure I.2 : Un électron diffusé par le champ coulombien d'un atome émet des photons appelés rayonnement de freinage.

3. Effet Čerenkov

Un autre phénomène sera important pour notre étude : le rayonnement Čerenkov. Ce phénomène, est similaire au franchissement du mur du son par un avion supersonique, une particule chargée dont la vitesse est supérieure à celle de la lumière dans le milieu traversé jouant le rôle de l'avion. Dans le cas qui nous intéresse, cela concerne les électrons de plus de 180 keV, ce qui constitue une énergie très courante en radiothérapie. Leur vitesse v est telle que :

$$\beta = \frac{v}{c} > \frac{1}{n} \quad \text{Eq. I.3}$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide et n l'indice de réfraction du milieu traversé.

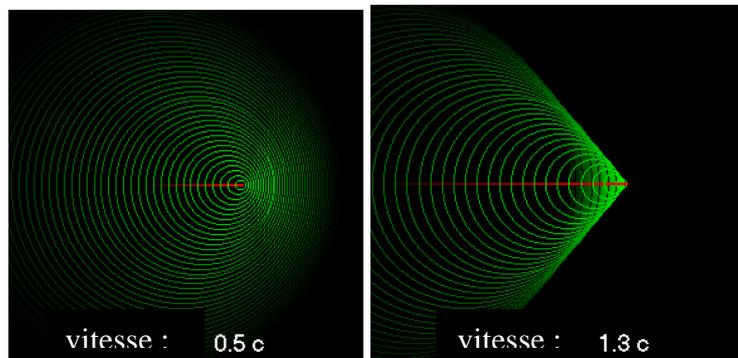


Figure I.3 : Construction de Huygens permettant de visualiser les fronts d'onde émis à différents instants par des particules dont la vitesse est inférieure à celle de la lumière dans le matériau (à gauche) et dont la vitesse est supérieure à celle de la lumière dans le matériau (à droite).

D'un point de vue microscopique, lorsqu'une particule chargée traverse un matériau, le champ électrique qui lui est associé polarise de façon symétrique les atomes du milieu en formant des dipôles élémentaires qui rayonnent dans tout l'espace. Après le passage de la dite particule, le cortège électronique retourne à l'équilibre.

L'onde produite par chacun des dipôles est évidemment bien insuffisante pour produire de la lumière. Mais si un électron traverse le milieu à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce milieu, la polarisation n'est plus symétrique et lors du retour à l'équilibre les ondes se rassemblent sur un cône d'angle θ bien défini par rapport à la trajectoire de l'électron (Figure I.3) :

$$\cos(\theta) = \frac{1}{\beta n} \quad \text{Eq. I.4}$$

Il en résulte une interférence constructive accompagnée de l'émission de quelques photons.

Ce phénomène, comme nous le verrons plus tard, est lourd de conséquences dans le cadre de mesures de dose par scintillateurs plastiques et sera donc étudié en détail au chapitre 4.

4. Parcours

Les interactions fondamentales des électrons avec la matière que nous venons d'aborder permettent d'appréhender les différents mécanismes de transfert d'énergie mis en jeu par les électrons, notamment aux énergies de la radiothérapie. Il n'est néanmoins pas possible de considérer les transferts d'énergie mis en jeu à chaque interaction, ce qui rend nécessaire l'utilisation d'une grandeur globale afin de caractériser le comportement moyen d'un faisceau d'électrons monoénergétiques.

Comme cela a été vu plus tôt, les électrons interagissent de façon continue avec le milieu qu'ils traversent et finissent par s'y arrêter une fois la totalité de leur énergie cédée. La distance alors parcourue dépend de l'énergie initiale de l'électron et de la nature du matériau traversé. La Figure I.4 présente les parcours d'électrons dont l'énergie varie de 10 keV à 1 GeV dans l'eau et le plomb.

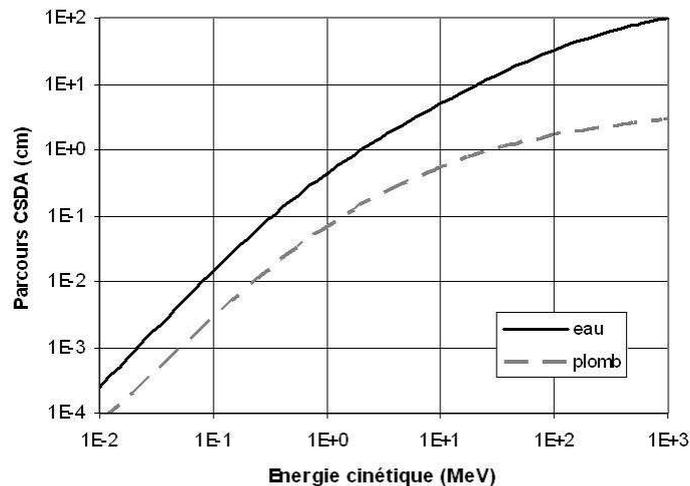


Figure I.4 : longueurs de trajectoires des électrons dans l'eau et le plomb

Les distances dont il est question ici sont des parcours CSDA (Continuous Slowing-Down Approximation) qui représentent le parcours maximal d'une particule. Ce parcours n'est pas

directement mesurable à cause des trajectoires erratiques des électrons (dues aux nombreuses collisions) et, globalement, un paquet d'électrons "s'étendra" sur une distance plus petite appelée portée.

Nous pouvons constater, sur la Figure I.4, que les distances considérées s'étendent, dans l'eau, de quelques μm , aux alentours de 10 keV, à plusieurs dizaines de cm, au dessus de la dizaine de MeV (5 mm à 1 MeV et 10 cm à 20 MeV dans l'eau par exemple).

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

B. Les photons

Contrairement aux électrons, les photons ne sont pas soumis à l'interaction coulombienne avec les électrons du cortège atomique. Ils n'interagissent donc pas de façon continue avec le milieu et ont une probabilité non nulle de traverser n'importe quelle épaisseur de matière sans interagir. Les notions de parcours et de ralentissement utilisées pour les particules chargées n'ont donc plus de sens pour les photons. Elles sont remplacées par les notions d'atténuation et de libre parcours moyen.

Lorsqu'un faisceau de N photons traverse une épaisseur x de matière de masse volumique ρ , le nombre N' de photons primaires ayant interagi dans le milieu vaut :

$$N' = N \cdot \left\{ 1 - \exp \left(- \left[\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{coh} + \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{pe} + \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{incoh} + \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{pp} \right] \cdot \rho \cdot x \right) \right\} \quad \text{Eq. I.5}$$

où les coefficients d'atténuations massiques $\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_i$ sont représentatifs de la probabilité qu'ont les photons d'interagir, dans le domaine s'étendant de 1 eV jusqu'à quelques MeV, selon quatre processus i :

- La diffusion cohérente, ou effet Rayleigh
- L'effet photoélectrique
- La diffusion incohérente, ou diffusion Compton
- La production de paire

Les graphiques I.5 et I.6 représentent les coefficients d'atténuations massiques des photons dans l'eau et le plomb, en fonction de leur énergie, pour ces différents phénomènes.

Il apparaît, au vu de ces graphiques, que la diffusion cohérente est l'effet le moins probable vis-à-vis des autres phénomènes. L'effet photoélectrique est majoritaire à basse énergie, mais l'effet Compton devient prépondérant aux énergies intermédiaires (de l'ordre du MeV), ce qui en fait l'interaction principale aux énergies de la radiothérapie. Quand aux créations de paires, c'est à haute énergie (vers 10 MeV) qu'elles deviennent le plus probables.

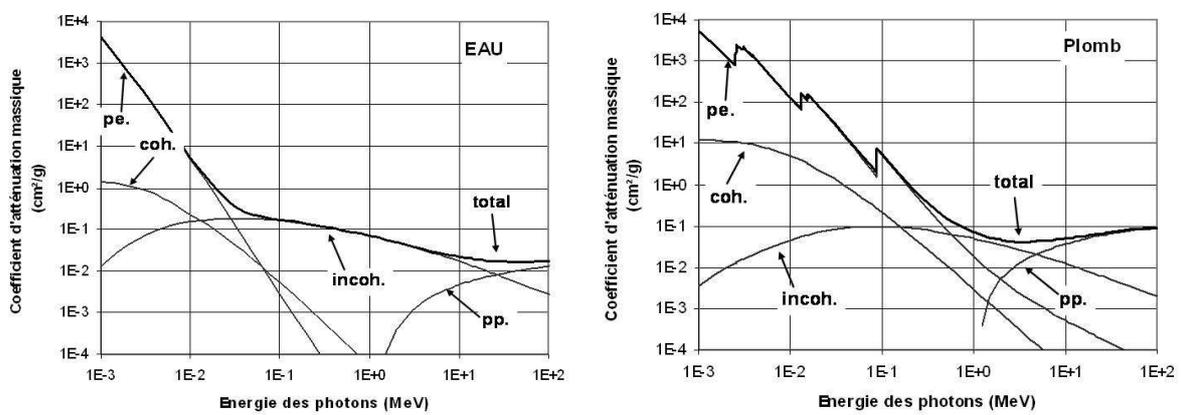


Figure I.5 : Coefficients d'atténuations massiques dans l'eau et le plomb suivant les différents modes d'interaction : la diffusion cohérente, l'effet photoélectrique, la diffusion incohérente et la production de paire.

1. Diffusion cohérente ou effet Rayleigh

Il s'agit de l'absorption d'un photon incident par un atome du milieu, suivie de sa rediffusion dans une direction différente. Le photon diffusé ayant la même énergie que le photon incident, la diffusion est qualifiée de cohérente.

Notons que ce phénomène ne se produit qu'à basse énergie et qu'il n'induit pas d'ionisation du milieu mais seulement une dispersion angulaire des photons incidents.

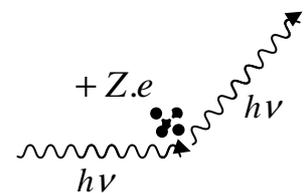


Figure I.6 : Diffusion cohérente

2. Effet photoélectrique

Lors du processus d'absorption photoélectrique, représenté Figure I.7, le photon incident est intégralement absorbé par un atome de la matière. Son énergie $h\nu$ est alors transférée à un électron qui est éjecté avec une énergie cinétique E_{e^-} correspondant à l'énergie du photon incident diminuée de l'énergie de liaison du photoélectron B (dans le cas le plus probable de la couche K, B est de l'ordre du keV pour les matériaux légers et de la centaine de keV pour les milieux de Z élevé) :

$$E_{e^-} = h\nu - B \quad \text{Eq. I.6}$$

Le départ de l'électron laisse le cortège électronique dans un état instable. L'atome réorganise alors sa population électronique, ce qui conduit à l'émission de photons X ou d'électrons Auger (généralement absorbés à proximité de leur lieu d'émission). Les nouvelles lacunes sont elles mêmes comblées par le même mécanisme.

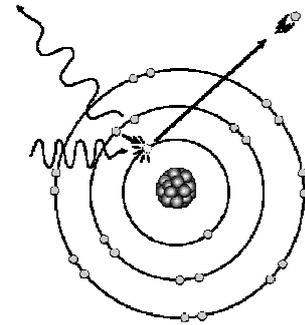


Figure I.7 : Effet photoélectrique sur la couche K.

3. Diffusion incohérente ou effet Compton

L'effet Compton, représenté Figure I.8, intervient entre un photon incident et un électron du milieu. Le photon incident est dévié de sa trajectoire initiale par l'électron auquel il cède une partie de son énergie lors de la collision.

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

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad \text{Eq. I.7}$$

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

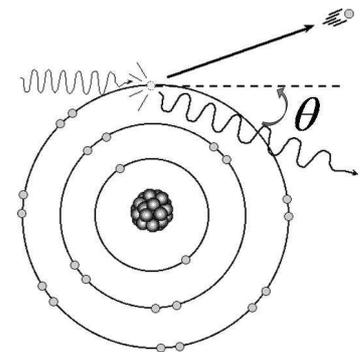


Figure I.8 : Diffusion incohérente ou effet Compton

De plus, la distribution angulaire des photons diffusés est donnée par la formule de Klein-Nishina :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right) \quad \text{Eq. I.8}$$

avec $d\sigma/d\Omega$ la section efficace différentielle angulaire de l'effet Compton, Z le numéro atomique du matériau, r_0 le rayon classique de l'électron, et $\alpha = h\nu/m_0c^2$.

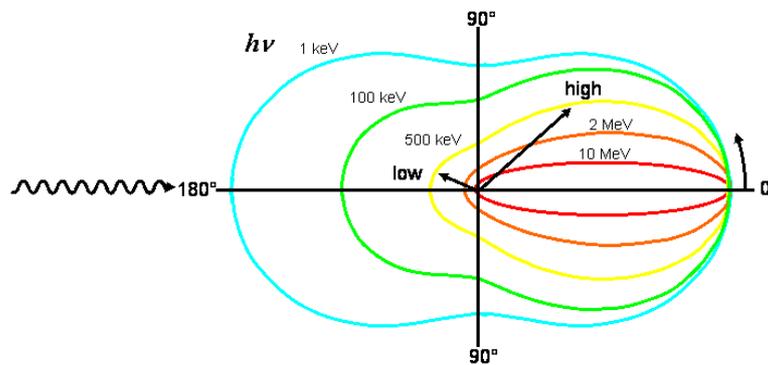


Figure I.9 : Représentation polaire du nombre de photons diffusés à l'angle θ par unité d'angle solide. Les courbes sont présentées en fonction de l'énergie des photons incidents.

La figure ci-dessus illustre la forte tendance qu'ont les photons à diffuser vers l'avant à haute énergie, ce qui contribue à maintenir les faisceaux de photons utilisés en radiothérapie vers l'avant. A plus basse énergie, en revanche, la diffusion est quasiment isotrope.

La distribution angulaire des diffusions Compton aura également une grande importance pour l'étude du rendement lumineux des scintillateurs plastiques qui sera menées au chapitre 3.

4. Création de paire ou matérialisation

Si l'énergie du photon incident est supérieure à deux fois l'énergie de masse de l'électron au repos (soit 1.02 MeV), le processus de création de paire devient possible, énergétiquement parlant. En pratique, la probabilité de

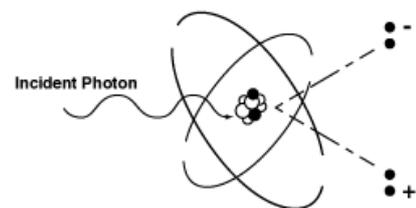


Figure I.10 : Création de paire

cette interaction reste très faible en dessous de plusieurs MeV.

De cette interaction résulte la matérialisation d'un électron et d'un positron, tout deux se partageant équitablement l'énergie du photon initial :

$$E_{e^+} = E_{e^-} = \frac{1}{2}(h\nu - 2m_e c^2) \quad \text{Eq. I.9}$$

Le positron matérialisé finit toujours par rencontrer son antiparticule (un électron du matériau) et termine ainsi sa courte vie par l'émission de deux photons de 511 keV correspondant à l'énergie de masse libérée.

5. Coefficient d'absorption massique d'énergie

Nous venons de décrire les différentes interactions qui peuvent survenir entre des photons de différentes énergies et un matériau qu'ils traversent. D'un point de vue plus global, l'ensemble de ces interactions peut se traduire par une atténuation massique du faisceau ou une absorption massique d'énergie.

La première de ces deux grandeurs, que nous avons introduite au début de cette partie, décrit uniquement la probabilité d'occurrence d'un type d'interaction particulier. Du point de vue de la physique médicale, il est surtout important de connaître la fraction d'énergie cédée par ionisation au milieu traversé, plutôt que le type d'effet mis en jeu. Pour cela, tous les modes d'interactions sont donc rassemblés dans un seul coefficient d'absorption massique d'énergie μ_{en}/ρ . Ce dernier a été calculé et tabulé pour l'ensemble des matériaux pouvant intervenir en dosimétrie [ICRU44]. Il est obtenu de la manière suivante :

1. en pondérant le coefficient d'atténuation massique par un facteur représentant la fraction d'énergie transférée par le photon incident à l'électron touché. Ce facteur multiplicatif est égal à un pour l'effet photoélectrique, et inférieur à l'unité pour l'effet Compton ou la création de paire.
2. en pondérant ce résultat par la fraction moyenne d'énergie effectivement utilisée par les électrons secondaires pour ioniser le milieu (énergie perdue par collisions).

Sont représentés, Figure I.11, les coefficients d'atténuation massique et d'absorption massique d'énergie dans l'eau.

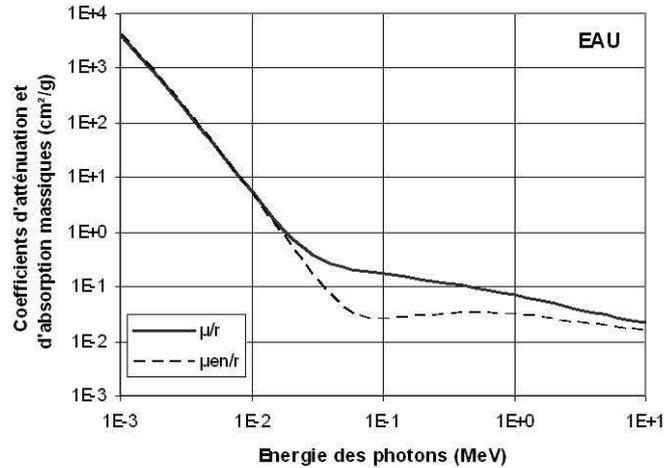


Figure I.11 : Comparaison de l'évolution du coefficient d'absorption massique d'énergie et du coefficient d'atténuation massique dans l'eau.

Or il est remarquable sur cette courbe qu'à partir d'environ 10 keV, les coefficients d'absorption massique d'énergie et d'atténuation massique se distinguent nettement l'un de l'autre. Leur rapport, représenté Figure I.12 pour l'eau, nous donne la fraction d'énergie moyenne communiquée au milieu par photon incident et pour une interaction.

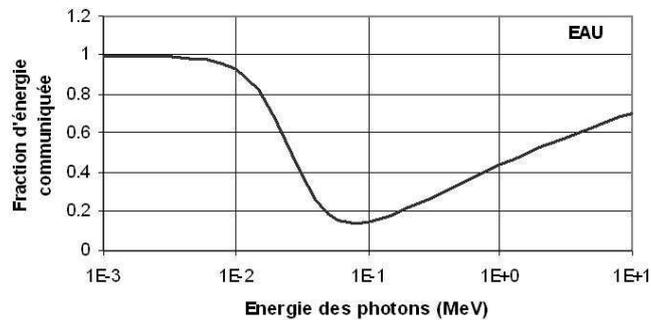


Figure I.12 : évolution de l'énergie moyenne cédée par des photons de 1 keV à 20 MeV dans l'eau.

Cette figure illustre bien le fait qu'un photon interagissant par effet photoélectrique, phénomène prédominant en dessous de 10 keV, va mettre en mouvement un électron transportant (quasiment) toute l'énergie qu'il possédait, d'où une fraction d'énergie communiquée proche de 1. Une interaction par effet Compton se traduira, quant à elle, par l'émission d'un électron dont l'énergie prend une valeur comprise entre zéro et une fraction de l'énergie du photon incident. Le reste de l'énergie est transporté plus loin par le photon diffusé, ce qui justifie une fraction d'énergie inférieure à 1.

Ceci implique qu'aux énergies de la radiothérapie, un photon communique uniquement 30 à 50 % de son énergie à la matière lors d'une interaction, transportant le reste de cette énergie plus loin.

C. Effets biologiques des rayonnements ionisants

Si seules les interactions entre rayonnements et matière sont prises en compte, il y a une grande disproportion entre l'énergie déposée par les rayonnements et l'effet biologique observé. Par exemple, une dose de 1 Gy, soit 1 J/kg (cf. paragraphe suivant), correspond, soit à une élévation de la température du volume irradié de $2.10^{-3}^{\circ}\text{C}$, soit à l'ionisation de 2.10^{15} molécules par gramme, ce qui représente à peine 2 molécules d'eau sur 10^7 . Or si une aussi faible élévation de température est sans conséquence pour l'individu concerné, il n'en va pas de même pour cette densité d'ionisation, qui est, quant à elle, létale.

1. Les lésions induites

Si les rayonnements ionisants occasionnent tant de dommages au niveau des cellules, c'est que ces dommages ne sont pas uniquement occasionnés par des particules incidentes ayant interagit avec leur noyau, mais également (et même à 90 % [JOL04]) indirectement par des radicaux libres, fortement réactifs, issus de la radiolyse de l'eau (qui constitue 70 % du corps humain) [Tub86].

Ces radicaux, une fois créés, peuvent s'attaquer aux différents organites de la cellule (membrane, appareil de Golgi...). Cependant, en raison de son rôle important dans la cellule, les lésions les plus étudiées sont celles induites sur la molécule d'ADN. Les différents dommages que peut subir l'ADN sont représentés à la Figure I.13.

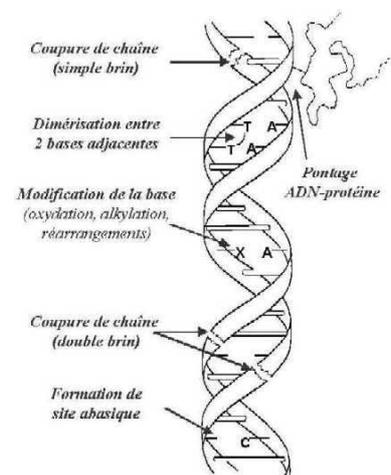


Figure I.13 : Représentation schématique des lésions de l'ADN induites par les effets directs ou indirects des rayonnements ionisants.

Parmi les cinq grands types de modifications identifiés au niveau de l'ADN, nous ne citerons ici que les cassures simple brin ou double brin, et les modifications de la structure chimique des bases (A, C, T, G). Toutes ces modifications entraînent des perturbations fonctionnelles qui peuvent aboutir soit à la mort cellulaire, soit à des mutations en fonction de la réponse adoptée par la cellule.

2. La réponse cellulaire

Les mécanismes de réponse de la cellule à l'irradiation sont extrêmement complexes. Néanmoins, ces mécanismes peuvent être décrits schématiquement suivant la chronologie schématisée Figure I.14.

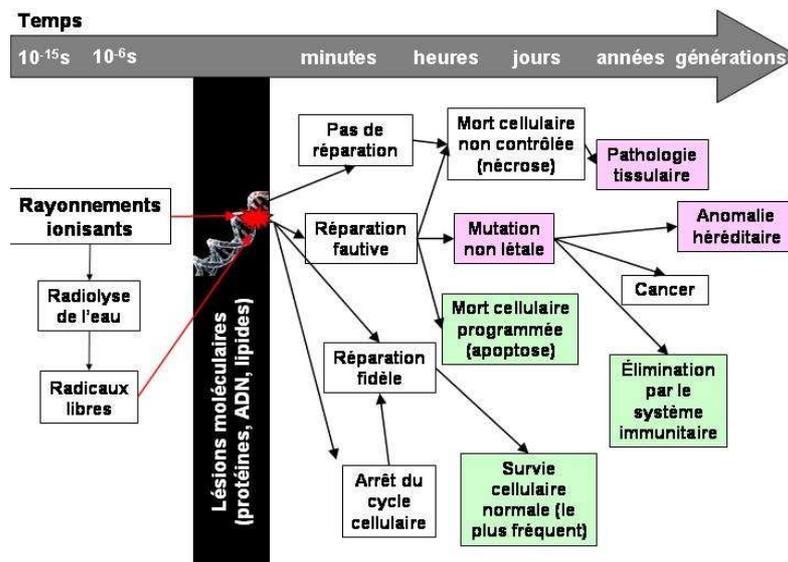


Figure I.14 : Différents mécanismes mis en jeu à la suite d'une irradiation.

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

3. Effets cellulaires des rayonnements ionisants, courbe de survie cellulaire

La considération des effets des rayonnements au niveau tissulaire apporte encore un degré de complexité au problème déjà riche qu'est la réponse cellulaire aux rayonnements. En effet, la sensibilité des tissus à l'irradiation dépend de très nombreux paramètres : les paramètres cellulaires qui viennent d'être présentés, mais aussi le type de cellule considéré, l'état d'oxygénation du tissu, etc...

La radiosensibilité des tissus est généralement caractérisée par des courbes de survie cellulaire. C'est-à-dire la proportion de cellules survivantes en fonction de la dose absorbée. Pour beaucoup de cellules, et pour les rayonnements ionisants de faible transfert d'énergie linéique, les courbes de survie présentent un épaulement pour les faibles doses, puis une diminution exponentielle de la survie (Figure I.16). Ce comportement est généralement modélisé par une fonction linéaire quadratique :

$$S(D) = e^{-(\alpha D + \beta D^2)} \quad \text{Eq. I.10}$$

où D est la dose (qui sera introduite au paragraphe suivant) et où les paramètres α et β sont respectivement associés à la mortalité par lésions non réparables (dites létales) et la mortalité par accumulation de lésions à priori réparables (dites sub-létales).

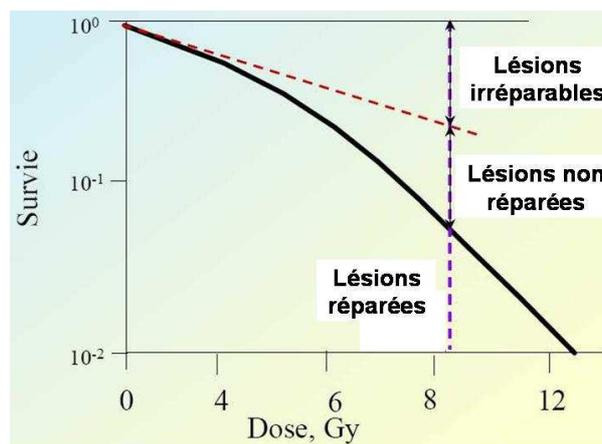


Figure I.15 : Modèle interprétatif de la courbe de survie cellulaire avec épaulement.

Le rapport α/β , correspondant à la dose pour laquelle les mortalités associées à α et à β sont identiques, est souvent utilisé pour caractériser la radiosensibilité d'un tissu.

D. Unité de mesure : la Dose

L'étude des effets biologiques, que nous venons d'évoquer, est riche d'enseignements mais très complexe. Il est donc peu envisageable de caractériser l'effet d'une irradiation dégât par dégât. Il est alors nécessaire d'aborder son effet global et, pour cela, trois grandeurs sont introduites : la dose absorbée, la dose équivalente et la dose efficace ([Dut97] et [Gam97]). La cohabitation de ces trois grandeurs tient à la complexité des réactions biologiques vis-à-vis de l'irradiation, et chacune d'entre elles décrit l'effet des rayonnements à un niveau de complexité différent : au niveau de la matière pour la dose absorbée, au niveau cellulaire pour la dose équivalente et au niveau tissulaire pour la dose efficace.

1. Dose absorbée, D

Par définition [ICRU60], la dose absorbée est la quantité d'énergie moyenne $d\bar{\epsilon}$ délivrée à un volume élémentaire de masse dm :

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm} \quad \text{Eq. I.11}$$

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

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

2. Dose équivalente, H

La dose équivalente prend en compte le premier degré de complexité biologique, celui de la cellule. En effet, la mortalité de la cellule étant liée, dans un premier temps à la densité d'ionisation, la dose équivalente tient compte de la nature du rayonnement incident en terme de TEL. À énergie égale, 1 MeV par exemple, une particule α produit 6000 ionisations par μm de tissus, un proton 600 ionisations par μm et un électron 6 ionisations par μm . Or une densité d'ionisations, et donc de dommages, plus importante va rendre la réparation de la cellule plus difficile. Ainsi, une irradiation par des particules α génère beaucoup plus de dégâts qu'une irradiation par des électrons.

Un coefficient de correction appelé facteur de pondération, noté W_R , a donc été introduit afin de tenir compte de la nature du rayonnement incident. La valeur de ce facteur est fixée par la Commission Internationale de Protection Radiologique (CIPR) et tabulée dans le tableau I.1 :

<i>particules</i>	<i>énergies</i>	W_R
photons	toutes	1
électrons	toutes	1
neutrons	< 10 keV	5
	10 keV à 100 keV	10
	100 keV à 2 MeV	20
	2 MeV à 20 MeV	10
protons	> 2 MeV	5
	α et ions lourds	toutes

Tableau I.1 : Facteurs de pondération radiobiologique pour différents rayonnements.

En présence de faisceaux mixtes, chaque contribution doit être prise en compte individuellement. Si D_R est la dose absorbée pour un rayonnement donné, la dose équivalente H s'écrit :

$$H = \sum_{\text{Rayonnements}} W_R \cdot D_R \quad \text{Eq. I.12}$$

La dose équivalente s'exprime en Sievert (Sv), un Sievert correspondant à un Joule déposé par kilogramme de matière pour les photons et pour les électrons. Une dose absorbée de 1 Gy produira donc une dose équivalente de 1 Sv pour un faisceau d'électrons, alors qu'elle sera de 5 Sv pour un faisceau de protons.

Il n'existe pas de capteur de dose équivalente, cette dose est toujours obtenue par le calcul. Les "dosicards" essaient cependant d'approcher cette notion en utilisant des capteurs spécifiques à chaque type de rayonnement.

3. Dose efficace, E

La dose efficace, elle, rend compte des effets des rayonnements au niveau tissulaire. La construction de cette quantité est très délicate car elle est basée sur l'observation ou l'estimation des effets de l'irradiation sur les différents organes d'une population d'individus. Cette observation permet de qualifier un type d'exposition sur un organe donné et de remonter

à un chiffre, la dose efficace, quantifiant ainsi la probabilité d'apparition de différents problèmes de santé.

Le passage de la dose équivalente H à la dose efficace E prend donc en compte les organes touchés par l'intermédiaire de coefficients de pondération tissulaire W_T référencés dans le tableau I.2.

Lorsque plusieurs organes T sont touchés, il faut ici aussi sommer les différentes contributions :

$$E = \sum_{Tissus} W_T \cdot H_T \quad \text{Eq. I.13}$$

La dose efficace étant une quantité liée à la biologie, elle s'exprime donc en Sievert.

Organe	W_T
Gonades	0,20
Seins	0,05
Moelle osseuse rouge	0,12
Colon	0,12
Poumons	0,12
Estomac	0,12
Vessie	0,05
Foie	0,05
Œsophage	0,05
Thyroïde	0,05
Surface osseuse	0,01
Peau	0,01
Reste de l'organisme	0,05
Total	1

Tableau I.2 : Coefficients de pondération tissulaire de différents organes d'après la CIPR60.

4. Ordres de grandeurs

Pour donner quelques grandeurs sur les effets déterministes d'une irradiation sur un individu, l'homme subira une stérilité transitoire lors d'une exposition unique supérieure à 100 mSv et définitive au dessus de 4 à 6 Sv. Une femme deviendra stérile si elle est exposée au-delà de 2 à 6 Sv transitoirement, ou bien soumise à une dose supérieure à 0.2 Sv / an. Des expositions globales de 1 à 2 Sv conduisent (entre autres) à des nausées, de 2 à 4 Sv, à une anémie, de 4 à 6 Sv à une aplasie (arrêt du développement cellulaire), de 6 à 8 Sv à des diarrhées et des hémorragies, de 8 à 10 Sv à une insuffisance respiratoire et au-delà de 10 Sv en général au décès rapide du sujet.

A cela s'ajoutent les effets stochastiques (cancers...) qui peuvent apparaître de façon aléatoire dès les faibles doses, et dont la probabilité augmente avec la dose reçue.

Chapitre 2 : Éléments de radiothérapie et de dosimétrie

Si une irradiation est accidentelle, elle peut avoir des conséquences dramatiques. Lorsqu'elle est maîtrisée, elle peut être utilisée à des fins thérapeutiques, notamment pour traiter certains cancers. En effet, plus de 270 000 nouveaux cas de cancer sont diagnostiqués en France chaque année et traités par la chirurgie, la radiothérapie ou la chimiothérapie, selon la localisation, le stade du cancer traité, etc. Or, la radiothérapie constitue une modalité majeure de traitement puisque 60 % des patients reçoivent une radiothérapie en France, et qu'elle représente 40 % des guérisons, seule ou associée à d'autres traitements (selon l'Institut National du Cancer).

Nous allons aborder, dans ce chapitre, quelques notions relatives à la radiothérapie et à la dosimétrie, essentielles à l'introduction et à la justification de la présente étude.

A. Éléments de radiothérapie

Fondamentalement, la radiothérapie repose sur la connaissance des rayonnements ionisants, de la façon dont ils transfèrent leur énergie à un milieu qu'ils traversent, et sur l'utilisation de ces propriétés dans un but thérapeutique. D'un point de vue plus technique, la radiothérapie met en jeu un certain nombre de moyens techniques que nous allons considérer dans un premier temps. En première ligne de ces moyens : la source de rayonnements ionisants. Elle peut être interne, dans le cas de la curiethérapie (nous n'aborderons pas ici ce pan de la radiothérapie), ou externe. Les particules les plus usitées dans ce dernier cas sont les photons (d'une centaine de keV à plusieurs dizaines de MeV) et les électrons. Ces deux types de rayonnements sont produits par la quasi-totalité des accélérateurs dédiés à la radiothérapie.

1. Accélérateurs et rayonnements utilisés en radiothérapie

1.1. Accélérateur linéaire

Les accélérateurs modernes les plus répandus en radiothérapie sont des accélérateurs linéaires d'électrons qui permettent également la production de photons X de haute énergie. Le schéma d'une telle machine est présenté par la Figure II.1.

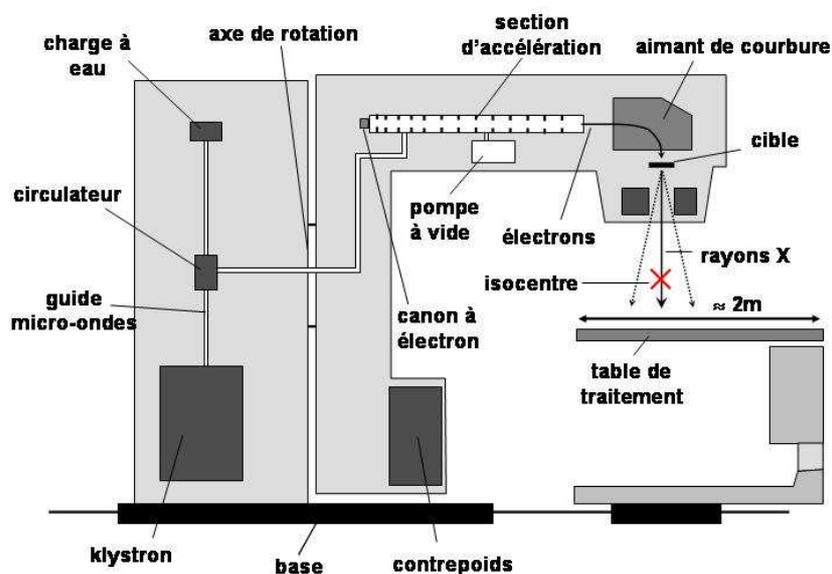


Figure II.1 : Composants principaux d'un accélérateur linéaire.

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

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

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

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

Pour ce faire, différents éléments sont nécessaires en aval de la production proprement dite. Tout d'abord, des **cônes égalisateurs** (calculés en fonction de chaque faisceau) sont interposés dans le faisceau afin de l'éclater (pour couvrir une plus grande surface) et d'homogénéiser sa fluence ainsi que l'énergie émise par unité de surface. Le faisceau est ensuite collimaté pour ne "viser" que la zone traitée. Dans le cas le plus classique d'un accélérateur électrons-photons, cette collimation est réalisée par deux séries de **mâchoires** parallèles mobiles en matériau de haut Z (mâchoires XY) et par un collimateur personnalisé reproduisant fidèlement le contour de la zone traitée.

Dans ce domaine, le **collimateur multi-lames** (cf. Figure II.2) a constitué une avancée majeure de la radiothérapie conformationnelle (RTC). Il s'agit d'une série de lames de tungstène parallèles commandées qui se déplacent les unes par rapport aux autres pour se conformer à la forme du volume cible.

Le collimateur permet de conformer l'irradiation à la tumeur dans le plan perpendiculaire au faisceau mais n'apporte pas de contrôle sur le dépôt d'énergie sur l'axe du faisceau.

Il est donc essentiel d'utiliser les propriétés de transfert d'énergie propres à chaque type de particule afin de préserver les tissus sains présents dans le champ d'irradiation en amont et en aval de la tumeur.

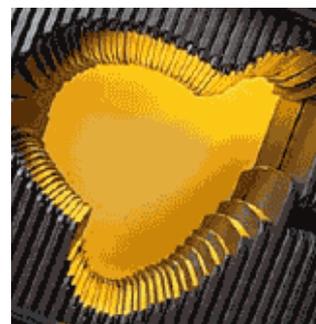


Figure II.2 : Collimateur multi-lames [Varian].

1.2. Traitements en faisceaux d'électrons

La figure II.3 présente les distributions de dose sur l'axe faisceau relatives à des faisceaux d'électrons, de photons et protons. Ces courbes, appelées **rendements en profondeur**, sont de toute évidence très différentes selon le rayonnement considéré et montrent bien que la particule ainsi que son énergie doivent être adaptées à la profondeur à laquelle se trouve la tumeur.

Il apparaît que les faisceaux d'électrons, qui ont une faible pénétration, seront plutôt utilisés pour des tumeurs peu profondes et situées à proximité d'organes à risque (tumeurs superficielles, chaîne ganglionnaire spinale, paroi pulmonaire).

Les caractéristiques de ces faisceaux (spectre, rendement et profil de dose, courbes isodoses) vont maintenant être traitées.

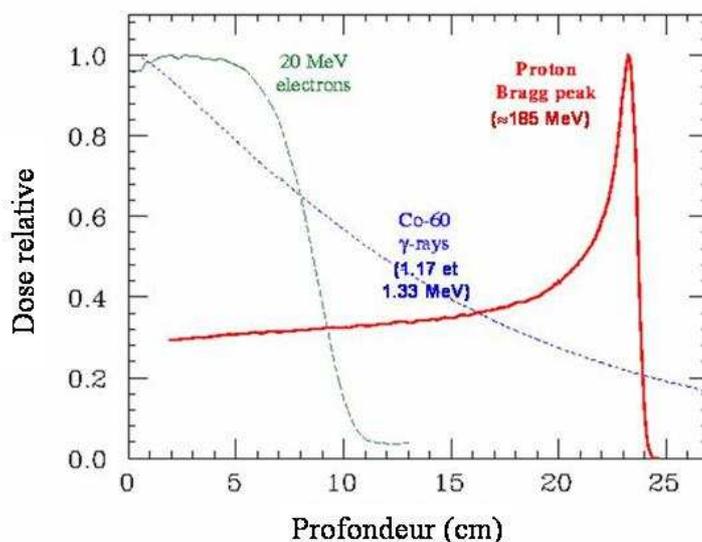


Figure II.3 : Rendement comparatifs entre des faisceaux d'électrons, de photons et de protons.

a. Spectre des faisceaux d'électrons

Les électrons sont directement issus de la section d'accélération de la machine et ne subissent aucune interaction avec la matière (excepté avec l'air) avant d'atteindre le point focal. Le faisceau est donc monoénergétique à la dispersion de la machine près (en général quelques pourcents à mi-hauteur).

b. Rendements en profondeur

Le rendement en profondeur d'un faisceau d'électrons est extrêmement dépendant de son énergie. Énergie qui, pour une même valeur affichée, peut légèrement varier en fonction de l'appareil utilisé et des paramètres géométriques de l'irradiation (taille du champ...).

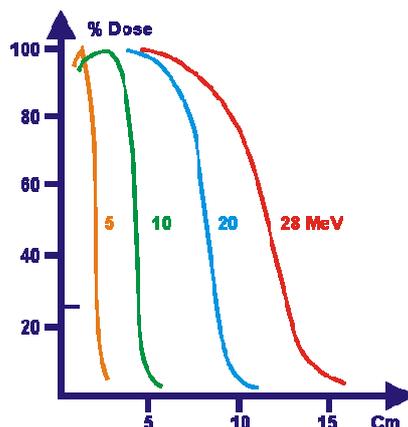


Figure II.4 : Rendements en profondeur de faisceaux d'électrons de différentes énergies

Néanmoins, l'analyse de tout rendement en profondeur d'un faisceau d'électrons, tel que ceux représentés Fig. II.4, fait apparaître quatre parties distinctes :

- Dans les premiers millimètres, une région d'accroissement de dose (ou "buildup"), correspondant principalement à la mise en mouvement d'électrons secondaires dans le milieu par les électrons primaires.
- Ensuite, une zone de maximum assez "plate" (surtout aux énergies élevées), correspondant à un équilibre électronique. Elle est caractérisée par la profondeur du maximum de dose.
- Une région de décroissance de dose en profondeur
- Une zone, au-delà du parcours de électrons où la dose n'est pas rigoureusement nulle. Cette partie terminale de la courbe représente la contribution du rayonnement de freinage à la dose.

Lors d'un traitement, l'énergie sera adaptée, de telle sorte que la zone de dose maximale corresponde à la profondeur de la tumeur.

Lors de la pénétration des électrons incidents dans le milieu, leur spectre est progressivement modifié. Celui-ci, quasiment monoénergétique à l'entrée, s'étale alors que l'énergie moyenne des électrons incidents diminue au fur et à mesure de la pénétration dans le milieu.

c. Courbes isodose standard

Les rendements en profondeur ne suffisant pas à caractériser les propriétés d'un faisceau, des surfaces appelées isodoses (Figure II.5) sont communément utilisées afin de caractériser la distribution de dose volumique.

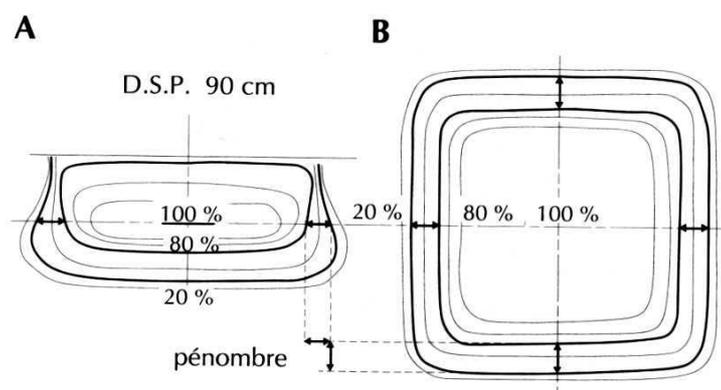


Figure II.5 : Isodoses de base d'un faisceau d'électrons dans un plan contenant l'axe du faisceau (A), dans un plan perpendiculaire à l'axe (B) et définition de la pénombre [Bou92]. Ces isodoses ont été établies pour une distance source-surface (DSP) de 90 cm.

Ces surfaces isodoses sont constituées de l'ensemble des points du milieu irradié où la dose présente la même valeur. Leur représentation étant délicate, elles sont généralement représentées par leur intersection avec un des plans principaux (passant par l'axe faisceau et parallèle aux côtés du champ, ou perpendiculaire à l'axe faisceau).

En raison de la forte diffusion des électrons dans le milieu, les isodoses relatives à des faisceaux d'électrons prennent toujours une forme caractéristique communément appelée champignon (Figure II.5 A).

1.3. Traitements en faisceaux de photons

Les faisceaux de photons, comme cela apparaît sur la Figure II.3, sont beaucoup plus pénétrants que les électrons. Par exemple, la dose relative déposée à 15 cm de profondeur par des photons de 1.17 et 1.33 MeV est encore de 40%. Ils seront donc utilisés pour traiter des tumeurs plus profondes.

Nous allons maintenant développer les spécificités des faisceaux de photons, en termes de spectre, de rendement et de profil de dose, et de courbes isodoses.

a. Spectre des faisceaux de photons

Les faisceaux de photons, produits par rayonnement de freinage, puis homogénéisés par le cône égalisateur, présentent des spectres en énergie très larges. Typiquement, ils s'étendent de zéro jusqu'à l'énergie d'accélération avec un maximum correspondant approximativement au dixième de cette énergie et une moyenne approximativement au quart (Figure II.6). Ainsi, le spectre d'un faisceau de photons ne peut être caractérisé que par la différence de potentiel appliquée et s'exprime donc en *kV*.

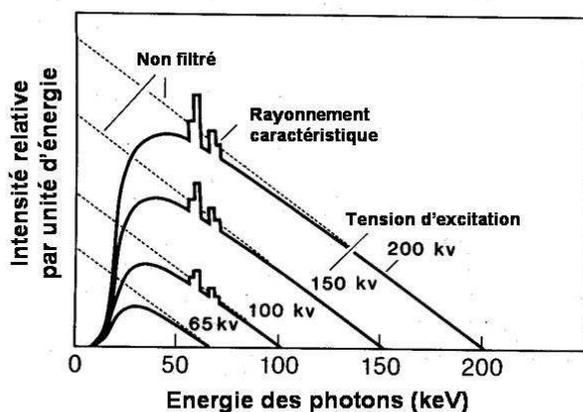


Figure II.6 : Spectres en énergie de faisceaux de photons pour différentes tensions d'accélération.

b. Rendement en profondeur

Comme nous l'avons déjà vu au chapitre précédent, le transfert d'énergie d'un faisceau de photons est très différent de celui d'un faisceau d'électrons. Cette différence s'exprime également dans les rendements en profondeur (Figure II.7) qui s'étendent beaucoup plus loin dans le milieu traversé pour les faisceaux de photons.

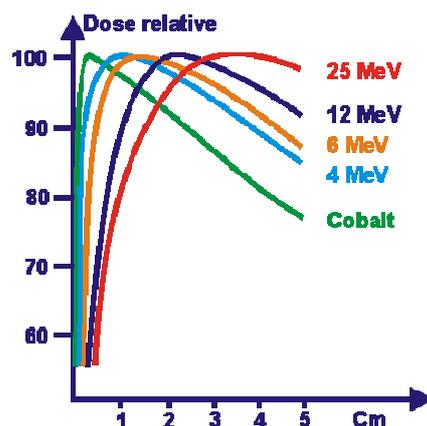


Figure II.7 : Rendements en profondeur de faisceaux de photons de différentes énergies.

Les rendements en profondeur relatifs à un faisceau de photons (Figure II.7) présentent trois parties distinctes :

- Un accroissement important de dose (ou “buildup”), du à la mise en mouvement d’électrons secondaires dans le milieu par les photons primaires.
- La région du maximum, correspondant à un équilibre électronique. Elle est d’autant plus plate que l’énergie est plus élevée. Elle est caractérisée par la profondeur du maximum de dose.
- La région de décroissance de dose en profondeur, pratiquement exponentielle, correspondant à l’atténuation du faisceau d’X.

Contrairement aux faisceaux d’électrons, le spectre d’énergie des électrons produit par des faisceaux d’X est très large dès l’entrée dans le milieu et conserve une valeur moyenne élevée dans tout le milieu.

c. Courbes isodoses standard

Les isodoses principales relatives à des faisceaux de photons (Figure II.8) sont généralement plates et parallèles à la surface d’entrée du milieu à proximité de l’axe du faisceau. Puis elles tendent à s’arrondir au fur et à mesure que l’on s’en éloigne.

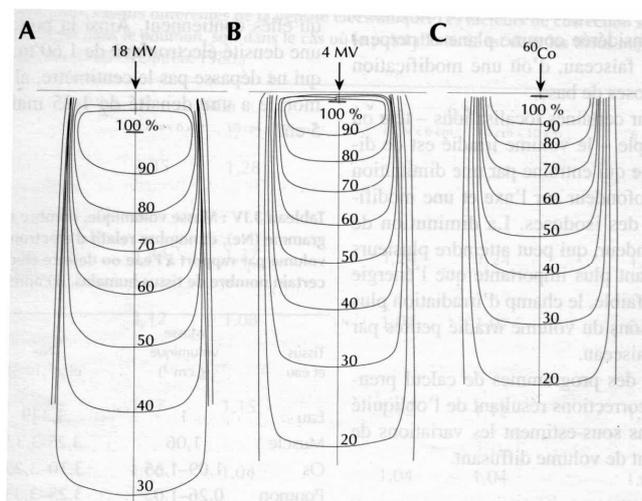


Figure II.8 : Isodoses de base relatives à des faisceaux d'énergies différentes : rayons X de 18 MV (A), de 4 MV (B) et Cobalt 60 (C) [Bou92].

Pour plus de concision, la distribution de dose est souvent représentée par le rendement en profondeur et le profil du faisceau, qui n'est autre que la variation relative de la dose suivant une direction perpendiculaire à l'axe du faisceau, et généralement mesuré à la profondeur du maximum de dose.

2. Balistique et techniques d'irradiation

Les caractéristiques des faisceaux, tant en électrons qu'en photons, décrites précédemment, montrent bien qu'il est impossible d'irradier une tumeur sans irradier également les tissus sains avoisinants. Il va donc être nécessaire, lors d'un traitement de radiothérapie, de maximiser la dose à la tumeur tout en minimisant la dose aux tissus sains, en général, et aux organes à risque, en particulier. Cette nécessité a entraîné la mise en place de techniques de traitement de plus en plus complexes, dont l'enjeu commun est de conformer au maximum la dose au volume traité.

La technique la plus "basique", pour atteindre cet objectif, consiste à irradier le patient sous des incidences multiples mais convergeant toutes vers la tumeur. Ce procédé permet de diminuer la dose aux entrées faisceau, tout en conservant une dose cumulée importante à leur intersection, c'est-à-dire au niveau du volume cible.

La conformation de la dose passe également par l'utilisation de collimateurs adaptés à la forme de la tumeur. Or, ces dernières années, celle-ci a été largement favorisée par

l'utilisation de collimateurs multi-lames et par les progrès techniques importants dont ils ont fait l'objet.

Parmi les nouvelles techniques tirant profit de cette avancée, deux sont particulièrement remarquables et vont nous intéresser plus particulièrement : la Radiothérapie Conformationnelle par Modulation d'Intensité (RCMI ou IMRT pour l'acronyme anglophone) et la tomothérapie.

Une troisième technique de pointe sera également abordée, la radiochirurgie stéréotaxique, qui traite de très petits volumes à l'aide d'un grand nombre de faisceaux extrêmement fins.

2.1. La Radiothérapie Conformationnelle par Modulation d'Intensité

La RCMI est, en quelque sorte, une évolution de la radiothérapie conformationnelle. Mais alors que cette dernière utilise des champs de fluence homogène dont la géométrie est adaptée à la forme de la tumeur, la RCMI utilise des faisceaux de fluence non homogène. L'intérêt d'utiliser des champs complètement "modulables" est double. Il permet de mieux "viser" la tumeur, mais aussi d'établir la planification du traitement beaucoup plus efficacement. En effet, la planification en radiothérapie conformationnelle classique consiste à calculer la distribution de dose relative à une configuration de traitement donnée, à l'évaluer et à l'améliorer en modifiant la configuration initiale (modification d'un faisceau, ajout d'un nouveau faisceau, etc...). La planification de traitement inverse consiste, quant à elle, à fixer les objectifs dosimétriques et à laisser un algorithme itératif trouver la balistique optimale respectant ces objectifs. Ce type de planification est rendu possible par le nombre de degrés de liberté apporté par la modulation d'intensité

La RCMI doit donc son essor aux progrès techniques faits à la fois au niveau des collimateurs multi-lames et des logiciels de planification de traitement inverse.

Une fois la planification effectuée, le traitement peut alors se dérouler selon deux techniques différentes :

La **technique statique**, ou "Step and Shoot" consiste à additionner des sous-champs ayant chacun une fluence homogène afin d'obtenir un champ résultant inhomogène. Ce procédé est illustré par la figure II.9.

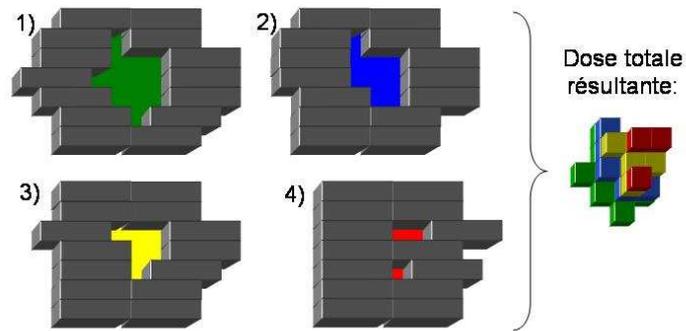


Figure II.9 : Champ de fluence inhomogène résultant de la superposition de quatre sous-champs de fluence homogène.

La **technique dynamique** consiste, quant à elle, à balayer le champ de base avec une fente de forme variable définie par le collimateur. La vitesse de déplacement variable des lames permet de moduler l'intensité de chaque point du champ. Le caractère dynamique de cette technique permet des durées de traitement plus courtes que la technique statique, mais apporte, également une difficulté supplémentaire quand aux contrôles dosimétriques. De plus, un arrêt accidentel de l'irradiation durant le traitement pose un problème pour terminer le champ [Esc02].

La RCMI permet de délivrer des distributions de dose concave, comme celles illustrées dans la Figure II.10. Elle autorise, selon la stratégie de traitement adoptée, soit de mieux préserver les tissus sains, soit d'augmenter la dose au volume cible, permettant ainsi une efficacité accrue du traitement. Ces avantages considérables par rapport à la radiothérapie classique expliquent l'essor actuel de la RCMI.

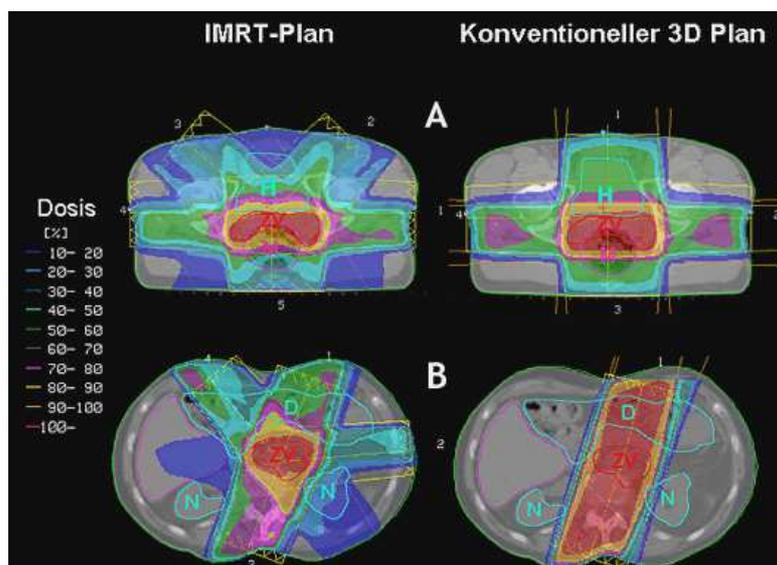


Figure II.10 : Comparaison entre un plan de traitement de RCMI et un plan de traitement 3D conventionnel [Inselspital].

2.2. La tomothérapie

En toute rigueur, la tomothérapie est elle-même une technique de RCMI. Elle est néanmoins considérée à part en raison des évolutions importantes qu'elle apporte au traitement. En effet, au lieu d'irradier le patient suivant un nombre fini d'incidences (généralement de 5 à 15 en RCMI), la tomothérapie va utiliser une cinquantaine de faisceaux très fins (dits en "tranches") dont l'intensité est modulée pour maximiser la dose au volume cible et minimiser la dose aux organes sensibles ([Tho05], [Mac93]). De façon analogue à la RCMI, cette technique se scinde en deux catégories : la tomothérapie en série et la tomothérapie hélicoïdale.

La **tomothérapie en série** effectue le traitement "tranche par tranche". À chaque tranche, le bras de l'accélérateur tourne autour du patient pendant qu'un collimateur binaire, dont chaque lame est soit ouverte, soit fermée (Figure II.11) fait varier l'intensité du faisceau (le champ projeté par chaque lame fait environ $1 \times 1 \text{ cm}^2$). Une fois la rotation terminée, la table se déplace pour repositionner le patient pour la tranche suivante.



Figure II.11 : Schéma d'un collimateur multi-lames binaire avec une géométrie « en tranche » [Dyk2001].

La **tomothérapie hélicoïdale**, plus récente, est moins répandue car les accélérateurs traditionnels sont limités pour cette technique (la table, notamment, ne bouge pas automatiquement durant le traitement). C'est donc une technique qui requiert une machine spécialement conçue pour ce type d'application. La machine en question est un scanner CT hélicoïdal combiné à un accélérateur linéaire produisant un faisceau de photons de 6 MV. Contrairement à la tomothérapie en série, la machine effectue une rotation continue autour du

patient pendant que la table se déplace, générant ainsi un mouvement hélicoïdal (Figure II.12).

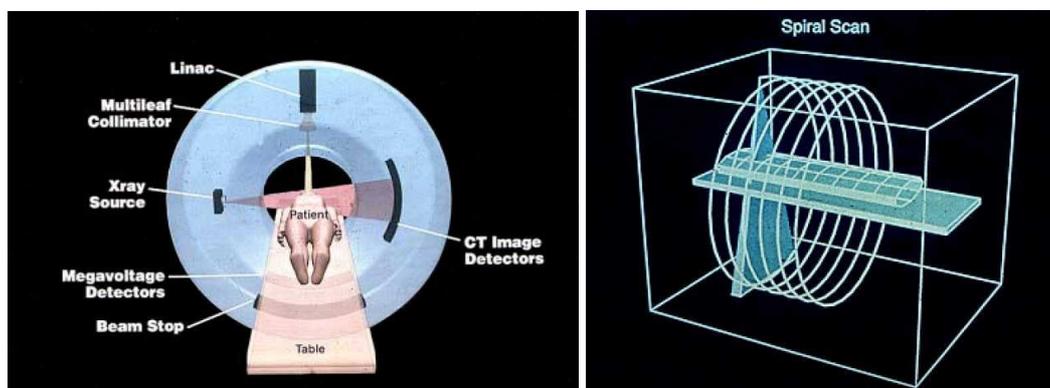


Figure II.12 : Schéma d'un appareil de tomothérapie hélicoïdale [Tomo].

Les système de détection CT permet également de vérifier la position du patient afin de la corriger si nécessaire, ce qui est très loin d'être anodin puisqu'une erreur de positionnement d'un millimètre peut engendrer des erreurs de dose de l'ordre de 10 à 20 % [Int01].

2.3. La radiochirurgie stéréotaxique

Une dernière technique, de haute précision elle aussi, permet de traiter les tumeurs de très petit volume, principalement cérébrales, mais aussi des malformations artérioveineuses. Cette forme de traitement consiste à délivrer à un volume restreint une dose unique très élevée. Pour ce faire différents appareils dédiés existent, parmi lesquels :

- Le Gamma Knife, composé d'un casque de contention et d'environ 200 sources de Cobalt extrêmement focalisées convergentes, qui déposent une très forte dose à leur intersection (Figure II.13).
- Le Cyber Knife, constitué d'un accélérateur linéaire délivrant un faisceau de photons de 6 MV, monté sur un bras robotisé entièrement orientable, ce qui permet de "viser" la tumeur avec un maximum de degrés de liberté (Figure II.14).

La radiochirurgie stéréotaxique peut également s'effectuer à l'aide d'un accélérateur conventionnel s'il est convenablement équipé (d'un micro collimateur multilame par exemple).

De par la petite taille et la position des lésions traitées, la radiochirurgie ne souffre aucune erreur de position. Les erreurs sont limitées au maximum grâce au positionnement du crâne du

patient par un cadre rigide, et au contrôle par imagerie de ce positionnement. Il faut également ajouter à cette difficulté la très petite taille des champs qui nécessite, pour leur contrôle, des systèmes de dosimétrie de très grande résolution [Dug98].



Figure II.13 : Principe du Gamma Knife.



Figure II.14 : Le cyberKnife [Accuray].

B. Dosimétrie en physique médicale

Comme nous le prouvent les efforts faits dans la conformation de l'irradiation à la tumeur, le dépôt de dose dans les tissus du patient est critique et se doit d'être extrêmement précis. En effet, un sous-dosage de la tumeur risque d'entraîner la survie d'un certain nombre de cellules pathologiques et donc une récurrence. Au contraire, un surdosage des tissus sains environnants, peut engendrer de sérieuses complications. Les limites établissant la réussite ou l'échec du traitement sont de $\pm 5\%$ sur la dose totale prescrite.

1. Dosimètres usuels

Afin d'effectuer tous les contrôles dosimétriques nécessaires à la réussite du traitement, les radiophysiciens disposent d'un certain nombre de détecteurs, allant du détecteur ponctuel au détecteur tridimensionnel. Le principe de fonctionnement des techniques les plus couramment rencontrées est décrit ici. Leurs avantages et inconvénients, dans le contexte qui nous intéresse, seront discutés plus loin.

La calorimétrie est l'une des premières techniques de mesure de dose. Elle consiste à mesurer l'élévation de température produite par le faisceau incident (quelques millièmes de

degrés Celsius pour 1 Gy). Le calorimètre est d'une grande précision et constitue l'étalon du Gray, mais son usage est fortement limité par sa difficulté d'utilisation. C'est, en effet un appareil étalon nécessitant une procédure de mesure standard (enceintes thermostatées).

La **chambre à ionisation** constitue, quant à elle, un étalon secondaire de dose et est le détecteur le plus employé dans le domaine. Son fonctionnement est basé sur la collection de la charge électrique produite par ionisation par une source de rayonnement ionisant. L'énergie nécessaire pour créer une paire électron-ion dans l'air présente l'avantage d'être peu dépendante de l'énergie du rayonnement incident. En revanche, ce détecteur n'est pas équivalent tissu en électron et nécessite un certain nombre de corrections, notamment en faisceau d'électrons [And00].

Les **détecteurs solides** peuvent être des semi-conducteurs, silicium ou germanium par exemple, qui constituent une jonction *p-n*. L'ionisation par le faisceau incident produit un courant globalement proportionnel au débit de dose. Il peut également s'agir de détecteurs, dont le fonctionnement est plus proche de celui des chambres d'ionisations tels que les détecteurs diamant. Ces détecteurs, de plus petite dimension que les chambres, sont généralement utilisés pour les petits champs ou la dosimétrie *in vivo*. Néanmoins, ils présentent des dérives thermiques importantes [Buc03].

Lorsqu'un rayonnement ionisant interagit avec un **cristal thermoluminescent**, des paires électron-trou sont poussées vers la bande de conduction. Les trous peuvent, par la suite, être piégés par des impuretés ou des dopants à des endroits nommés centres de luminescence. Un chauffage du cristal permet alors d'apporter suffisamment d'énergie aux électrons pour que certains passent dans la bande de conduction et se recombinent avec les trous, produisant ainsi une lumière mesurable proportionnelle à l'énergie déposée. Ils présentent néanmoins l'inconvénient de devoir être lus *à posteriori* [Buc03].

Les **scintillateurs plastiques** font partie des détecteurs émergeant à peine du stade expérimental pour le domaine de la dosimétrie. Il s'agit généralement de dosimètres à fibre, constitués d'une fibre optique scintillante de très petit volume (1 mm de diamètre et entre

1 mm et 1 cm de long), couplée à un photodétecteur via une fibre optique claire ([Cli00], [Bed01], [Font02-I], [Arc06]). Quelques groupes s'orientent également vers des systèmes à deux dimensions ([Boo98, [Boo00]], [Pet06]).

La dosimétrie par scintillation faisant l'objet de cette étude, les détails relatifs à cette technique seront abordés aux chapitres 3 et 4.

Les **films radiographiques** sont constitués d'une réduction de sels d'argent déposés sur un substrat. Le rayonnement ionisant entraîne l'augmentation, après développement, de la densité optique du composé et marque ainsi le substrat d'une intensité qui est une fonction (non linéaire) de la dose déposée. Les films sont fréquemment utilisés pour effectuer de la dosimétrie relative, mais présentent l'inconvénient de nécessiter un développement et d'avoir une réponse non linéaire [Dug98].

Les **films radiochromiques** sont un peu différents des films radiographiques. Ils sont composés de monomères de diacétylène qui se polymérisent au passage de rayonnement. Ce procédé présente l'avantage de ne nécessiter aucun développement et d'être moins dépendant de l'énergie. En revanche, ils requièrent une forte dose et coûtent très cher [Nir98].

Les **gels dosimétriques** sont apparus avec les gels de Frickes, utilisant une solution d'ions ferreux dans une matrice de gélatine. Présentant de gros problèmes de perte de résolution spatiale par diffusion, ce type de gel a été remplacé par des gels de monomères qui polymérisent lorsqu'ils sont irradiés [Jur00]. La lecture d'un gel se fait généralement par résonance magnétique [Mar96], mais d'autres paramètres de lectures sont considérés afin de s'affranchir de la nécessité d'un appareil de résonance magnétique (lecture laser, tomodynamométrie, imagerie ultrason, etc...).

2. Dosimétrie et Contrôle qualité en RCM

Si la dosimétrie en radiothérapie classique présente des contraintes très importantes en terme de précision, les traitements modernes évoqués plus tôt ajoutent encore deux types de difficulté :

- la complexité intrinsèque de ces plans de traitements qui introduit d'importants gradients de dose, des formes complexes et des hétérogénéités de dose dans le volume cible [Los98], mais aussi de petits champs d'irradiation, de faibles doses et des durées de traitement particulièrement élevées.
- les limitations technologiques du matériel : limites des logiciels de planification, imprécision intrinsèque des accélérateurs linéaires, positionnement du patient, fuites entre les lames du collimateur, retards dans le mouvement des lames [Buc02].

Or la complexité de ces traitements (et en particulier ceux présentant de forts gradients de dose) réclame des contrôles de qualité (CQ) pour chaque patient afin de ne pas sous-doser le volume cible ni surdoser les organes à risque au moindre décalage. Cette vérification s'effectue en contrôlant :

- 1) la bonne concordance entre ce qui est planifié et ce que l'appareil de traitement délivre effectivement.
- 2) la robustesse du plan face à de petites erreurs de positionnement.

La validation de référence, en RCMI, consiste à transposer les faisceaux d'un traitement donné sur un fantôme de géométrie simple d'eau solide ou de polyméthacrylate de méthyle (PMMA), et à comparer la distribution de dose dans un plan avec les valeurs planifiées. Les détecteurs actuels ayant tous leurs inconvénients et leurs limites, ils sont bien souvent inadaptés à ce genre de contrôle. Si bien que deux voire trois dosimètres peuvent devenir nécessaires, rendant ainsi la validation du traitement d'un seul patient extrêmement laborieuse.

2.1. Cahier des charges

Afin de mettre au point un détecteur mieux adapté aux contrôles de qualité en RCMI, il est nécessaire de faire le point sur les différentes contraintes qu'un tel détecteur se doit de respecter.

Il doit, en premier lieu, être au moins **bidimensionnel** et présenter une **bonne résolution spatiale**. Celle-ci est généralement considérée comme acceptable pour des valeurs de l'ordre

de 0.5 à 2 mm. Il doit également être **équivalent tissus** et sa réponse doit être **linéaire avec la dose** absorbée. Enfin, sa réponse doit être **indépendante du débit de dose** (c'est-à-dire de la dose délivrée par unité de temps), en raison des variations spatiales rencontrées en RCMI, et présenter une **faible dépendance angulaire**, à causes des différentes orientations que le faisceau sera amené à prendre.

2.2. État de l'art

Un certain nombre de détecteurs existent déjà sur le marché et sont utilisés pour ce type d'applications. Le détecteur parfait n'existant pas encore, tous présentent des avantages et des inconvénients que nous nous proposons de répertorier ici.

a. Les films

La dosimétrie par films est une technique bien implantée pour vérifier les distributions de dose dans un fantôme ou pour effectuer des tests de contrôle qualité de faisceaux d'irradiation. En particulier, elle joue un rôle particulier dans tous les centres où les traitements de RCMI sont implantés.

Le grain d'halogénure faisant, au maximum, 2 à 3 μm , les films présentent une grande résolution spatiale uniquement limitée par le système de lecture. Mais ils présentent aussi des inconvénients majeurs. Ils surestiment la dose aux photons de basse énergie, leur réponse est non linéaire, excepté sur une petite portion autour de 40 cGy, et ilsaturent vers 200 cGy. Il faut ajouter à cela des variabilités de l'émulsion et donc de la réponse entre les lots de films, ou même au sein du même lot, et une dépendance à la technique de développement ainsi qu'aux conditions de stockage. Il en résulte que la dosimétrie par film demande beaucoup de temps et qu'il est difficile de faire de la dosimétrie quantitative à mieux que 2 % [Dug98].

Pour permettre des irradiations plus longues, souvent requises lors des contrôles de qualité en RCMI, des **films argentiques à portée étendue** ont été développés [Est02]. Ces films neaturent qu'à partir de 700 cGy et ont une réponse linéaire avec la dose, de 0 à 350 cGy [Cha03]. Ils sont également moins dépendants au procédé de développement ainsi qu'aux photons de basse énergie. Par contre, ils sont moins sensibles, donc plus indiqués pour les vérifications de traitement entier.

Les **films radiochromiques**, quant à eux, présentent un certain nombre d'avantages sur les films argentiques : ils sont insensibles à la lumière visible et ne nécessitent pas de

développement, ce qui exclue les erreurs pouvant être introduites à ce moment là [Lau96]. Ils ont également une grande résolution spatiale mais leur sensibilité aux photons de basse énergie est moins importante. Ils ont également une meilleure équivalence à l'eau, avec un Z effectif entre 6 et 6.5 et, enfin, leur gamme d'utilisation s'étend de 10 à 100 Gy pour certains modèles et même de 50 à 2500 Gy pour d'autres [Nir98].

Néanmoins leur utilisation présente un certain nombre d'inconvénients. Il faut attendre plusieurs heures avant d'effectuer la lecture afin que la densité optique se stabilise et ils sont sensibles à la température pendant et après l'irradiation. Ils sont également sensibles à l'humidité et aux UV et présentent des effets de non uniformité spatiale. Enfin, de hautes doses sont nécessaires et les films radiochromiques sont plus chers que leurs homologues argentiques.

Tous ces facteurs font que la reproductibilité est typiquement de l'ordre de 5 % [Dug98].

b. Les matrices

Des outils permettant les vérifications 2D à l'aide de matrices de chambres d'ionisation ou de diodes silicium sont également présents sur le marché.

Les chambres à ionisations présentent l'avantage d'être robustes, précises, fiables et bien maîtrisées. Les semi-conducteurs peuvent, quant à eux, être très petits, ils sont durcis aux rayonnements, mais présentent l'inconvénient majeur de dériver fortement avec la température. L'un comme l'autre n'étant pas équivalents, leur utilisation nécessite d'importantes corrections dans toutes les configurations de faisceau.

Les matrices nécessitent également une intercalibration mesurant la sensibilité de chaque détecteur par rapport au détecteur central.

Finalement, de telles matrices peuvent être calibrées en dose pour faire des mesures absolues, mais leur résolution spatiale reste un problème.

c. Les systèmes d'imagerie portale

Les systèmes d'imagerie portale, ou EPID (pour *Electronic Portal Imaging Device*), sont des détecteurs bidimensionnels solidaires de l'accélérateur et placés à l'opposé de la source de rayonnement par rapport à l'isocentre. Bien que d'autres technologies soient parfois étudiées (chambres d'ionisation liquides [Ess96], GEMs [Iac01]...), les systèmes les plus courants sont

ceux reposant sur un écran fluorescent lu par une caméra CCD, et ceux constitués d'un écran de silicium amorphe.

Les systèmes d'imagerie portale servent généralement à plusieurs types de vérifications ([Par98], [Par00]) :

- La fluence des champs délivrés, par comparaison à celle des champs prescrits avant le traitement.
- La géométrie des champs ainsi que la dynamique des lames, avant ou pendant le traitement.

Les systèmes d'imagerie portale peuvent également être utilisés afin d'évaluer la dose, mais la conversion de l'intensité d'un pixel en dose est loin d'être directe [Ren05].

d. Les gels dosimétriques

La dosimétrie 3D est, bien évidemment, la solution la plus complète pour la vérification de traitements conformationnels, d'autant que des études sont menées pour étendre la dosimétrie par gel à des milieux inhomogènes [Wat04]. Mais malgré leur bonne résolution spatiale, la réponse des gels polymères dépend de l'exposition à la lumière et à l'oxygène, de la composition, et de la température du gel pendant la lecture. De plus, ils nécessitent généralement une IRM pour la lecture [Low99], rendant leur utilisation délicate. Si bien que les gels dosimétriques sont peu implantés et que des études sont encore nécessaires pour avoir des gels robustes et des systèmes de lecture précis.

Les principaux avantages conférant un usage aisé à un détecteur en routine clinique sont répertoriés dans le tableau II.1 pour les différents détecteurs décrits dans ce paragraphe. Bien que la liste des caractéristiques requises ne soit pas exhaustive, il montre clairement qu'aucun des dosimètres présents sur le marché n'est parfait et que tous présentent un certain nombre d'inconvénients.

	Résolution spatiale	Équivalence tissus	Linéarité de la réponse	Lecture immédiate
Films argentiques	✓	✗	✗	✗
Films radiochromiques	✓	✓	✓	✗
Matrices	✗	✗	✓	✓
Imagerie portale	✓	✗	✓	✓
Gels dosimétriques	✓	✓	✓	✗

Tableau II.1 : Récapitulatif des principales caractéristiques souhaitées pour un dosimètre.

2.3. Une nouvelle approche, le DosiMap

Comme nous le montre ce rapide descriptif du matériel présent sur le marché, il n'existe pas, à l'heure actuelle, de produit permettant une mesure précise et rapide de la distribution de dose en trois dimensions, respectant toutes les contraintes imposées par le cahier des charges décrit plus tôt. L'étude que nous allons mener ici présente un système de dosimétrie faisant un compromis acceptable entre mesure tridimensionnelle et rapidité d'exécution.

Ce système, dont le principe est illustré Figure II.14 et qui sera détaillé dans les chapitres à venir, est constitué de deux cubes de polystyrène constituant le fantôme, et d'un scintillateur plastique plan observé par une caméra CCD.

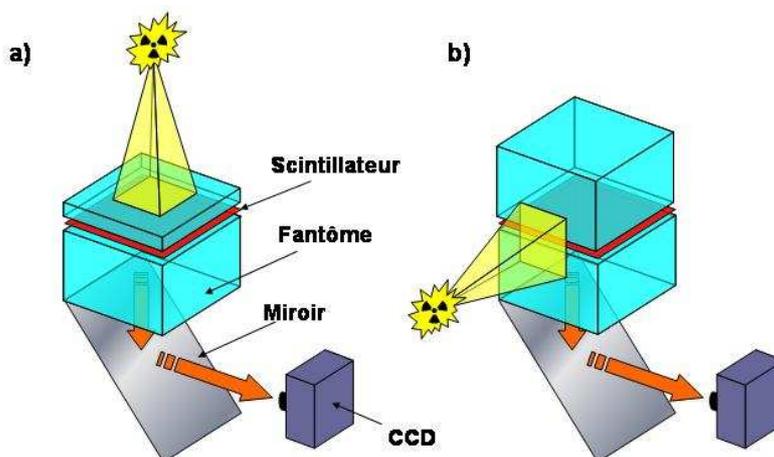


Figure II.14 : Principaux éléments composants le dispositif.

Ce système peut fonctionner selon deux modes :

- **mode (a)** : La partie supérieure du fantôme est mince (typiquement 2.5 cm pour des faisceaux de photons de 15 MV) et sert uniquement à dépasser la zone de buildup. Ce mode permet de vérifier les faisceaux un à un en irradiation verticale, perpendiculairement au plan du scintillateur.
- **mode (b)** : La partie supérieure du fantôme est identique à la partie inférieure. Dans ce mode, le faisceau peut tourner autour du fantôme afin de lui délivrer l'ensemble du traitement. De plus une motorisation permet de translater l'ensemble du système (fantôme, scintillateur, miroir et caméra) verticalement. Ceci permet de déplacer le plan du scintillateur dans le champ du faisceau et, ainsi, de reconstruire plan par plan la distribution de dose en trois dimensions.

Quel que soit le mode utilisé, la mesure de la distribution de dose, dans le plan du scintillateur, est idéalement effectuée en quatre étapes principales (indexées de ❶ à ❹ dans la Figure II.15). Nous allons donc passer en revue ces étapes, les précisions qu'elles appellent, ainsi que les problèmes, inhérents à la dosimétrie par scintillateur plastique (indexés de ❺ à ❿), que nous aurons à étudier (et à résoudre !) au cours de ce travail.

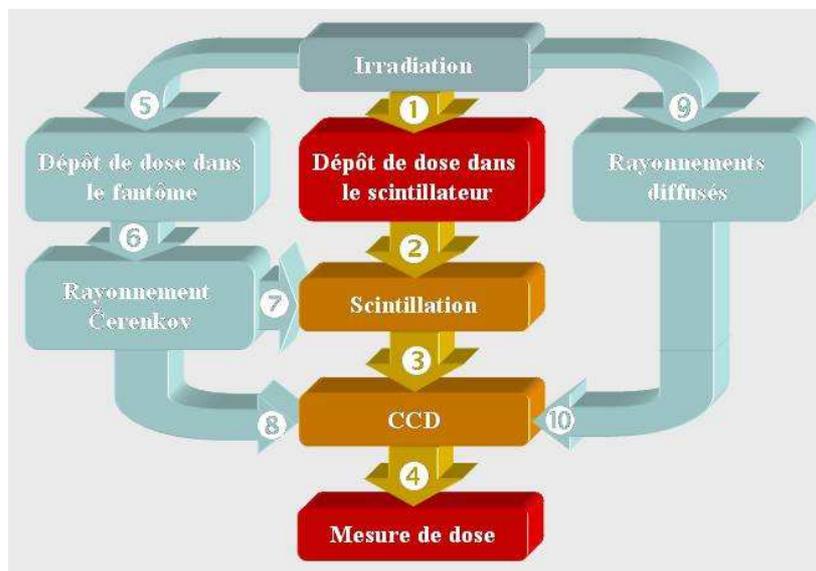


Figure II.15 : Evènements résultant de l'irradiation et conduisant à la mesure de dose.

Au cours de l'irradiation, le faisceau délivre une distribution de dose au scintillateur ❶, qui dépend des configurations d'irradiation (taille du champ, distance source-surface, orientation du faisceau...), et que nous voulons déterminer. Les scintillateurs plastiques présentant la

propriété d'émettre de la lumière lorsqu'ils sont irradiés, ce dépôt de dose se traduit par l'émission de photons de scintillation ❷, dont la quantité est proportionnelle à la dose déposée. La distribution lumineuse résultante est alors lue par la caméra CCD ❸, puis transcrite en distribution de dose dans le plan du scintillateur ❹.

Cet enchaînement de processus, à priori très simple, réclame, néanmoins, un certain nombre de précisions. En effet, s'il est communément admis que la réponse lumineuse des scintillateurs plastiques est proportionnelle à la dose qu'ils ont reçue, il reste nécessaire de le vérifier. De même, il convient de s'assurer que la quantité de lumière, ainsi produite, est suffisante pour être détectée, et que son spectre d'émission est adapté à l'efficacité spectrale du détecteur. Ces quelques points, et la réponse des scintillateurs plastiques en général, feront donc l'objet d'une étude approfondie au *chapitre 3*.

La réponse des scintillateurs plastiques ne constitue pas le seul point critique dans la conception du DosiMap. En effet, l'irradiation du dispositif affecte également le fantôme ❺, dans lequel les électrons mis en mouvement vont générer du rayonnement Čerenkov ❻. Or ce rayonnement va avoir deux conséquences majeures sur la mesure de dose. D'une part, en raison de sa large étendue spectrale, il va exciter le scintillateur et ainsi générer de la scintillation ❼. Cette scintillation sera alors mesurée par la caméra et interprétée, à tort, comme relative à la dose déposée dans le scintillateur. D'autre part, le rayonnement Čerenkov lui-même va se mélanger à la lumière de scintillation et être mesurée par la caméra ❸. Si rien n'est mis en œuvre pour distinguer les deux contributions lumineuses, le rayonnement Čerenkov sera, lui aussi interprété comme de la dose. Nous consacrerons donc le *chapitre 4* au rayonnement Čerenkov, à ses différents effets sur la mesure de la dose, et aux moyens de supprimer sa contribution à la mesure de dose.

A ceci s'ajoute la difficulté d'effectuer des mesures en milieu ionisant. En effet, la production du faisceau par l'accélérateur, puis l'irradiation du fantôme, diffusent des rayonnements ionisants dans toute la salle de traitement ❾. Or ces rayonnements diffusés sont souvent très énergétiques et génèrent des impacts au niveau du capteur CCD. Ces impacts vont, non seulement parasiter la mesure de dose au niveau des pixels touchés ❿, mais également détériorer le capteur à plus ou moins long terme. Le *chapitre 5* sera donc dédié à l'étude de ces rayonnements diffusés, ainsi qu'à leurs conséquences tant au niveau de la mesure de dose, que pour le vieillissement de la caméra.

Enfin, une fois tous ces problèmes résolus, nous aborderons, au **chapitre 6**, la calibration en dose du DosiMap ④, permettant de traduire une distribution lumineuse en distribution de dose, ainsi que les mesures de dose effectuées à l'aide du dispositif.

Chapitre 3 : Etude de divers scintillateurs plastiques pour la dosimétrie

Comme cela a été présenté au paragraphe 2.3 du chapitre précédent, le DosiMap repose sur l'utilisation d'un scintillateur plastique qui convertit l'énergie déposée par les rayonnements ionisants en lumière visible. Etant donné les contraintes dosimétriques évoquées plus tôt, notamment en terme de précision sur la mesure de la dose, il est essentiel de maîtriser parfaitement tous les éléments du dispositif et, en premier lieu, la scintillation.

De manière générale, les mesures de rayonnements par scintillation exigent un certain nombre de qualités de la part du scintillateur. Tout d'abord, son efficacité de scintillation (ou rendement lumineux), c'est-à-dire le nombre de photons produits par unité d'énergie absorbée, doit être suffisamment grande pour que la lumière émise soit détectable. Ce nombre doit également être proportionnel à l'énergie déposée par la particule incidente. Enfin, son spectre d'émission doit être adapté à l'efficacité spectrale du photodétecteur, et sa réponse doit être rapide, afin de conserver l'équivalence entre un événement de scintillation et le dépôt d'énergie qui est à son origine.

Dans le cadre de la dosimétrie, en plus des contraintes déjà citées, le scintillateur utilisé doit être aussi semblable que possible (en terme de densité et de réponse aux rayonnements) au milieu de référence de la radiothérapie : l'eau.

Face à toutes ces exigences, les scintillateurs plastiques présentent des caractéristiques très favorables pour la radiothérapie. En effet, ils sont équivalent-tissus, et il est communément admis que leur réponse est linéaire pour les électrons de plus de 125 keV.



Figure III.1 : scintillateurs étudiés.

Le scintillateur étant l'élément de base de notre dispositif, il a fallu le choisir de façon rigoureuse. Nous avons donc sélectionné six scintillateurs plastiques dans trois domaines d'émission différents (bleu, vert et rouge), provenant de deux fabricants (Bicron et Amcrys-H). Le tableau III.1, contient les informations fournies par les constructeurs :

- Le solvant utilisé. A savoir du polyvinyltoluène (PVT) ou du polystyrène (PS).
- Le rendement lumineux du scintillateur normalisé à celui de l'Anthracene, soit 16 photons/keV.
- La longueur d'onde de l'émission maximale, λ_{max} .
- Les temps de montée, τ_r , et de descente, τ_d du signal de scintillation.

Tableau III.1 : Données des constructeurs pour les scintillateurs étudiés.

	Scintillateur	Solvant	Rendement lumineux (% Anthracene)	λ_{max} (nm)	τ_r (ns)	τ_d (ns)
BICRON	BC-408	PVT	64	425	0.9	2.1
	BC-428	PVT	36	480	1.6	12.5
	BC-430	PVT	45	580	3.2	16.8
AMCRYS-H	UPS-89	PS	65	418	0.9	2.4
	UPS-974	PS	53	480	0.9	
	UPS-974R	PS				

Il apparaît, à la lecture de ce tableau, que si les données fournies par Bicron sont relativement complètes, il n'en va pas de même pour les scintillateurs de Amcrys-H. De plus, et contrairement à Bicron, ce dernier ne fournit pas le spectre d'émission de ses scintillateurs, information pourtant nécessaire à notre étude. Enfin, aucune mesure n'existe, quant à la linéarité du rendement lumineux de ces scintillateurs.

Nous étudierons donc dans ce chapitre les propriétés dosimétriques de ces scintillateurs, ainsi que leur rendement lumineux, leurs spectres d'émission et d'excitation, ainsi que leur temps de réponse. Nous comparerons alors les résultats obtenus pour chaque scintillateur afin de sélectionner celui correspondant le mieux à nos besoins.

A. Réponse dosimétrique, équivalence tissu

Parce qu'un être humain est constitué à 70 % d'eau, celle-ci constitue le milieu de référence en radiothérapie. Il en résulte que la quasi-totalité des contrôles de qualité en radiothérapie sont effectués dans l'eau ou dans des matériaux similaires aux tissus mous, dits équivalents tissus. Cette équivalence aux tissus implique, en premier lieu, une masse volumique similaire à celle de l'eau, mais également une composition chimique lui assurant une réponse aux

rayonnements ionisants comparable. Sont indiquées dans le tableau III.2, les densités volumiques et la composition chimique des deux solvants entrant dans la composition de nos scintillateurs. Ces données ainsi que celles de tous les matériaux d'intérêt en dosimétrie sont référencés dans l'ICRU-44.

Nom	Densité volumique (g/cm ³)	Composition (Z : fraction de la masse)
Eau	1	1 : 0.111898 8 : 0.888102
PS	1.06	1 : 0.077421 6 : 0.922579
PVT	1.032	1 : 0.085000 6 : 0.915000

Tableau III.2 : Composition chimique et densité volumique de l'eau, du PS et du PVT.

Ce tableau montre bien que les densités des deux solvants sont proches de celle de l'eau, mais qu'ils ne contiennent pas d'oxygène. Nous allons voir, par la suite, que malgré cela ces scintillateurs plastiques sont bien équivalents à l'eau.

1. Réponse aux électrons

La réponse des scintillateurs plastiques aux électrons est comparée à celle de l'eau grâce au rapport de leur pouvoir d'arrêt massique à celui de l'eau.

La Figure III.2, présentée ci-dessous, nous permet de constater que, pour le PS comme pour le PVT, non seulement l'écart moyen relatif à l'eau dépasse à peine 5 % en dessous de 20 MeV, mais en plus que l'écart entre le pouvoir d'arrêt à 20 MeV et celui à 1 MeV ne dépasse pas 3 %, ce qui est tout à fait satisfaisant.

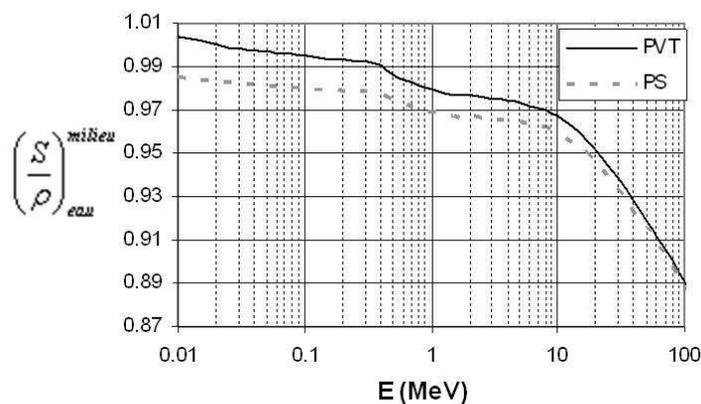


Figure III.2 : Pouvoir d'arrêt relatif à l'eau des deux solvants étudiés, pour des électrons d'énergies variant de 10 keV à 100 MeV (données NIST).

2. Réponse aux photons

La réponse des scintillateurs plastiques aux photons est, quant à elle, comparée à celle de l'eau, grâce au rapport de leur coefficient d'absorption massique à celui de l'eau, représenté Figure III.3.

Ces rapports, très éloignés de 1 à basse énergie, se stabilisent autour de 0.96 au-delà d'une centaine de keV, avant de redescendre progressivement à 0.9 vers 20 MeV. Ils sont donc très défavorables à basse énergie, mais les spectres X, issus des accélérateurs, présentant un maximum vers le quart ou le tiers de l'énergie d'accélération, la grande majorité des photons produits se situe entre quelques centaines de keV et 5 ou 6 MeV, là où les valeurs restent constantes à 4 % près.

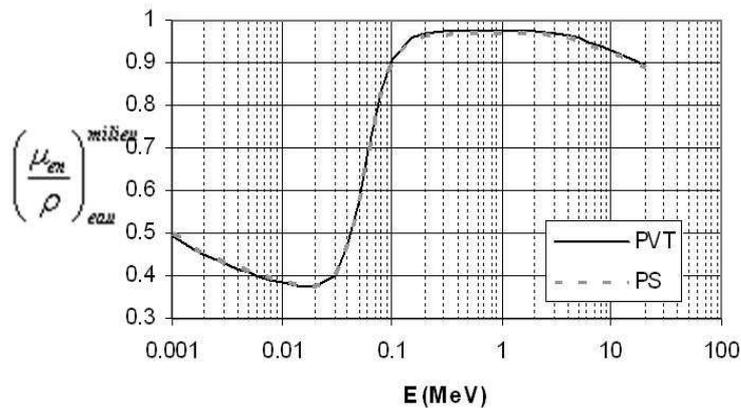


Figure III.3 : Coefficient d'absorption massique d'énergie relatif à l'eau des deux solvants étudiés, pour des photons d'énergies variant de 1 keV à 20 MeV (données NIST).

Donc, si l'équivalence eau des scintillateurs plastiques est problématique pour la dosimétrie à basse énergie, faisant ainsi l'objet d'un certain nombre d'études ([Kir99], [Wil99]), ce n'est pas le cas en radiothérapie, puisque leur réponse dosimétrique n'est influencée ni par la nature, ni par l'énergie des particules incidentes dans une limite de précision de 5 %.

B. Spectre d'émission et rendement lumineux

Les scintillateurs plastiques semblent donc particulièrement bien appropriés à la dosimétrie en radiothérapie, car ils permettent d'obtenir une mesure de dose sans correction en photon comme en électron. Dans notre cas, il faut cependant réaliser des études supplémentaires. En effet, la connaissance du spectre d'émission des scintillateurs est essentielle à notre étude afin

de l'adapter à l'efficacité spectrale du photodétecteur, mais aussi aux contraintes de la dosimétrie optique : présence de rayonnement Čerenkov, (que nous aborderons au chapitre suivant), spectre d'atténuation du fantôme, etc.

1. Mécanismes de scintillation des scintillateurs plastiques

Dans le cas des scintillateurs plastiques, la scintillation est produite par un dopant (dit primaire) dissout dans un solvant organique [Art05] L'énergie d'un rayonnement ionisant est, dans un premier temps, absorbée par les molécules du solvant, avant d'être communiquée aux molécules du dopant. Celles-ci se désexcitent alors en émettant des photons de scintillation, généralement autour de 430 nm.

Des dopants secondaires sont ajoutés à la solution afin de décaler la scintillation vers des longueurs d'ondes plus élevées ([Pér94], [Wil99]). Ces dopants secondaires absorbent alors les photons de scintillation primaire pour réémettre, ensuite, des photons de scintillation secondaire, de longueur d'onde plus élevée.

2. Mesure des spectres d'émission

Les spectres d'émission des six scintillateurs étudiés ont été mesurés à l'aide d'un spectromètre fibré à CCD refroidi (BTC111E de BWTEK), dont le domaine de mesure s'étend d'environ 300 nm à 700 nm, et qui possède une résolution de 2.783 nm à 437 nm. Ces spectres ont été obtenus en plaçant les scintillateurs dans un faisceau de RX de 120 kV, et d'une intensité de 5 mA. Afin d'obtenir la plus grande intensité lumineuse possible, les scintillateurs étaient placés à environ 1 cm de la sortie faisceau, et les spectres ont été intégrés sur 1 min.

Des scintillateurs de grandes dimensions (de l'ordre de 98 cm³) ont été choisis. Cela permet d'éviter des décalages en longueur d'onde incomplets par les dopants secondaires, qui ont été observés par les groupes ayant étudié des échantillons de petit volume (inférieur à 1 cm³) ([Boe93], [Arn96]).

La reproductibilité du montage expérimental a été évaluée à environ 0.8 %. Les spectres mesurés, corrigés du spectre de transmission de la fibre optique, ainsi que les rendements lumineux, normalisés à celui du BC-408 sont présentés Figure III.4 et Tableau III.3 :

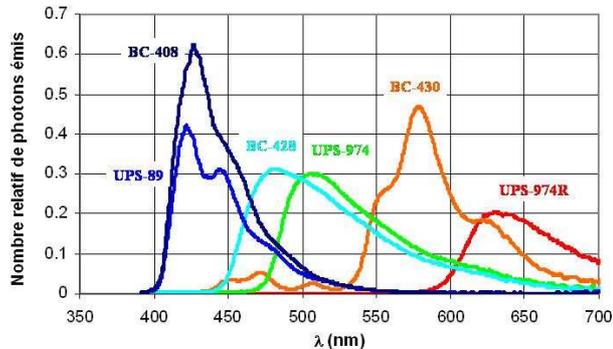


Figure III.4 : Spectres d'émission des différents scintillateurs mesurés sous RX.

Scintillateur	Rendement lumineux (% Anthracène)
BC-408	64
BC-428	72
BC-430	79
UPS-89	45
UPS-974	63
UPS-974R	40

Tableau III.3 : Rendements lumineux normalisés à l'anthracène.

De manière générale, ces spectres sont assez "lisses" et ne présentent pas les pics multiples, caractéristiques des décalages en longueur d'onde incomplets. Seul le spectre du BC-430 présente des décalages plus marqués (vers 550, 580 et 625 nm), ainsi que des pics de faible intensité aux alentours de 450, 480 et 510 nm.

Les mesures montrent que les spectres expérimentaux des scintillateurs Bicron, sont assez proches de ceux fournis par le fabricant.

Les rendements lumineux, quant à eux, sont assez éloignés des données fournies par Bicron et Amcrys-H.

Nous allons, par la suite, définir le scintillateur le mieux adapté à notre étude.

C. Linéarité du rendement lumineux

Comme nous l'avons précisé précédemment, il est essentiel que la quantité de lumière émise par le scintillateur soit proportionnelle à la dose déposée dans celui-ci, quelles que soient la nature ou l'énergie du rayonnement incident. Les principales étapes de cette production de scintillation sont illustrées par la Figure III.5, pour des électrons, d'énergie cinétique E , ou des photons d'énergie $h\nu$.

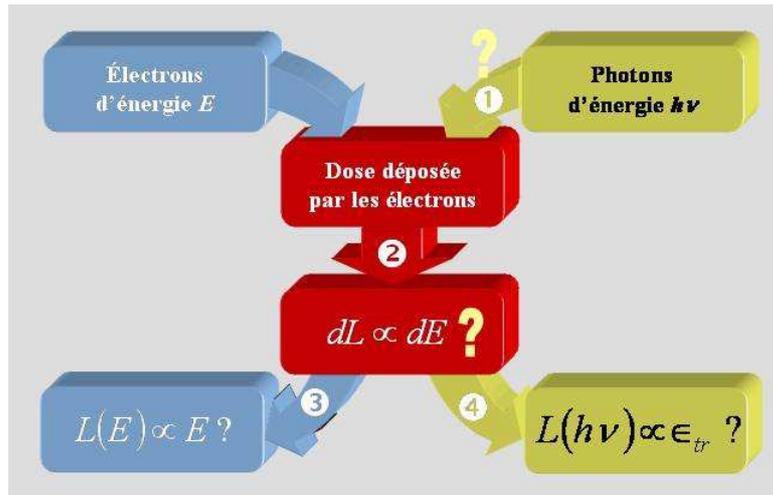


Figure III.5 : Dépôt de la dose et production de scintillation, dans le cas d'électrons ou de photons.

Dans le cas des électrons, ceux-ci déposent progressivement leur énergie dans le scintillateur, produisant ainsi dL photons de scintillation par unité d'énergie dE déposée (❷). Si le scintillateur est suffisamment grand par rapport au parcours des électrons, la quantité totale L de lumière produite correspond donc à l'ensemble des photons produits sur le parcours des électrons (❸).

Dans le cas des photons, c'est un peu plus complexe. En effet, ces photons transfèrent tout d'abord une partie de leur énergie, ϵ_{tr} , aux électrons du milieu (❶). Ce sont alors ces électrons secondaires qui déposent leur énergie dans le scintillateur, produisant ainsi de la lumière (❸). La quantité totale de scintillation L produite correspond donc, ici aussi, à l'ensemble des photons produits sur tout le parcours des électrons secondaires (❹).

Dans les deux cas, le dépôt de dose, et donc la production de scintillation, est effectué en grande partie par les électrons (primaires ou secondaires). La linéarité entre l'énergie déposée dans le scintillateur et la quantité totale de lumière produite nécessite donc, en premier lieu, que la réponse des scintillateurs plastiques soit linéaire aux électrons (❸). C'est ce que nous aurons à déterminer dans un premier temps.

Dans le cas des photons, avant de pouvoir statuer sur la linéarité entre quantité de scintillation produite et énergie déposée dans le scintillateur, il faut également déterminer l'énergie transférée aux électrons, ϵ_{tr} . C'est un deuxième point que nous aurons à résoudre.

Nous aborderons donc au paragraphe 1 les différents formalismes qui nous permettront de traiter ce problème. Nous verrons tout d'abord le modèle de Birks, couramment utilisé pour décrire le rendement lumineux en fonction du pouvoir d'arrêt des électrons (❷), puis le formalisme de Klein-Nishina qui nous permettra de calculer l'énergie moyenne transférée par des photons aux électrons du milieu (❶).

Nous verrons ensuite, aux paragraphes 2 et 3, la méthode expérimentale qui a été utilisée pour déterminer la réponse des différents scintillateurs plastiques aux électrons (❷).

Enfin, la réponse des six scintillateurs plastiques étudiés, aux électrons et aux photons, sera présentée au paragraphe 4.

1. Mesure des rendement lumineux, réponse aux électrons et aux photons

1.1. Quenching et modèle de Birks

Le modèle le plus couramment employé pour décrire le rendement lumineux, que nous utiliserons dans ce chapitre, est celui proposé par Birks ([Bir61]). Il relie la quantité de scintillation produite par unité de parcours, dL/dx , à l'énergie déposée par une particule incidente, dE/dx , sur cette même unité de parcours. Ce modèle repose sur l'hypothèse qu'une haute densité d'ionisation sur le trajet d'une particule ionisante, notamment dans le cas de particules de haut TEL (ions, ou électrons de basse énergie par exemple), conduit à un excès local de molécules excitées, voire endommagées, dont découle une baisse de l'efficacité de scintillation, aussi appelée quenching d'ionisation.

En l'absence de quenching, le rendement lumineux est proportionnel au transfert d'énergie de la particule incidente :

$$\frac{dL}{dx} = A \cdot \frac{dE}{dx} \quad \text{Eq. III.1}$$

où A est l'efficacité de scintillation.

Dans ce cas, la quantité totale de lumière générée par une particule est proportionnelle à l'énergie déposée par celle-ci.

Cependant, pour tenir compte des phénomènes de quenching apparaissant aux hauts TEL, la relation III.1 devient :

$$\frac{dL}{dx} = \frac{A \cdot \frac{dE}{dx}}{1 + kB \cdot \frac{dE}{dx}} \quad \text{Eq. III.2}$$

avec kB le coefficient de quenching, caractérisant la non linéarité du rendement lumineux.

En conséquence, en présence de quenching, la quantité de lumière produite par une particule n'est plus proportionnelle à cette énergie E , mais est reliée à son pouvoir d'arrêt par la relation suivante :

$$L(E) = \int_0^E \frac{A}{1 + kB \frac{dE}{dx}} dE \quad \text{Eq. III.3}$$

1.2. Réponse aux photons de basse énergie

Le cas des photons est plus complexe puisque l'énergie est déposée par les électrons secondaires. Néanmoins, connaissant la réponse d'un scintillateur aux électrons, nous pouvons en déduire la linéarité de la quantité de scintillation produite, par rapport à la dose déposée dans le scintillateur. Il faut, pour cela, commencer par déterminer l'énergie cédée par les photons aux électrons secondaires. A défaut de mesurer cette quantité, nous pouvons la calculer à l'aide du formalisme de l'effet Compton. En effet, si cette interaction est majoritaire (ce qui est le cas à partir de quelques dizaines de keV), la distribution angulaire de ces interactions est régie par la relation de Klein-Nishina vue au chapitre 1 (Eq. I.7).

Or la **section efficace différentielle** donnée par cette équation, pour des photons d'énergie initiale $h\nu$, diffusés à un angle θ , par unité d'angle solide et par électron du milieu, peut être écrite sous la forme suivante ([Att86]) :

$$\frac{d_e \sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \beta^2 \left(\frac{1}{\beta} + \beta - \sin^2 \theta \right) \text{cm}^2 \cdot \text{sr}^{-1} \cdot e^{-1} \quad \text{Eq. III.4}$$

avec r_0 le rayon classique de l'électron,

et $\beta = \frac{h\nu'}{h\nu}$, $h\nu'$ étant l'énergie du photon diffusé.

La section efficace totale de diffusion Compton, par électron du milieu, peut alors être déduite de cette expression par intégration sur θ :

$${}_e\sigma = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{\text{Ln}(1+2\alpha)}{\alpha} \right] + \frac{\text{Ln}(1+2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\} \quad \text{Eq. III.5}$$

avec $\alpha = \frac{h\nu}{m_0c^2}$, et m_0 est la masse de l'électron.

Nous savons également que la **section efficace du transfert d'énergie** aux électrons du milieu, par unité d'angle solide, est donnée par la relation suivante :

$$\begin{aligned} \frac{d_e\sigma_{tr}}{d\Omega} &= \frac{d_e\sigma}{d\Omega} \times \frac{T}{h\nu} = \frac{d_e\sigma}{d\Omega} \times \frac{h\nu' - h\nu}{h\nu} = \frac{d_e\sigma}{d\Omega} \times (1 - \beta) \\ &= \frac{r_0^2}{2} \beta^2 \left(\frac{1}{\beta} + \beta - \sin^2 \theta \right) (1 - \beta) \end{aligned} \quad \text{Eq. III.6}$$

De la même manière que pour la section efficace totale d'interaction Compton, la section efficace totale de transfert d'énergie peut donc être calculée par intégration sur θ :

$$\begin{aligned} {}_e\sigma_{tr} &= 2\pi r_0^2 \left[\frac{2(1+\alpha)^2}{\alpha^2(1+2\alpha)} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} - \frac{(1+\alpha)(2\alpha^2 - 2\alpha - 1)}{\alpha^2(1+2\alpha)^2} \right. \\ &\quad \left. - \frac{4\alpha^2}{3(1+2\alpha)^3} - \left(\frac{1+\alpha}{\alpha^3} - \frac{1}{2\alpha} + \frac{1}{2\alpha^3} \right) \text{Ln}(1+2\alpha) \right] \end{aligned} \quad \text{Eq. III.7}$$

Nous pouvons donc, finalement, en déduire l'**énergie moyenne transférée** aux électrons du scintillateur par interaction Compton, par des photons d'énergie $h\nu$. Il s'agit tout simplement du rapport de la section efficace de transfert d'énergie et de la section efficace d'interaction Compton :

$$\bar{T}(h\nu) = \frac{2\pi \int_0^\pi \frac{d_e\sigma}{d\Omega} T \sin \theta \cdot d\theta}{2\pi \int_0^\pi \frac{d_e\sigma}{d\Omega} \sin \theta \cdot d\theta} = h\nu \frac{{}_e\sigma_{tr}}{{}_e\sigma} \quad \text{Eq. III.8}$$

Connaissant à présent l'énergie laissée aux électrons, il ne reste plus qu'à déterminer la **quantité de lumière moyenne** produite par ces électrons d'énergie cinétique moyenne \bar{T} . Celle-ci se déduit du modèle de Birks présenté au paragraphe précédent :

$$\bar{L}(h\nu) = \frac{2\pi \int_0^\pi \frac{d_e \sigma}{d\Omega} L(T) \sin \theta \cdot d\theta}{e \sigma} \quad \text{Eq. III.9}$$

avec :

$$L(T) = \int_{E=0}^T \frac{A}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \cdot dE \quad \text{Eq. III.10}$$

Nous utiliserons donc ce formalisme, au paragraphe 4, pour calculer l'énergie moyenne déposée par des photons d'énergie $h\nu$ dans le scintillateur, ainsi que la quantité de scintillation produite pour chaque scintillateur, en fonction de ses paramètres de linéarité aux électrons. Cela nous permettra alors de déterminer la linéarité de la réponse de chacun d'entre eux aux photons, et en particulier aux photons de basse énergie.

2. Mesure du rendement lumineux par coïncidences Compton

Nous devons donc, tout d'abord, mesurer le rendement lumineux des scintillateurs pour des électrons d'énergie inférieure à environ 200 keV. En effet, cette gamme en énergie permet de couvrir la quasi-totalité des pouvoirs d'arrêts des électrons (cf. Figure I.1). Le rendement lumineux étant une fonction du pouvoir d'arrêt, d'après le modèle de Birks (Eq. III.2), son étude entre 0 et 200 keV est donc équivalente à la même étude jusqu'à 1 GeV.

L'idée semblant la plus naturelle pour mesurer la réponse des scintillateurs aux électrons, consiste à utiliser une source monoénergétique d'électrons, pour exciter le scintillateur étudié, et à mesurer le nombre moyen de photons de scintillation produits, à l'aide d'un photodétecteur. L'étude s'effectuant à très basse énergie (en dessous de 200 keV), les électrons ont un parcours extrêmement faible (environ 45 μm pour des électrons de 50 keV par exemple) et vont en fait produire l'essentiel de la scintillation à la surface du scintillateur. La photodétection de cette lumière sera donc fortement biaisée par les défauts de surface du scintillateur.

L'utilisation d'une source externe d'électrons de basse énergie est donc impossible et impose que les électrons à l'origine de la scintillation soient "produits" à l'intérieur même du scintillateur. Deux groupes ont présenté, en 1994, deux variantes d'une technique basée sur la mesure de l'énergie d'électrons mis en mouvement par effet Compton, dans le volume du scintillateur ([Pér94] et [Val94]).

C'est cette technique que nous avons utilisée et que nous allons décrire ci-après.

2.1. Description qualitative de la méthode

a. Génération d'une source interne d'électrons

La méthode consiste donc à produire des interactions Compton dans le scintillateur à l'aide d'une source de photons monoénergétique d'énergie $h\nu$ (Figure III.6). Les électrons mis en mouvement dans le scintillateur par ces interactions, en déposant leur énergie, génèrent alors une quantité de scintillation qui dépend de leur énergie cinétique. Il s'agit ensuite de sélectionner l'énergie des électrons. Cela peut être fait en mesurant, en coïncidence, l'énergie du photon diffusé (à l'aide d'un détecteur Germanium hyper pur - HPGe) avec la quantité de scintillation produite par l'électron issu de la diffusion (à l'aide d'un photodétecteur). Grâce à la conservation de l'énergie, la sélection des photons diffusés d'énergie $h\nu'$ fixée est équivalente à la sélection d'électrons monoénergétiques, d'énergie $E = h\nu - h\nu'$, mis en mouvement dans le volume du scintillateur.

La mesure de la scintillation donnera alors la quantité de lumière produite par un électron de cette énergie.

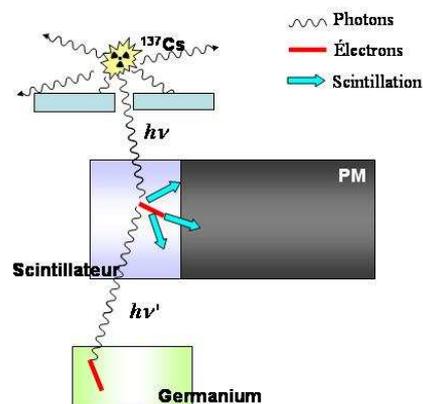


Figure III.6 : Principe de mesure en coïncidence de l'énergie du photon diffusé et de la quantité de scintillation produite dans le cadre d'une diffusion Compton.

b. Sélection en énergie des électrons

Deux techniques sont possibles pour sélectionner les photons diffusés d'énergie $h\nu'$: soit une sélection angulaire, soit une sélection énergétique.

La **sélection angulaire** des photons diffusés, illustrée Figure III.7, est la première à avoir été proposée ([Val94]). Elle consiste à placer le détecteur Germanium à un angle θ par rapport à l'axe source-scintillateur, et présente l'intérêt majeur de s'affranchir, par la connaissance de l'angle θ et de la mesure de $h\nu'$, des diffusions multiples qui peuvent survenir dans le scintillateur (Figure III.8). En effet, dans le cas d'une diffusion multiple, l'énergie du photon diffusé permet de remonter à l'énergie cédée aux électrons du milieu, mais pas à l'énergie individuelle de chacun d'entre eux. Or en raison même de cette non linéarité que nous cherchons à mesurer, la quantité de scintillation produite par l'ensemble de ces électrons n'est pas la même que celle produite par un seul électron, porteur de la même énergie globale.

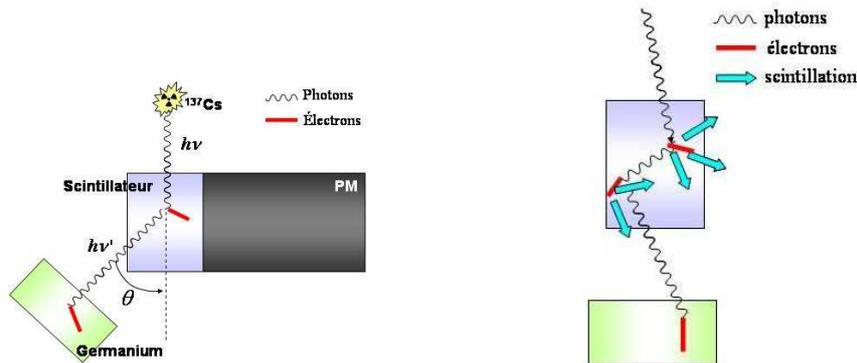


Figure III.7 : Sélection angulaire.

Figure III.8 : Exemple d'une interaction double survenue dans le scintillateur.

Cette technique impose néanmoins que la source de photons soit parfaitement collimatée, car une résolution en énergie de l'ordre de 3 ou 4 keV exige une résolution en angle d'environ 0.7° . Ceci diminue drastiquement à la fois le flux de rayonnement atteignant le scintillateur et le taux de détection, rendant, par conséquent, cette méthode très difficilement réalisable.

Nous avons donc choisi d'effectuer une **sélection énergétique** des photons diffusés ([Pér94]). Pour ce faire, le détecteur HPGe est simplement placé dans l'axe source-scintillateur, comme dans la Figure III.6. La sélection se fait alors directement sur la mesure de l'énergie du photon diffusé. Cette géométrie favorise la détection des faibles angles de diffusion, et donc des

électrons de faible énergie, mais ne permet pas de distinguer les interactions simples des interactions multiples. C'est donc une méthode plus simple à mettre en œuvre que la précédente, mais qui nécessite une bonne résolution sur l'énergie du photon diffusé et une analyse plus élaborée pour discriminer les différents types d'évènements enregistrés (interactions multiples, dépôt d'énergie partiel du photon diffusé dans le détecteur de gammas, etc.). Tous ces points seront détaillés dans le paragraphe suivant.

3. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental que nous avons mis en œuvre est composé d'une source radioactive émettant des rayons γ monoénergétiques, de deux tubes photomultiplicateurs (PM) placés de part et d'autre du scintillateur, d'un détecteur Germanium, et d'un système d'acquisition en coïncidence. Tous ces éléments sont décrits ci-dessous.

3.1. La source radioactive

La source de photons excitatrice est une source de ^{137}Cs , émettrice de γ de 662 keV, présentant une activité d'environ 330 kBq. A cette énergie, les photons interagissent majoritairement par effet Compton dans le PVT comme dans le PS, et les électrons mis en mouvement ont une énergie cinétique qui s'étend de 0 à 477 keV. Le domaine nous intéressant plus particulièrement, de 0 à 200 keV, correspond aux angles de diffusions des photons s'étendant de 0 à 50°.

3.2. Le scintillateur, dimensionnement

La taille de l'échantillon étudié a une très grande importance dans l'étude du scintillateur. Nous avons déjà vu que si elle est insuffisante, les transferts d'énergie aux dopants secondaires peuvent être incomplets.

Dans le cas de notre étude du rendement lumineux, les efficacités d'interaction dans les scintillateurs plastiques sont relativement faibles. Le volume du scintillateur doit donc être suffisamment grand afin d'augmenter le nombre d'interactions primaires. Mais d'un autre côté, un trop grand volume va favoriser les interactions multiples, que notre méthode de mesure ne permet pas d'éliminer. Différentes tailles de scintillateur ont donc été simulées afin

de déterminer le meilleur compromis possible entre quantité d'interactions simples et quantité d'interactions multiples.

La forme du scintillateur a été choisie cylindrique afin de faciliter son couplage au PM. Son volume a alors été ajusté en modifiant de concert son diamètre et sa longueur (tous deux étant égaux). La source radioactive a été placée quasiment au contact du scintillateur (à 1 mm) afin de maximiser la quantité d'interactions, et le détecteur Germanium a été placé à 5 mm du scintillateur afin d'optimiser l'angle solide (Figure III.9). Les proportions d'interactions simples et multiples ont alors été évaluées par simulations Monte Carlo, à l'aide du code MCNP (Figure III.10).

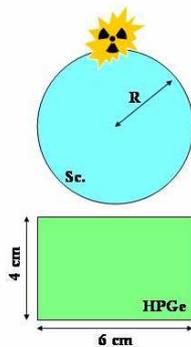


Figure III.9 : Géométrie du dispositif simulé pour le dimensionnement du scintillateur. Le paramètre d'ajustement, R, représente à la fois le rayon et la demi-longueur du scintillateur.

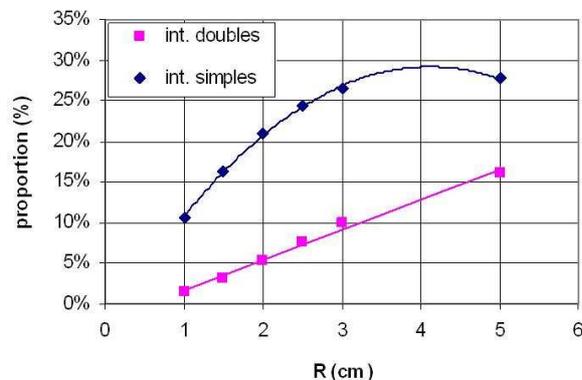


Figure III.10 : Proportion d'interactions simples et doubles, normalisée au nombre total d'évènements générés.

Les simulations ont montré que la proportion d'interactions doubles croît linéairement avec le rayon du scintillateur alors que la proportion de diffusions uniques, qui nous intéresse, tend à saturer au-delà d'un rayon de 2.5 cm. Le bénéfice d'un volume important tend alors à s'atténuer.

Le rayon et la demi-longueur du scintillateur ont donc été fixés à 2.5 cm. Dans cette configuration, environ 65 % des photons émis par la source n'interagissent pas avec le scintillateur, 25 % des photons subissent une seule diffusion Compton, et 7.6 % subissent des interactions doubles, ce qui représente environ un tiers des interactions simples. Les interactions de multiplicité supérieure à deux, quant à elles, sont de moindre importance.

En addition à ceci, la surface latérale des scintillateurs a été peinte en blanc pour optimiser la collection de lumière.

3.3. Les photodétecteurs

Dans ces conditions expérimentales pour les électrons de basse énergie, et en particulier pour les scintillateurs plastiques, le nombre moyen de photons émis reste très bas et la probabilité d'émission de 0 photons est loin d'être négligeable. La connaissance de cette probabilité est indispensable pour calculer le nombre moyen de photons émis. Or l'utilisation d'un seul photodétecteur ne permet pas d'obtenir cette probabilité à 0 photons, si les mesures en coïncidences sont déclenchées par la détection d'au moins un photon... Un deuxième photodétecteur a donc été utilisé, en vis-à-vis par rapport au scintillateur, de telle façon qu'un des détecteurs serve de déclencheur au second.

Les photodétecteurs utilisés sont des tubes photomultiplicateurs XP 2233 fabriqués par Photonis, dont la sensibilité couvre le domaine spectral de nos 6 scintillateurs (Figure III.11). Ces PM présentent un courant d'obscurité d'environ 3000 évènements par seconde.

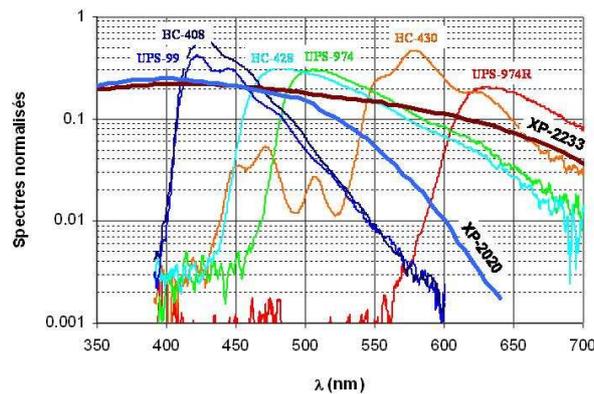


Figure III.11 : Spectres de scintillation normalisés à 1 photon et spectres d'efficacité quantique des PM XP 2233 et XP 2020.

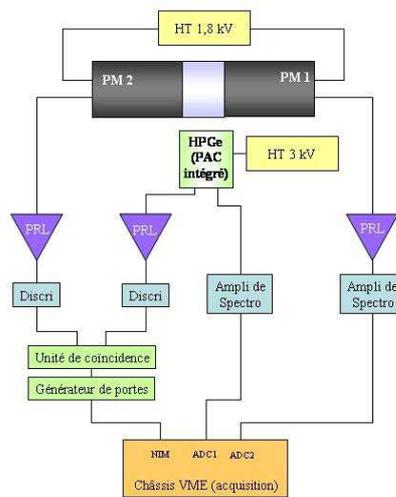
3.4. Le détecteur Germanium

La résolution optimale du Germanium Hyper pur, utilisé ici, est de 1.6 keV à 662 keV, et ce pour un temps de mise en forme de 10 μ s. Or le temps de mise en forme joue également un rôle, puisqu'il détermine la durée de la fenêtre de coïncidence, une durée trop longue favorisant des coïncidences fortuites. Un compromis entre temps de mise en forme et résolution a donc été fait en baissant ce temps de mise en forme à 2 μ s, pour lequel la résolution est de 2.6 keV à 662 keV.

3.5. L'unité de coïncidence

Les signaux des trois détecteurs vont passer, chacun, par une ou deux voies d'analyse (cf. Figure III.12) :

- Une voie rapide équipée d'amplificateurs rapides et de discriminateurs connectée à une unité logique de coïncidence avec des retards adaptés afin que les impulsions arrivent en coïncidence. C'est le cas du HPGe et du PM2. La durée de la fenêtre de coïncidence est fixée à 200 ns, temps suffisant par rapport à la durée des impulsions, et suffisamment court pour limiter les coïncidences fortuites dues à des photons parasites de la lumière ambiante.
- Une voie lente équipée d'amplificateurs haute résolution pour une analyse d'amplitude précise. C'est le cas du HPGe et du PM1. Les signaux de la voie lente sont numérisés par deux ADC VME et validés par le signal rapide de coïncidence. Cette spectroscopie à deux voies fournit un spectre de coïncidence biparamétrique de 4096×4096 canaux entre le détecteur Germanium (γ diffusé) et un PM (scintillation produite par l'électron).



PM1	60 kHz
PM2	60 kHz
PM1 & PM2	20 kHz
Ge	2.2 kHz
PM2 & Ge	500Hz

Tableau III.4 : Taux de comptage unitaires, par seconde, des différents détecteurs.

Figure III.12 : Instrumentation utilisée dans la détection des coïncidences Compton.

Toute l'importance de cette unité de coïncidence apparaît à l'examen des taux de comptage des différents compteurs, présentés dans le tableau III.4. En effet, les taux d'évènements sont très importants, individuellement, pour les différents détecteurs. La mise en coïncidence des deux PM (PM1 & PM2) isole les évènements de scintillation et met en évidence 40 000

événements par seconde dus au bruit. La mise en coïncidence du PM2 et du Germanium (PM2 & Ge), quant à elle, met en évidence les seules coïncidences entre la scintillation et la détection des photons diffusés. Ces événements ne sont qu'au nombre de 500 / s, et ne sont pas tous exploitables, comme nous le verrons par la suite.

4. Résultats expérimentaux

4.1. Spectre de coïncidences

Le spectre biparamétrique, enregistré dans les conditions décrites ci-dessus, et figurant Fig. III.13, présente la distribution lumineuse produite par des électrons d'énergie $E = h\nu - h\nu'$.

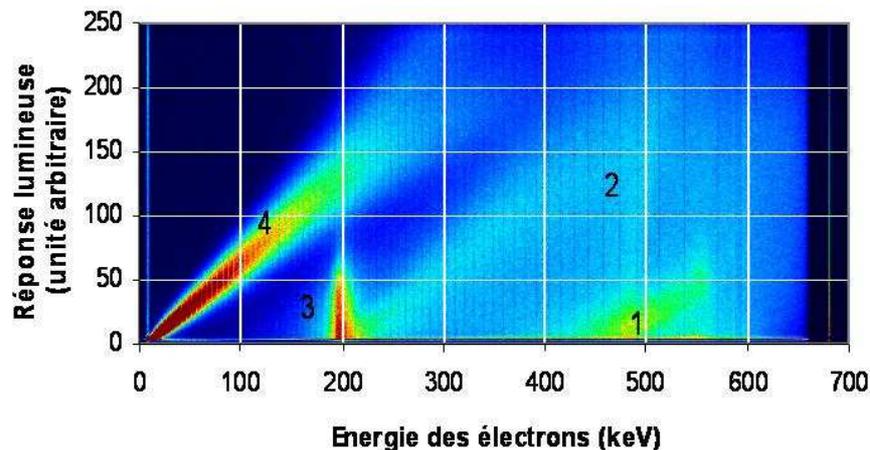


Figure III.13 : Spectre biparamétrique des mesures en coïncidence Compton.

Quatre zones, numérotées sur la figure, sont remarquables dans ce spectre, et ont été identifiées à l'aide d'une simulation Monte Carlo (MCNP). Elles correspondent aux événements suivants :

1. Cette zone correspond aux interactions diverses avec l'enceinte de cuivre et de plomb environnant le dispositif expérimental. Les énergies et quantités de scintillation mesurées sont consécutives à de multiples diffusions et, par conséquent, inexploitables.

2. Après son interaction dans le scintillateur, le photon diffusé n'a déposé qu'une partie de son énergie ($h\nu'$) dans le détecteur HPGe. Ne connaissant pas $h\nu'$, il est impossible de remonter à l'énergie des électrons.
3. Le petit pic, situé à 185 keV, correspond aux photons qui, n'ayant tout d'abord pas interagi avec le scintillateur, ont été rétrodiffusés dans le HPGe ($h\nu' = 477 \text{ keV}$) et ont, finalement, généré de la scintillation.
4. Après interaction dans le scintillateur, le photon diffusé a déposé l'intégralité de son énergie dans le détecteur HPGe.

Seule cette dernière partie du spectre permet de calculer sans ambiguïté l'énergie des électrons mis en mouvement dans le scintillateur. Nous ne nous intéresserons donc, par la suite, qu'à cette seule partie.

Il peut d'ores et déjà être noté que la pente de cette droite est représentative du rendement lumineux du scintillateur étudié.

4.2. Spectres du nombre de photoélectrons

Une coupe verticale du spectre biparamétrique fournit le spectre du nombre de photoélectrons produits par un électron d'énergie donnée E . De tels spectres, à différentes énergies sont représentés Figure III.14 pour le BC-408.

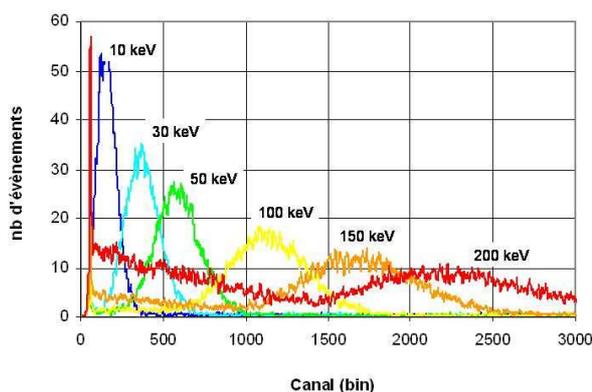


Figure III.14 : Exemple de spectres de lumière pour différentes coupes verticales effectuées à différentes énergies sur le spectre biparamétrique du BC-408

Il apparaît sur ce graphique, que dès 150 keV, un fond de plus en plus important, dû aux diffusions Compton et à la rétrodiffusion dans le HPGe, pollue les plus bas canaux des spectres. C'est un fond qu'il convient de supprimer avant analyse.

Afin d'extraire la valeur moyenne de chacune de ces distributions, ces dernières ont été déconvoluées à l'aide des fonctions propres SP_i du PM, qui forment une base orthonormale. Chacune de ces fonctions propres représente le spectre de i photoélectrons (i variant de 0 à 100). Ces spectres sont déduits du spectre de photon unique du PM, SP_1 (Figure III.15), par convolution de celui-ci avec une loi de poisson :

$$SP_i = SP_1 \otimes \text{Poisson}(i) \quad \text{Eq. III.11}$$

Le spectre de photon unique, qui correspond à la réponse intrinsèque du PM à un photon (mesuré sur la lumière parasite ambiante), ainsi que la base en résultant sont représentés ci-dessous :

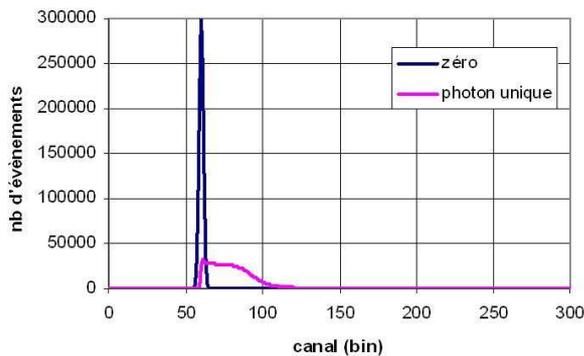


Figure III.15 : Zéro et spectre de photon unique du PM.

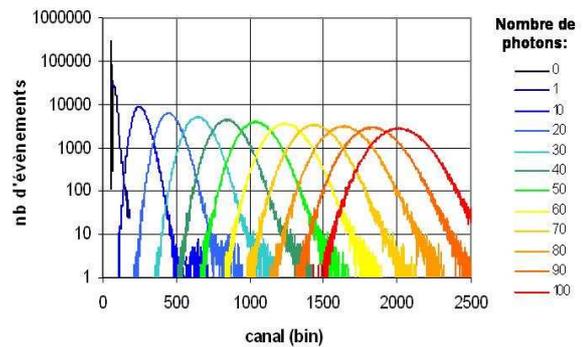


Figure III.16 : Base des fonctions propres du PM, correspondant au spectre de 1 photons, 10 photons, etc.

La distribution du nombre de photoélectrons peut alors être décomposée comme une combinaison linéaire des fonctions de cette base, les coefficients de cette combinaison suivant eux-mêmes une distribution de poisson :

$$SP_{\text{exp } e}(x) = \sum_{i=0}^{100} \text{Poisson}(x, n) \times SP_i(x) \quad \text{Eq. III.12}$$

où x est le nombre de photoélectrons et n l'espérance de la distribution de poisson.

Cette espérance constitue la valeur moyenne du nombre de photoélectrons produits, pour la distribution considérée, par un électron d'énergie E .

Les graphiques ci-dessous représentent trois distributions, ainsi que leur déconvolution, correspondant à trois nombres de photoélectrons différents, montrant ainsi que la méthode de est correcte.

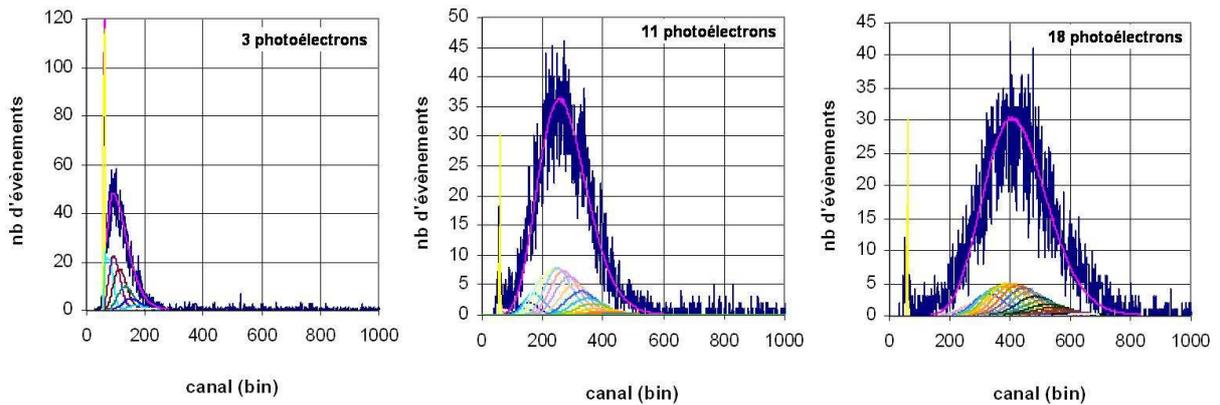


Figure III.17 : Déconvolution de distributions correspondant à 3 nombres moyens de photoélectrons, pour l'UPS-89.

4.3. Réponse lumineuse aux électrons

a. Rendement lumineux, modèle de Birks et valeur efficace de bruit

La déconvolution des distributions lumineuses, pour chaque énergie d'électron, permet de reconstruire $L_{\text{exp}}(E)$, le nombre moyen de photoélectrons produits par un électron d'énergie E . Cette production lumineuse expérimentale peut alors être comparée au modèle de Birks (Eq. III.3) par ajustement des coefficients d'efficacité de scintillation, A , et de quenching, kB . Les productions lumineuses expérimentale et théorique, ainsi que l'écart entre les deux, sont représentés ci-dessous :

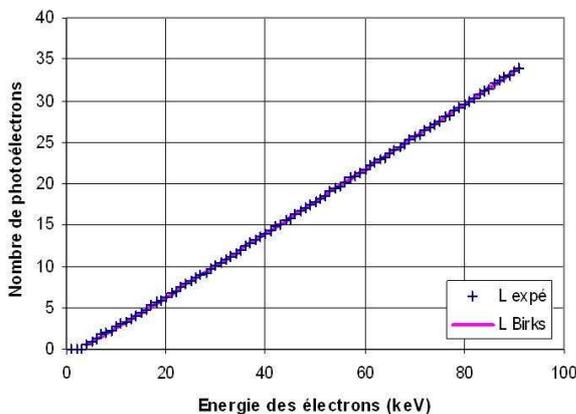


Figure III.18 Ajustement de la production lumineuse par le modèle de Birks.

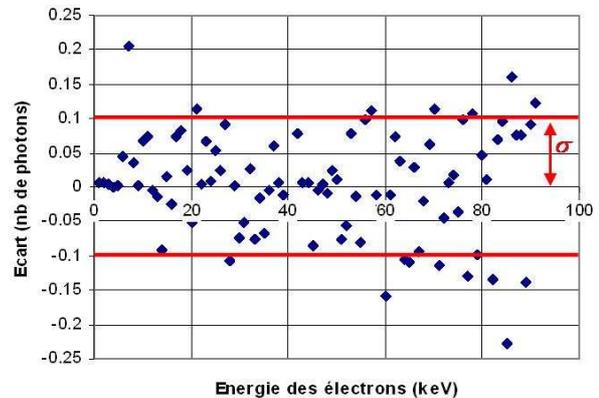


Figure III.19 Ecart entre production lumineuse expérimentale et le modèle théorique.

Les écarts entre production lumineuse expérimentale et modèle théorique représentent une valeur efficace de bruit de 0.1 photon, ce qui constitue à priori une très bonne précision, nous permettant de déterminer les paramètres de Birks (le rendement lumineux A ainsi que le paramètre de quenching kB) pour nos six scintillateurs.

b. Incertitudes liées à la précision expérimentale

Même si l’incertitude expérimentale semble tout à fait satisfaisante, il est nécessaire d’évaluer l’impact de celle-ci sur la précision des paramètres d’ajustement du modèle de Birks. A cette fin, cent rendements lumineux “expérimentaux” ont été fabriqués en ajoutant un bruit correspondant à la valeur efficace de bruit mesurée, à la production lumineuse théorique. Le modèle de Birks a alors été réajusté pour chacun de ces rendements, fournissant l’incertitude expérimentale sur A et kB .

Cette procédure a montré des variations inférieures à 1 % sur A (corrige de l’efficacité quantique du PM), et de l’ordre de 20 % sur kB . Ces coefficients sont listés dans le tableau ci-dessous :

Scintillateur	A (photoélectrons/keV)	kB (cm/MeV)
BC408	2.75 ± 0.02	$0.0062 \pm 9E-4$
BC428	2.52 ± 0.02	$0.0055 \pm 9E-4$
BC430	2.31 ± 0.03	$0.0091 \pm 2E-3$
UPS89	1.80 ± 0.01	$0.0050 \pm 9E-4$
UPS974	2.25 ± 0.01	$0.0058 \pm 5E-4$
UPS974R	0.84 ± 0.02	$0.0032 \pm 3E-3$

Tableau III.5 : Efficacité de scintillation (corrigée de l’efficacité quantique du PM) et facteur de quenching pour les scintillateurs étudiés.

Ces valeurs de quenching sont du même ordre de grandeur que celles mesurées par Péron et Cassette, en 1996, pour des scintillateurs liquides (de 0.003 à 0.019 cm/MeV).

En ce qui concerne le rendement lumineux, les coefficients A sont approximativement proportionnels aux rendements lumineux mesurés avec le générateur de RX, dans le paragraphe B, à un facteur d’environ 4.5 près. Ce facteur est attribuable à l’angle solide couvert par le PM, ainsi qu’à l’efficacité de la peinture blanche appliquée sur les faces latérales des scintillateurs. Néanmoins, contrairement aux mesures de spectre d’émission présentées plus tôt, cette mesure n’a pas pu faire l’objet d’une mesure de reproductibilité. Nous considérerons donc, dans la suite de cette étude, les rendements lumineux mesurés sous RX.

c. Rendement lumineux

Les coefficients de quenching présentent l'intérêt de relier les spectres expérimentaux au modèle de Birks, mais ils ne sont pas très parlants pour caractériser la linéarité de la réponse de tel ou tel scintillateur, ce qui est primordial pour notre étude. Nous avons donc représenté à la Figure III.20 le rendement lumineux des différents scintillateurs, dL/dx , normalisé au rendement maximal $(dL/dx)_{\max}$.

Il convient de noter que ce rendement maximal n'est pas égal au rendement lumineux en l'absence de quenching, mais à celui correspondant au pouvoir d'arrêt minimal des électrons (environ 1.8 MeV cm²/g).

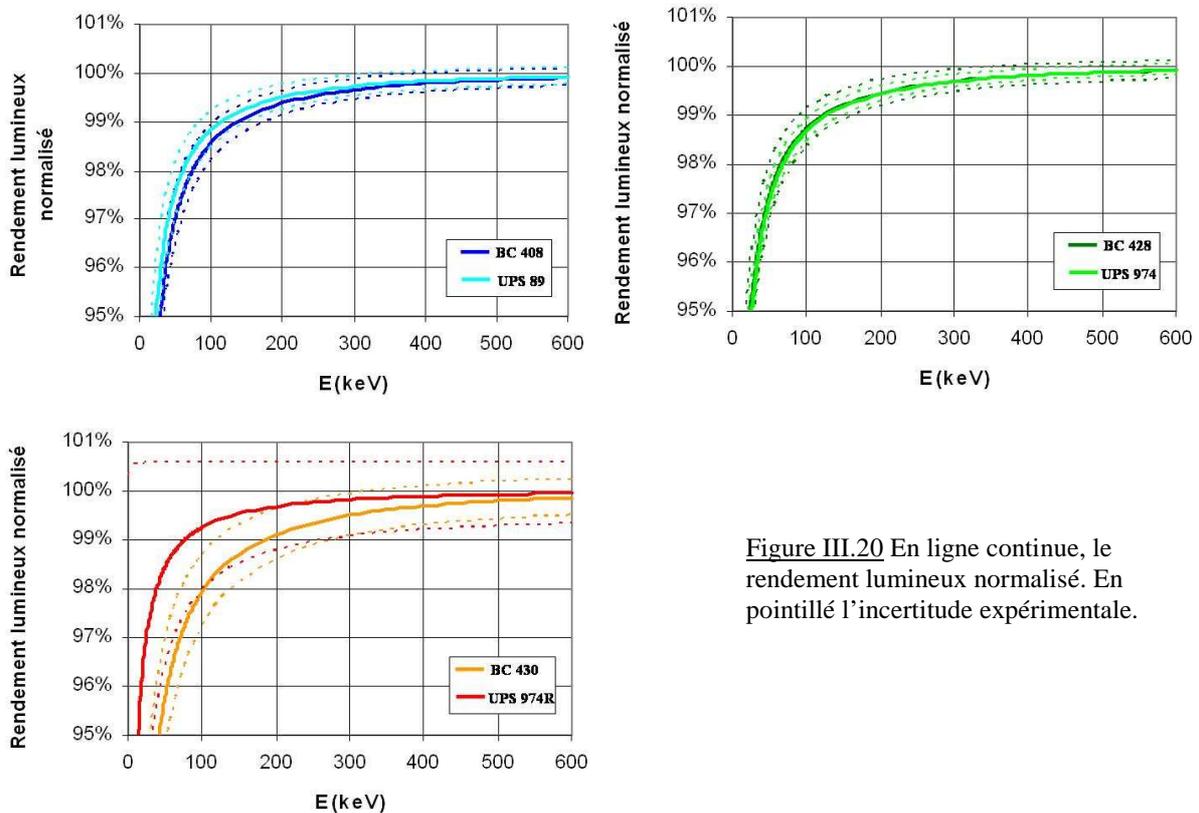


Figure III.20 En ligne continue, le rendement lumineux normalisé. En pointillé l'incertitude expérimentale.

Il peut alors être noté que ces rendements lumineux sont constants à 1 % à partir de 100-150 keV, excepté pour le BC-430. Celui-ci présentait un coefficient de quenching bien plus élevé que les autres, ce qui se traduit ici par une non linéarité beaucoup plus marquée.

d. Réponse lumineuse à un électron

Cependant, les rendements lumineux, présentés Figure III.20, sont fonction du pouvoir d'arrêt de l'électron considéré. Or un électron s'arrêtant dans le scintillateur va être progressivement freiné, passant ainsi par toutes les valeurs de TEL possibles. Il est donc également important de s'assurer que la quantité de lumière totale produite par un électron, tout au long de son parcours, est proportionnelle à l'énergie de ce dernier. Aussi avons-nous représenté, Figure III.21, la scintillation totale produite, normalisée à l'énergie de l'électron incident, ainsi qu'à la production maximale, $L_{max}(E)$:

$$\frac{L(E)}{E \times L_{max}(E)} \tag{Eq. III.13}$$

La production lumineuse totale maximale correspond, elle aussi, au pouvoir d'arrêt minimal que peuvent prendre les électrons :

$$L_{max}(E) = \int_0^E \frac{k}{1 + \xi \left(\frac{dE}{dx} \right)_{min}} dE \tag{Eq. III.14}$$

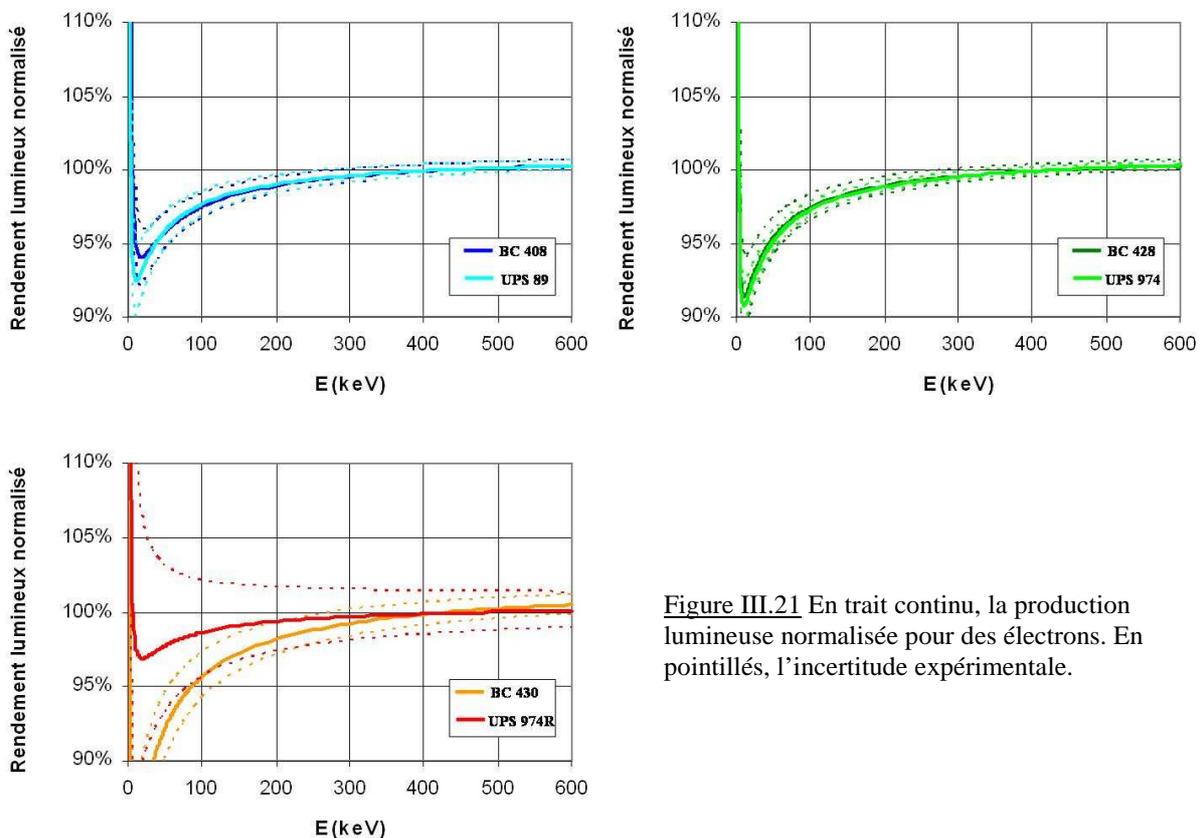


Figure III.21 En trait continu, la production lumineuse normalisée pour des électrons. En pointillés, l'incertitude expérimentale.

La quantité de scintillation totale cumule, évidemment, les non linéarités du rendement lumineux à chaque TEL pris par l'électron incident. Si bien que la production lumineuse n'est linéaire qu'aux alentours de 100-150 keV.

Ce résultat, valable pour l'ensemble de nos scintillateurs excepté le BC-430, est, comme nous le verrons, très satisfaisant pour la dosimétrie.

4.4. Réponse aux photons

La réponse lumineuse des scintillateurs plastiques aux électrons est tout à fait satisfaisante, mais le DosiMap étant également destiné à effectuer de la dosimétrie en faisceaux de photons, il est nécessaire d'évaluer à partir de quelle énergie la réponse de ces scintillateurs est linéaire avec l'énergie d'un photon incident. Pour cela, nous avons représenté ci-dessous, la quantité moyenne de lumière produite par un photon d'énergie $h\nu$ obtenue à partir du formalisme de Klein-Nishina (Eq. III.9), normalisée à l'énergie moyenne transférée aux électrons du milieu et à la production lumineuse maximale :

$$\frac{\bar{L}(h\nu)}{\bar{T}(h\nu) \times \bar{L}_{\max}(h\nu)} \quad \text{Eq. III.15}$$

avec :

$$\bar{L}_{\max}(h\nu) = \frac{2\pi \int_0^\pi \frac{d_e \sigma}{d\Omega} L_{\max}(T) \sin \theta \cdot d\theta}{e \sigma} \quad \text{Eq. III.16}$$

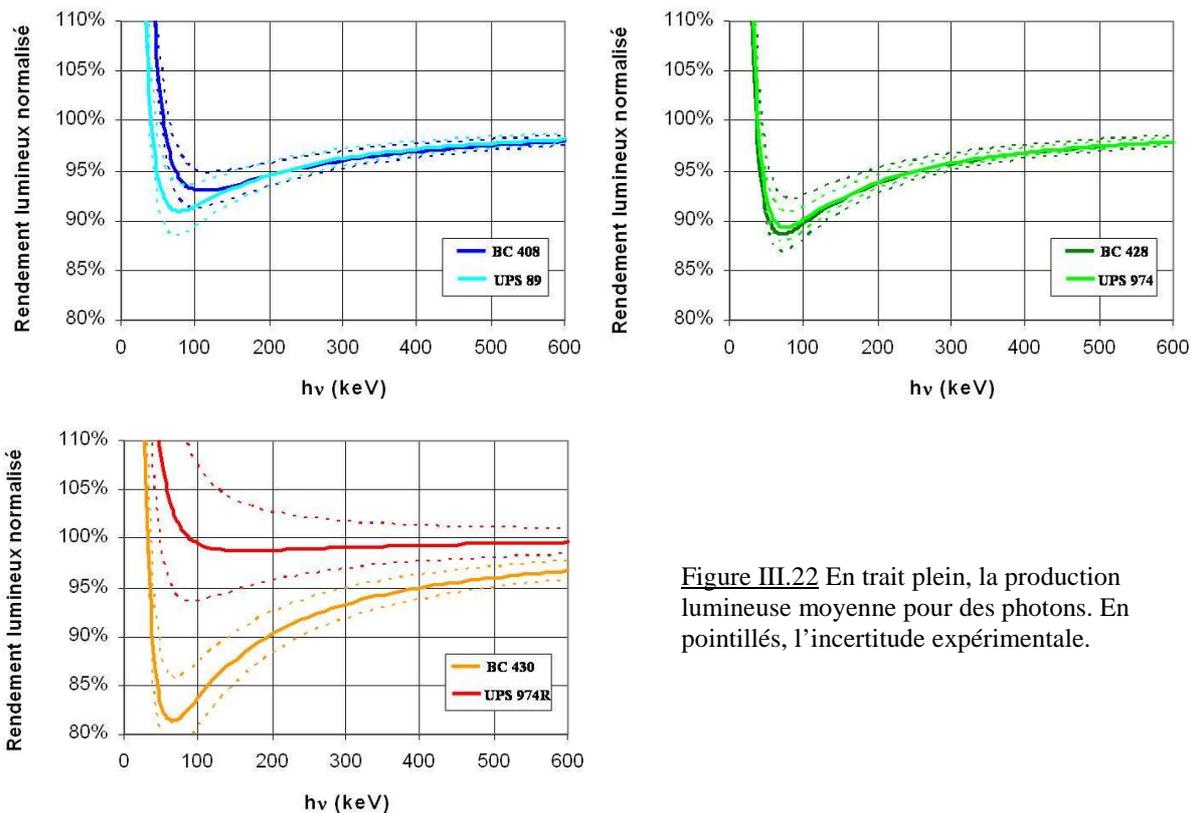


Figure III.22 En trait plein, la production lumineuse moyenne pour des photons. En pointillés, l'incertitude expérimentale.

Mis à part pour le BC-430, qui présente toujours une importante non linéarité, due à son coefficient de quenching, la réponse des scintillateurs plastiques aux photons est linéaire à 5 % près à partir de 200-250 keV.

Ces valeurs sont conformes à celles présentes dans la littérature, et soulignent que, en plus d'une équivalence-eau défavorable pour les photons de basse énergie (Figure III.3), les scintillateurs plastiques présentent une mauvaise linéarité à basse énergie, ce qui rend leur utilisation discutable pour la dosimétrie à basse énergie. Néanmoins, comme cela a été précisé plus tôt, la grande majorité des photons des faisceaux de radiothérapie se trouvent au-delà de quelques centaines de keV, où le rendement lumineux est quasiment linéaire. Les scintillateurs plastiques devraient donc constituer un bon élément de détection et de mesure pour la radiothérapie.

5. Biais introduit par des coïncidences multiples

Les résultats présentés jusqu'ici ne tiennent pas compte des interactions multiples, et du biais qu'elles peuvent introduire. Notre système de mesure ne permettant pas de les discriminer, leur impact sur les mesures a été évalué par simulation Monte Carlo à l'aide du code MCNP.

La proportion d'interactions de multiplicité supérieure à 1 a en partie été évaluée pour le dimensionnement du scintillateur. Ces proportions ainsi que la distribution de l'énergie déposée par i diffusions successives (i variant de 1 à 5) issues de la simulation sont représentés Figures III.23 et III.24.

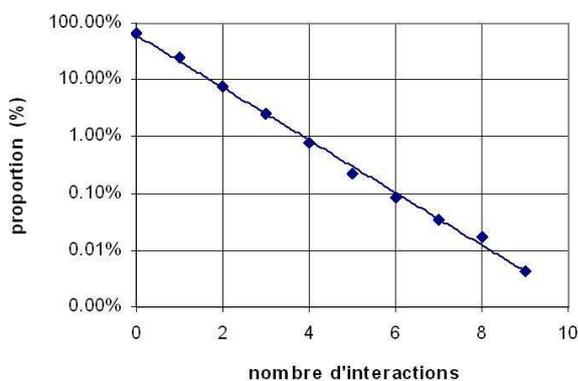


Figure III.23 : Proportion des diffusions multiples, normalisée au nombre total d'interactions.

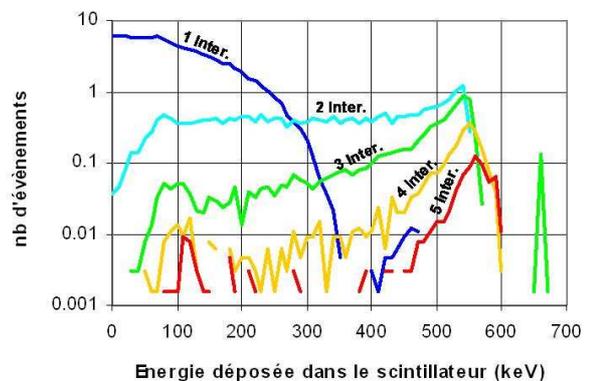


Figure III.24 : Spectre de l'énergie déposée dans le scintillateur en fonction du nombre d'interactions à l'origine de ce dépôt.

Outre le fait que la proportion d'interactions multiples diminue très rapidement avec la multiplicité, le spectre de l'énergie déposée par des diffusions multiples s'éloigne rapidement de celui des interactions simples, et des faibles dépôts d'énergie. Or les mesures expérimentales que nous avons effectuées se situant dans la gamme 0-250 keV, l'influence des interactions multiples y est moindre.

Néanmoins, la proportion d'interactions doubles n'est pas négligeable, et la distribution de l'énergie déposée par deux diffusions successives couvre largement le domaine en énergie étudié (0-200 keV). Nous avons donc comparé le rendement lumineux généré uniquement par des interactions simples et le rendement lumineux généré par l'ensemble des interactions, quelle que soit leur multiplicité. Le rapport de ces deux rendements lumineux est représenté ci-dessous.

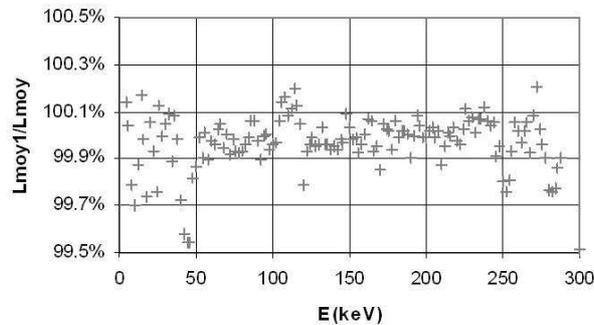


Figure III.25 : Spectre de l'énergie déposée dans le scintillateur en fonction du nombre d'interactions à l'origine de ce dépôt.

Les différences entre ces deux quantités sont inférieures à 0.1 %, ce qui est bien en deçà des incertitudes expérimentales liées à la précision de 0.1 photon. Cette source d'erreur est donc négligeable quel que soit le scintillateur considéré.

6. Conclusion

Sont récapitulées au Tableau III.6 les énergies minimales à partir desquelles l'efficacité de scintillation dL/dE est constante à 1 % près, la quantité de scintillation produite $L(E)$ est proportionnelle à l'énergie d'un électron incident à 2.5 % près, et la quantité de lumière moyenne $L(h\nu)$ est proportionnelle à l'énergie transférée par un photon incident à 5 % près.

	dL/dE <i>cst à 1%</i>	$L(E)$ <i>cst à 2.5%</i>	$L(h\nu)$ <i>cst à 5%</i>
BC408	140 keV	100 keV	230 keV
BC428	130 keV	100 keV	260 keV
BC430	190 keV	160 keV	410 keV
UPS89	120 keV	94 keV	230 keV
UPS974	130 keV	110 keV	260 keV
UPS974R	77 keV	41 keV	56 keV

Tableau III.6 : Limite inférieure de linéarité du rendement lumineux et des quantités de scintillation produites pour des électrons et des photons.

Excepté pour les scintillateurs orange et rouge (resp. BC-430 et UPPS-974R), la linéarité des différents scintillateurs est relativement homogène et comparables aux valeurs communément admises [Kno89].

Les scintillateurs BC-430 et UPS-974R montrent, quant à eux, des comportements opposés, puisque le BC-430 montre une linéarité relativement mauvaise et l'UPS-974R une excellente linéarité.

D. Temps de réponse

Pour conclure l'étude de ces scintillateurs, leur temps de réponse a été mesuré. A cette fin, le temps de réponse des différents scintillateurs, soumis à une source de ^{90}Sr , a été mesuré en analysant la forme de l'impulsion acquise à l'oscilloscope. Celui-ci a été déclenché par un discriminateur à fraction constante, de façon à s'affranchir de l'amplitude du signal mesuré. Le signal acquis a alors été moyenné sur 1000 évènements.

La réponse des différents scintillateurs est représentée ci-dessous, la quantité de lumière totale, pour chaque scintillateur, étant normalisée à 1 photon. Le temps de montée a été mesuré entre 10 % et 90 % du maximum. Le temps de descente, quant à lui, a été ajusté par une décroissance exponentielle.

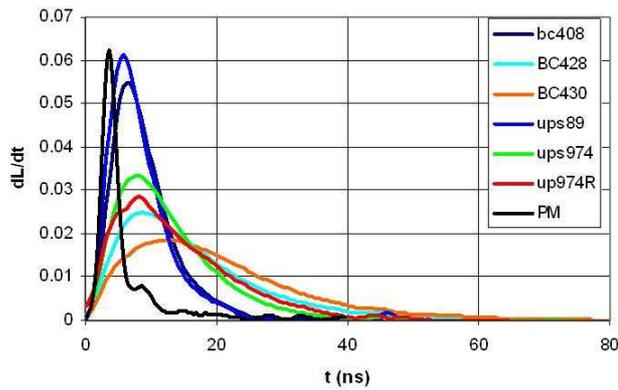


Figure III.26 : Temps de réponse des différents scintillateurs, en comparaison à celui du PM.

	$\tau_{montée}$ (ns)	$\tau_{descente}$ (ns)
Réponse intrinsèque du PM	1.94	3.48
bc408	3.57	4.74
BC428	5.20	11.60
BC430	7.33	12.95
ups89	3.29	4.62
ups974	4.63	7.30
up974R	6.25	9.53

Tableau III.7 : Temps de montée et de descente des différents scintillateurs.

Les temps de montée, mesurés ici, sont bien plus longs que ceux annoncés par les constructeurs. Il peut également être noté qu'ils sont légèrement plus courts pour les scintillateurs Amcrys-H que pour leurs homologues de Bicron.

Les temps de descente, quant à eux, sont du même ordre de grandeur que ceux annoncés (à un facteur 2 près). Les temps de descente des Amcrys-H sont, également, plus courts que ceux des Bicron, et ceci de façon d'autant plus marquée que la longueur d'onde d'émission est élevée.

Ceci est très certainement dû aux dopants utilisés par chacun des fabricants.

E. Conclusion

Les caractéristiques principales des scintillateurs sont récapitulées dans le tableau ci-dessous :

Scintillateur	Rendement lumineux (photons/keV)	linéaire aux électrons à partir de :	linéaire aux photons à partir de :	λ_{max} (nm)	τ_r (ns)	τ_d (ns)
BC-408	10.2	100 keV	230 keV	426	3.57	4.74
BC-428	11.5	100 keV	260 keV	481	5.2	11.60
BC-430	12.6	160 keV	410 keV	578	7.33	12.95
UPS-89	7.2	94 keV	230 keV	422	3.29	4.62
UPS-974	10.8	110 keV	260 keV	505	4.63	7.30
UPS-974R	6.4	41 keV	56 keV	639	6.25	9.53

Tableau III.8 : Tableau récapitulatif des propriétés des différents scintillateurs.

En ce qui concerne les scintillateurs bleus et verts, les produits de Bicron et Amcrys-H ne présentent pas de différences notables en terme de linéarité. Par contre, les scintillateurs Bicron ont une meilleure efficacité de scintillation. Si un scintillateur bleu ou vert était nécessaire, le choix se porterait très certainement vers les scintillateurs Bicron.

En revanche, dans le cas où une longueur d'onde d'émission plus élevée est requise (i.e. orange ou rouge), le choix est plus cornélien. En effet, l'UPS-974R sera très certainement choisi car il présente une bien meilleure linéarité, une réponse plus rapide, et son spectre est plus "propre" (pas de "bavures" vers 450 nm). En revanche ce choix s'accompagne d'un rendement lumineux deux fois moins important que celui du BC430, qui pourrait avoir une incidence sur le rapport signal sur bruit de nos mesures.

Nous avons donc défini les caractéristiques de différents scintillateurs au cours de ce chapitre, complétant ou corrigeant ainsi les informations fournies par les constructeurs. Nous sommes donc à présent capables de choisir de façon rigoureuse et objective un scintillateur en fonction de la longueur d'onde d'émission désirée. Le choix de cette longueur d'onde d'émission, et donc le scintillateur, sera fait dans le chapitre suivant.

Chapitre 4 : Etude du rayonnement Čerenkov et de ses effets en dosimétrie optique

Si la scintillation était le seul rayonnement généré sous irradiation, la dose déposée dans le scintillateur serait directement proportionnelle à la quantité de lumière émise. Donc conformément aux considérations du chapitre précédent, le choix de notre scintillateur se porterait très certainement vers le BC-408, qui possède le meilleur rendement lumineux.

Mais un second phénomène lumineux apparaît inévitablement dans tout système de dosimétrie optique : le rayonnement Čerenkov. Cette lumière, générée par les rayonnements ionisants dans les milieux transparents, constitue, dans notre cas, le problème majeur car, non seulement son intensité dépend de nombreux paramètres non maîtrisables (volume irradié, énergie du rayonnement...), mais en plus, cette intensité lumineuse peut devenir très importante, au point de dépasser celle de la scintillation.

L'effet Čerenkov ayant été décrit au chapitre 1, nous nous attacherons, ici, à estimer son intensité, ainsi que son impact sur la mesure de dose. Nous étudierons ensuite un certain nombre de techniques destinées à réduire cet impact au maximum, sinon à le supprimer.

A. Rendements comparés du rayonnement Čerenkov et de la scintillation

Comme nous l'avons vu précédemment, le rayonnement Čerenkov est produit par les particules chargées dont la vitesse est supérieure à celle de la lumière dans le milieu traversé. Les électrons étant des particules très légères (leur masse au repos est de 9.1×10^{-31} kg ou $511 \text{ keV}/c^2$), ils vérifient cette condition dès 180 keV, rendant le rayonnement Čerenkov absolument inévitable dans les applications de radiothérapie.

En terme d'intensité spectrale, le nombre N de photons produits par effet Čerenkov ne dépend que de l'indice optique n du milieu dans lequel il est produit, à une longueur d'onde donnée,

et de la charge de la particule incidente. Ainsi, pour un électron, cette quantité vaut ([Gro00]) :

$$\frac{d^2N}{dx.d\lambda} = 2\pi.\alpha.\left(1 - \frac{1}{\beta^2.n^2}\right).\frac{1}{\lambda^2} \quad \text{Eq. VI.1}$$

où β est le rapport entre la vitesse de la particule incidente et celle de la lumière dans le vide, et α la constante de structure fine ($\alpha = 1/137$).

La quantité de photons Čerenkov décroît donc de façon inversement proportionnelle à la longueur d'onde au carré, conférant au rayonnement son aspect bleuté (Figure IV.1).

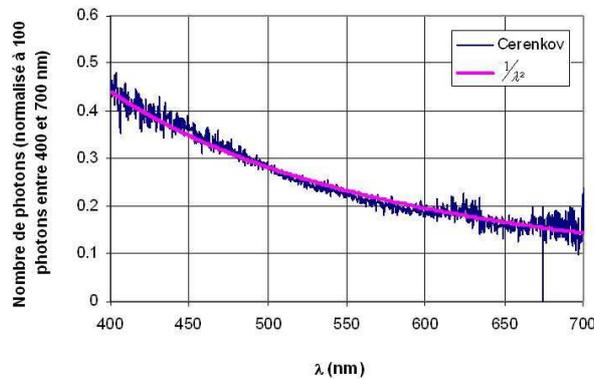


Figure IV.1 : Spectre expérimental (acquis à l'aide du spectromètre BWTEK sous faisceau d'électrons de 15 MeV) et théorique du rayonnement Čerenkov.

Dans le cas d'électrons quasi-relativistes ($\beta \approx 1$), traversant du polystyrène d'indice optique 1.59, environ 30 photons Čerenkov sont ainsi créés par millimètre de parcours, entre 400 et 700 nm.

En comparaison, aux énergies de la radiothérapie et dans le même matériau, un électron possède un pouvoir d'arrêt massique de l'ordre de $2 \text{ MeV.cm}^2.\text{g}^{-1}$. Ce qui lui permet de créer environ 2000 photons de scintillation par millimètre de parcours, à raison d'une centaine d'eV par photon.

D'un point de vue local, la production de lumière par effet Čerenkov est donc bien moins efficace que la scintillation puisque le rayonnement Čerenkov représente à peine 1.5 % de la scintillation. Néanmoins, dans une configuration telle que celle du DosiMap, le volume de scintillateur irradié est bien plus petit que celui de fantôme irradié. Par exemple, pour un champ d'irradiation de $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$, l'axe du faisceau passant par le plan du scintillateur

(cf. Figure IV.2), le volume de fantôme irradié vaut environ 100 fois celui de scintillateur irradié, ce qui fait monter la proportion de rayonnement Čerenkov à 150 %.

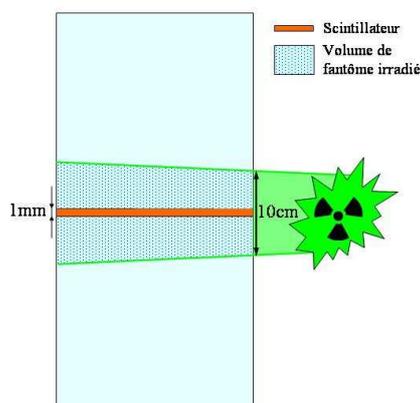


Figure IV.2 : Volumes de scintillateur et de fantôme irradiés en champ 10 cm × 10 cm, l'axe du faisceau passant par le plan du scintillateur.

La mesure du signal de scintillation, comme nous allons le voir, est donc fortement influencée par cette grandeur.

B. Impacts sur la dosimétrie optique

La simple présence de rayonnement Čerenkov constitue le principal verrou au développement des dosimètres à scintillation [Bed92-III]. En effet, le spectre du rayonnement Čerenkov étant continu et s'étendant sur tout le spectre visible (Figure IV.1), cette lumière parasite se mélange à la scintillation (spectres d'émission représentés Figure IV.3), dont l'information de dose doit être extraite. La déconvolution de ces deux contributions lumineuses constitue donc un aspect essentiel de la dosimétrie à scintillateur plastique, et va déterminer, en grande partie, la précision sur la mesure de dose. Ce blocage est important à tel point que, depuis 1992 [Bed92-I] et encore aujourd'hui, de nombreux groupes cherchent à mettre au point des méthodes de déconvolution efficaces du rayonnement Čerenkov ([Arc06], [Cli02], [Fon02-I], [Fre05]).

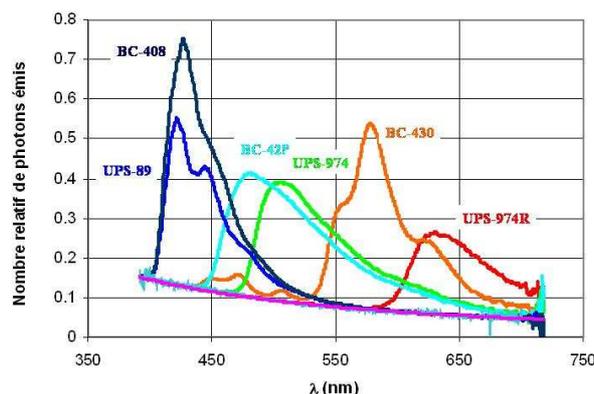


Figure IV.3 : Superposition des spectres de scintillation et de rayonnement Čerenkov pour les différents scintillateurs, dans le cas où le rayonnement Čerenkov représente 150% de la scintillation (UPS-974R).

De plus, la présence de rayonnement Čerenkov a une deuxième conséquence majeure, propre à la dosimétrie optique bidimensionnelle telle que celle que nous voulons développer, pour laquelle les volumes de fantôme irradiés sont très importants. En effet, la quantité de lumière Čerenkov générée est telle, qu'elle induit un second effet, indécidable dans le cas des dosimètres à fibre scintillante : la réexcitation du scintillateur par les plus basses longueur d'onde (et notamment les UV) du rayonnement Čerenkov. La quantité de scintillation ainsi produite peut atteindre jusqu'à 55 % de la scintillation produite par la dose. Elle est d'autant plus problématique qu'elle possède, évidemment, le même spectre, si bien qu'il est impossible de différencier ces deux quantités.

Il est donc d'ores et déjà parfaitement clair que si le rayonnement Čerenkov constitue un frein au développement des dosimètres à fibre scintillante, ses conséquences en dosimétrie optique bidimensionnelle sont bien plus importantes et nécessitent une étude approfondie et spécifique.

Nous allons donc étudier une méthode pratique empêchant la réexcitation du scintillateur par le rayonnement Čerenkov dans le paragraphe C puis, dans le paragraphe D, deux techniques de filtrage (l'une soustractive, l'autre colorimétrique) permettant de discriminer la scintillation du rayonnement Čerenkov, dans le cadre de la dosimétrie optique bidimensionnelle.

C. Suppression de la réexcitation du scintillateur par le rayonnement Čerenkov

Comme nous l'avons déjà précisé plus tôt, il n'est pas possible de différencier la scintillation produite par le rayonnement Čerenkov de celle correspondant à la dose. C'est donc le phénomène de réexcitation lui-même qu'il faut empêcher. Pour ce faire, le scintillateur a été isolé du cube de polystyrène par :

- une couche de peinture noire parfaitement opaque du côté opposé à la caméra
- un filtre gélatine, côté caméra (cf. Figure IV.4)

La peinture noire, en absorbant tout le rayonnement Čerenkov produit dans la partie arrière du fantôme l'empêche, d'une part de réexciter le scintillateur, et d'autre part de contribuer au signal lumineux total, la caméra ne voyant pas cette contribution du rayonnement Čerenkov.

Le rayonnement Čerenkov se trouvant en grande partie dans le bleu, si le spectre d'émission de la scintillation est suffisamment éloigné des faibles longueurs d'onde, un filtre gélatine passe-haut, d'une épaisseur d'environ 100 μm , permet de laisser passer la plus grande partie de la scintillation vers la caméra, tout en absorbant le rayonnement Čerenkov qui pourrait réexciter le scintillateur.

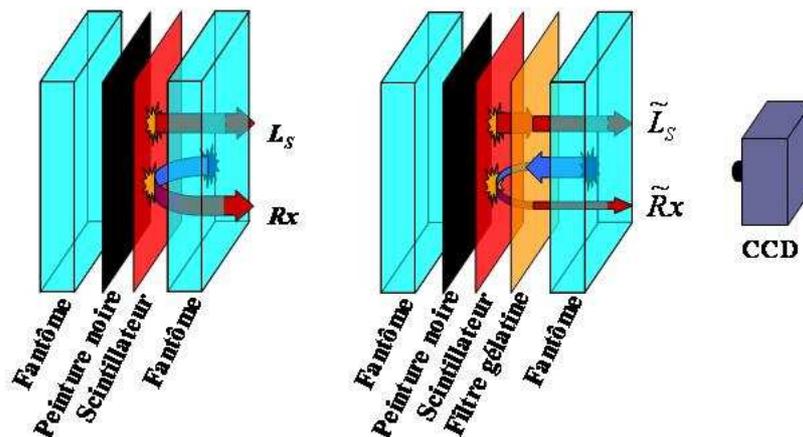


Figure IV.4 : Le scintillateur est isolé du rayonnement Čerenkov par de la peinture noire, en face arrière, et un filtre gélatine en face avant. Sans et avec filtre gélatine, les quantités de scintillation et de réexcitation transmises sont respectivement L_s et R_x , et \tilde{L}_s et \tilde{R}_x .

Ce premier argument va nous amener à choisir un scintillateur rouge et à y adapter un filtre gélatine adéquat. Nous avons donc choisi l'UPS-974R de Amcrys-H étudié au chapitre précédent. Nous verrons par la suite que d'autres considérations viendront confirmer ce choix.

1. Sélection du filtre gélatine optimal

Nous avons donc présenté, ci-dessous, l'étude de différents filtres gélatines dans le cas de l'UPS-974R. Les filtres sélectionnés, au nombre de 8, sont fournis par deux fabricants : Wratten et Rosco, et leurs spectres de transmission sont représentés ci-dessous.

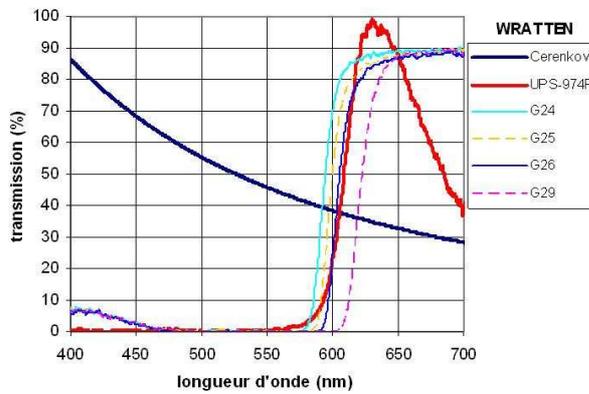


Figure IV.5 : Spectres de transmission des filtres Wratten, par rapport au spectre d'émission de l'UPS-974R et au rayonnement Čerenkov.

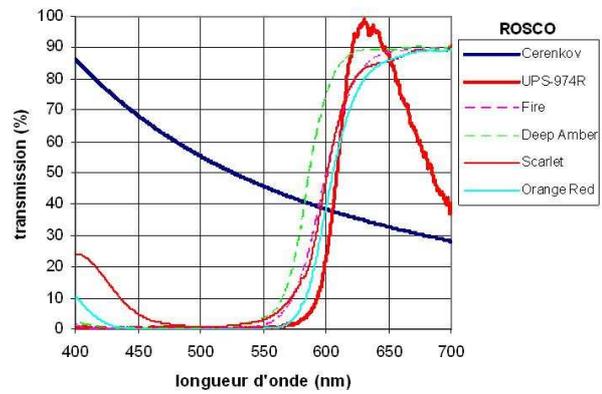


Figure IV.6 : Spectres de transmission des filtres Rosco, par rapport au spectre d'émission de l'UPS-974R et au rayonnement Čerenkov.

Il apparaît d'ores et déjà que les films Wratten ainsi que les filtres "Scarlet" et "Orange Red" de Rosco présentent une remontée de leur transmission en dessous de 450 nm, ce qui équivaut à laisser passer les UV du rayonnement Čerenkov vers le scintillateur. Cela va clairement à l'encontre de notre objectif et pourrait signifier une mauvaise suppression de la réexcitation.

Néanmoins, afin de déterminer précisément le filtre le plus adapté à l'UPS-974R, deux quantités ont été calculées pour chaque filtre gélatine : la quantité de scintillation transmise \tilde{L}_S , et la quantité de rayonnement Čerenkov transmis \tilde{L}_C :

$$\tilde{L}_S = \int Sp(\lambda).F(\lambda).d\lambda \quad \text{Eq. IV.2}$$

$$\tilde{L}_C = \int_{400}^{600} \frac{1}{\lambda^2}.F(\lambda).d\lambda \quad \text{Eq. IV.3}$$

avec $Sp(\lambda)$, le spectre d'émission du scintillateur, et $F(\lambda)$ le spectre de transmission du filtre gélatine.

Le scintillateur étant transparent à sa propre lumière, seules les longueurs d'onde situées en dessous de son spectre d'émission (soit, en dessous de 600 nm dans le cas de l'UPS-974R), sont en mesure de générer de la scintillation. Seule la quantité de rayonnement Čerenkov transmise en dessous de 600 nm doit donc être prise en compte.

La quantité de scintillation mesurée avec filtre gélatine \tilde{L}_s peut alors être comparée à celle mesurée sans L_s :

$$\tilde{L}_s = \alpha.L_s \quad \text{Eq. IV.4}$$

De même, si le rayonnement Čerenkov transmis représente une proportion β de la quantité initiale, la réexcitation générée, puis mesurée par la caméra \tilde{R}_x , ne représente plus qu'une proportion $\alpha.\beta$ de la quantité mesurée sans filtre R_x :

$$\tilde{R}_x = \alpha.\beta.R_x \quad \text{Eq. IV.5}$$

La minimisation de l'erreur liée à la réexcitation suppose donc la maximisation de α et la minimisation de β . Les couples de ces deux coefficients de transfert sont représentés sur le graphique ci-dessous pour les filtres sélectionnés.

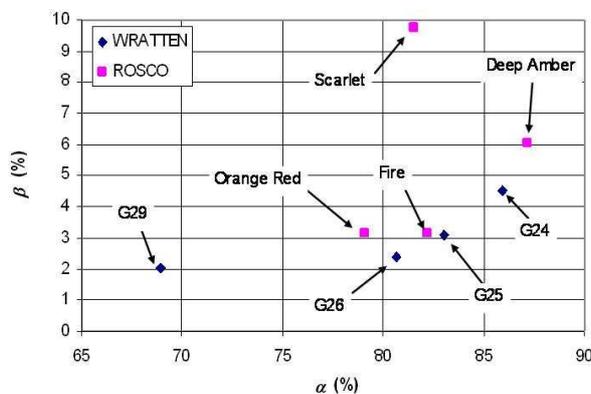


Figure IV.7 : proportion de rayonnement Čerenkov transmis (β) en fonction de la proportion de scintillation transmise (α). Le meilleur filtre est celui se situant le plus en bas à droite.

Malgré leur transmission non nulle en dessous de 450 nm, les meilleurs compromis entre α et β sont obtenus avec les filtres G25 et G26 de Wratten, et le filtre "Fire" de Rosco.

Sur des considérations plus terre à terre, les filtres Wratten étant beaucoup plus onéreux que les Rosco (de 20 à 40 € le filtre Wratten de 10 cm×10 cm, contre 75 € le rouleau de

61 cm × 762 cm chez Rosco), nous avons choisi le filtre “Fire” de Rosco qui transmet environ 82 % de la scintillation pour seulement 3 % du rayonnement Čerenkov.

2. Quantification expérimentale

Si le phénomène de réexcitation ainsi que sa suppression peuvent être décrits qualitativement, la quantification de l’erreur induite est d’autant plus complexe que la quantité de rayonnement Čerenkov, elle-même dépend de nombreux paramètres. Cette quantification a donc fait l’objet de mesures expérimentales, présentées dans ce paragraphe.

2.1. Evaluation des différentes contributions lumineuses

L’erreur induite par la réexcitation dépend, en premier lieu, des quantités relatives de rayonnement Čerenkov et de scintillation produites. Nous avons donc tout d’abord évalué les quantités de scintillation, de rayonnement Čerenkov, et de réexcitation générées dans deux configurations dosimétriques A et B, représentées Figure IV.8.

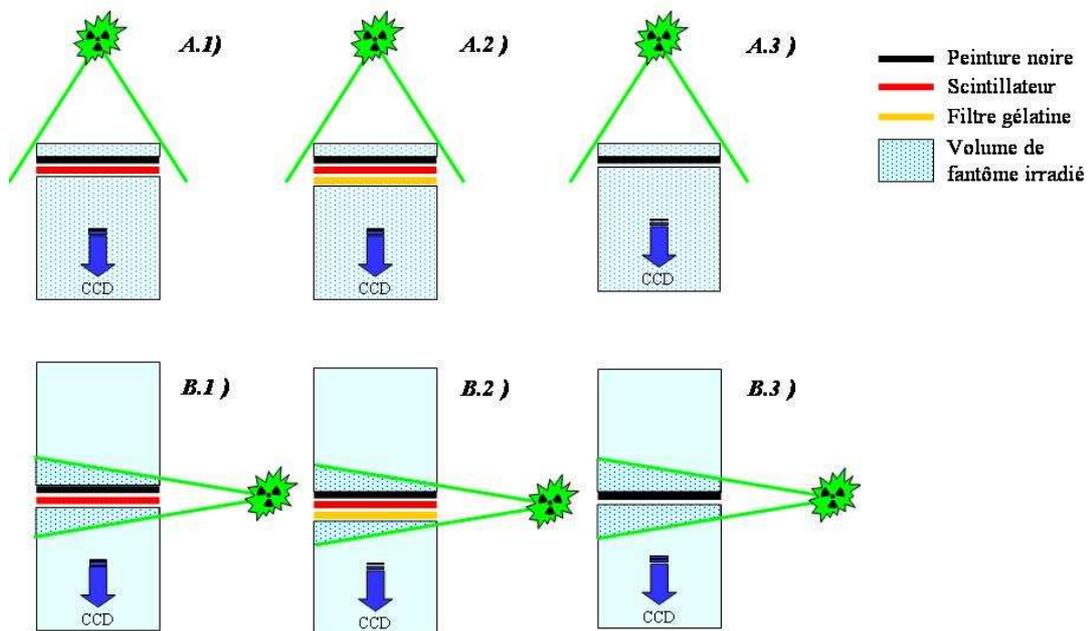


Figure IV.8 : Les irradiations (200 UM) ont été faites en faisceau de photon de 15 MV. Le faisceau était soit vertical et en champ 30 cm × 30 cm (A), soit horizontal et en champ 10 cm × 10 cm (B). Les dispositifs 1), 2) et 3) utilisent respectivement un scintillateur, un scintillateur et un filtre gélatine, ni l’un ni l’autre.

Dans ces deux configurations, comme dans toute cette étude (sauf mention contraire), l'irradiation a été effectuée à l'aide d'un faisceau de photons de 15 MV, délivré par un accélérateur Saturne 15 du centre de lutte contre le cancer François Baclesse. Pour chaque mesure, 200 unités moniteur (UM, chaque UM correspondant à 1 cGy délivré au maximum de dose), ont été délivrées en champ $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ au dispositif, soit 2 Gy au maximum de dose, sur l'axe faisceau. Par la suite, nous considérerons cette dose maximale pour caractériser la dose délivrée au système. De plus, un filtre rouge a toujours été placé devant l'objectif de la caméra afin d'accroître la proportion de scintillation mesurée vis-à-vis du rayonnement Čerenkov. Ce point sera discuté plus en détail au paragraphe 2.

Dans la configuration A, le dispositif est soumis à un faisceau vertical, de champ $30\text{ cm} \times 30\text{ cm}$, de façon à irradier la totalité du fantôme. La partie arrière du fantôme, dans ce cas de figure, est épaisse de 2.5 cm afin de placer le scintillateur au maximum de dose, qui se situe à cette profondeur pour des photons de 15 MV.

Dans la configuration B, l'accélérateur est tourné à 90° , l'axe du faisceau passant par le plan du scintillateur, et ce pour un champ d'irradiation de $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$. La partie arrière du fantôme est, ici, identique à la partie avant (un cube de 25 cm de côté), afin que les volumes de diffuseur soient identiques de part et d'autre du scintillateur.

Les dispositifs expérimentaux 1), 2) et 3), quant à eux permettent de discriminer les différentes contributions lumineuses produites sous irradiation :

- 1) L'irradiation du scintillateur UPS-974R, simplement placé au milieu du fantôme, constitue le cas le plus complet où toutes les contributions sont présentes et mesurées :

$$L_1 = L_S + L_C + Rx \quad \text{Eq. IV.6}$$

avec L_1 le signal lumineux total mesuré, L_S la scintillation, L_C le rayonnement Čerenkov, et Rx la scintillation produite par réexcitation.

- 2) Si un filtre gélatine est inséré entre le scintillateur et le fantôme, la scintillation transmise n'est plus que \tilde{L}_S , et la réexcitation $\tilde{R}x$. D'après les Eq. IV.4 et IV.5, le signal lumineux total est alors :

$$L_2 = \alpha.L_S + L_C + \alpha.\beta.Rx \quad \text{Eq. IV.7}$$

où α et β sont les coefficients de transmission du filtre gélatine introduits au paragraphe 1.1.

- 3) Sans scintillateur, le signal mesuré est uniquement constitué de rayonnement Čerenkov :

$$L_3 = L_C \quad \text{Eq. IV.8}$$

Ces trois mesures nous permettent alors de calculer la quantité de chaque contribution lumineuse dans les conditions d'irradiation A et B . Comme nous venons de le voir, la mesure L_3 nous fournit directement la quantité de rayonnement Čerenkov. Les quantités de scintillation et de réexcitation, quant à elles, sont calculées par combinaison linéaire de L_1 , L_2 et L_3 :

$$\begin{cases} L_1 - L_2 = (1 - \alpha)L_S + (1 - \alpha\beta)Rx \\ L_2 - L_3 = \alpha L_S + \alpha\beta Rx \end{cases} \quad \text{Eq. IV.9}$$

La scintillation et la réexcitation peuvent donc être calculées par inversion de ce système :

$$\begin{pmatrix} L_S \\ Rx \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \alpha & 1 - \alpha\beta \\ \alpha & \alpha\beta \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} L_1 - L_2 \\ L_2 - L_3 \end{pmatrix} \quad \text{Eq. IV.10}$$

Avec les coefficients de transmission de la scintillation et du rayonnement Čerenkov calculés pour le filtre "fire" (à savoir 82 % et 3 %), les différentes quantités de lumières (en nombre de photoélectrons par pixel et par Gy), sont données dans le Tableau IV.1 :

	<i>A : 30 cm x 30 cm</i>	<i>B : 10 cm x 10 cm</i>
L_C	2700	450
L_S	900	600
Rx	530	250
\tilde{L}_S	740	490
$\tilde{R}x$	16	7.5

Tableau IV.1 : Différentes quantités de lumière dans les conditions d'irradiation A et B , en nombre de photoélectrons par pixel et par Gy.

Il est intéressant de noter que les proportions de rayonnement Čerenkov dans les configurations A et B représentent respectivement environ 300 % et 75 % de la scintillation en

fonction des différents volumes de fantôme irradié, ce qui rejoint les proportions calculées dans la partie A. La réexcitation, quant à elle, représente respectivement 58 % et 40 % de la scintillation. Nous aurions pu supposer qu'en champ $30\text{ cm} \times 30\text{ cm}$, une aussi grande quantité de rayonnement Čerenkov aurait généré plus de réexcitation en comparaison de l'irradiation en champ $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$. Il s'avère que le fantôme, ici en polystyrène, absorbe très rapidement les rayonnements en dessous de 450 nm , et donc les UV, les plus à même d'exciter le scintillateur. La réexcitation est donc en grande partie générée par le rayonnement Čerenkov produit à proximité du scintillateur.

Enfin, l'utilisation du filtre gélatine "fire" choisi devrait ramener cette proportion de réexcitation à 2.2 % dans le cas de très grands champs, et à 1.5 % dans des configurations plus habituelles (typiquement champ $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$). Nous verrons par la suite que cette quantité est tout à fait acceptable pour nos mesures.

2.2. Suppression de la réexcitation et des réflexions

Les mesures présentées ci-dessus permettent de faire une évaluation assez précise des différentes contributions lumineuses, mais ne tiennent pas compte d'un effet indirect de la production de lumière : les réflexions.

En effet, dans les trois dispositifs représentés Figure IV.8, le filtre, le scintillateur et le fantôme sont simplement posés les uns sur les autres, créant ainsi des lames d'air à chaque interface. Environ 5 % de la lumière est donc réfléchi à chaque transition air-plastique et contribue alors au signal mesuré. Il s'agit donc de différencier ces réflexions de la réexcitation.

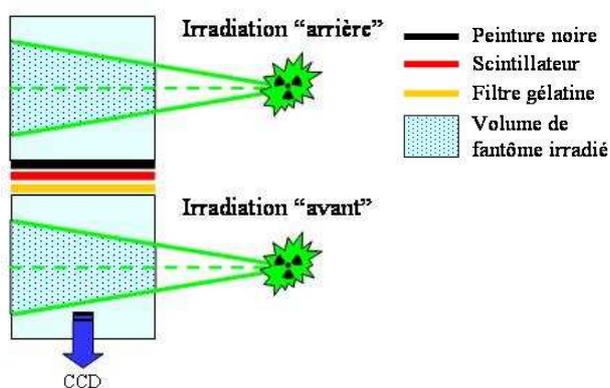


Figure IV.9 : Deux irradiations ont été effectuées, de part et d'autre du scintillateur. L'une à l'arrière de la peinture noire, l'autre à l'avant.

Afin de mesurer la quantité de réexcitation subsistant avec le filtre gélatine, deux irradiations ont été effectuées en champ $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$, accélérateur tourné à 90° , l'une en avant du scintillateur, l'autre en arrière (Figure IV. 9). Afin de déterminer la part des réflexions dans cette quantité, ces deux mesures ont été répétées en couplant optiquement le fantôme, le filtre et le scintillateur à l'aide de graisse optique.

Lorsque l'irradiation est effectuée à l'arrière du scintillateur et de la peinture noire, tout le rayonnement Čerenkov est absorbé par la peinture noire. La quantité de lumière mesurée est donc très faible (Figure IV.10), et uniquement constituée de la scintillation due à la dose déposée dans le scintillateur, à 10.2 cm de l'axe faisceau (soit environ 2.5 cGy pour une irradiation de 1 Gy).

Au contraire, si l'irradiation est effectuée à l'avant du scintillateur, le signal lumineux contient la scintillation produite par la dose, mais surtout le rayonnement Čerenkov produit dans les 10 cm de fantôme irradiés en aval du scintillateur, ainsi que la réexcitation et d'éventuelles réflexions (Figure IV.11).

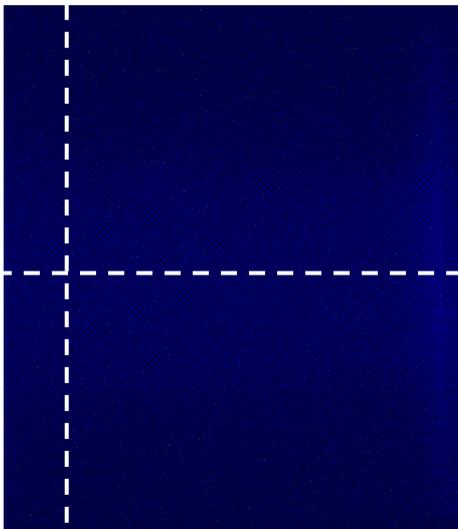


Figure IV.10 : Distribution lumineuse, dans le plan du scintillateur, en irradiation arrière

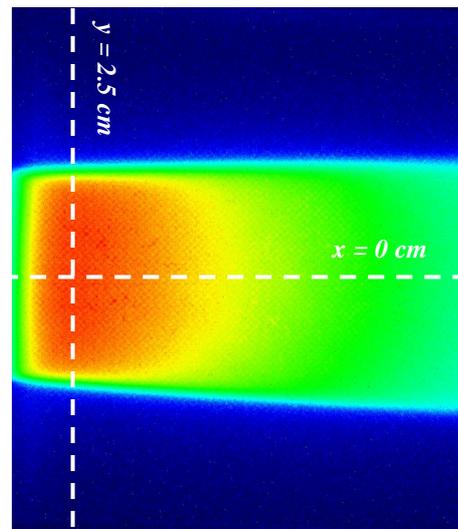


Figure IV.11 : Distribution lumineuse, dans le plan du scintillateur en irradiation avant

La quantité de lumière mesurée en irradiation arrière est très faible et représente environ 25 photoélectrons par pixel et par Gy (100 UM). En irradiation avant, cette valeur monte à environ 900 photoélectrons par pixels et par Gy, auxquels s'ajoutent une soixantaine de photoélectrons dans le cas où il n'y a pas de graisse optique. Cette mesure indique d'ores et déjà qu'environ 7 % de la lumière est réfléchi aux différentes interfaces.

Le rendement en profondeur et le profil à 2.5 cm de la distribution de dose dans le plan du scintillateur ont alors été comparés au rendement en profondeur et profil sur l'axe faisceau et représentés Figs. 12 et 13.

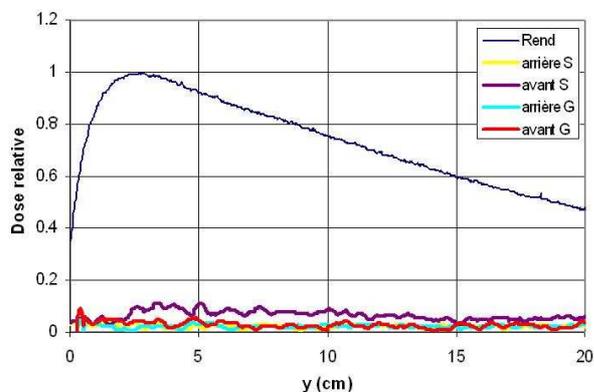


Figure IV.12 : Rendement en profondeur, sur l'axe faisceau et à 10.2 cm de l'axe. Les mesures "S" ont été effectuées sans graisse optique, et les mesures "G" avec de la graisse optique.

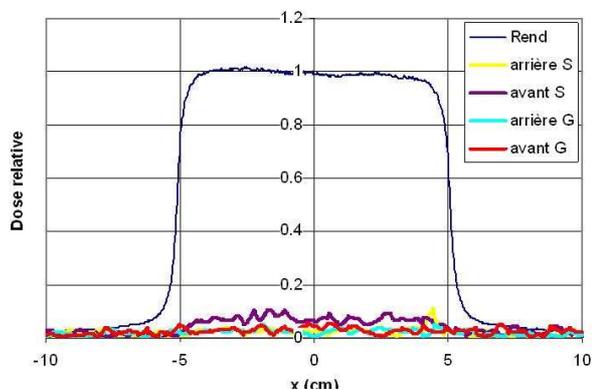


Figure IV.13 : Profil à 2.5 cm de profondeur, sur l'axe faisceau et à 10.2 cm du faisceau. Les mesures "S" ont été effectuées sans graisse optique, et les mesures "G" avec de la graisse optique.

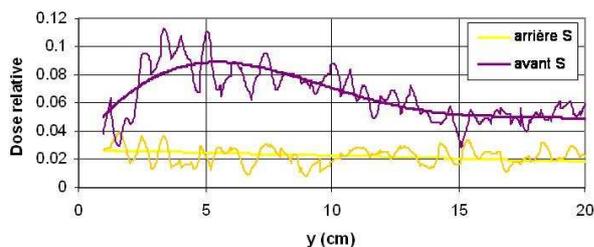


Figure IV.14 : Zoom sur les rendements sans graisse optique ainsi que leurs ajustements.

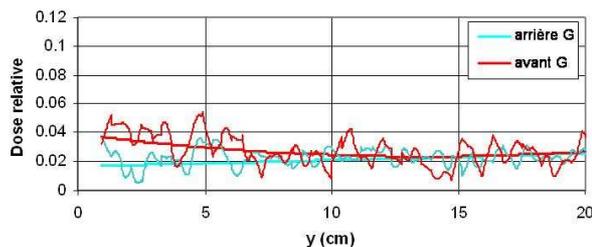


Figure IV.15 : Zoom sur les rendements avec graisse optique ainsi que leurs ajustements.

Il apparaît, sur ces deux graphiques, que l'erreur la plus importante, pour une dose de 1 Gy au maximum du rendement, est générée par les réflexions aux interfaces (courbe "avant S"), et ce à hauteur de 4.2 cGy en équivalent de dose. Cette erreur est néanmoins facilement supprimée par le couplage optique des différents éléments du système avec de la graisse optique. La réexcitation, quant à elle, ne constitue plus qu'une erreur de 1 cGy grâce au filtre gélatine. Cette valeur est cohérente avec les 1.5 % calculés au paragraphe précédent.

Les réflexions aux différentes interfaces ont donc été ramenées à un niveau suffisamment bas pour réaliser des mesures dans des conditions satisfaisantes.

D. Filtrage du rayonnement Čerenkov

La réexcitation du scintillateur par le rayonnement Čerenkov ayant été supprimée grâce au filtre gélatine et à la peinture noire, reste à éliminer la contribution de ce rayonnement Čerenkov du signal lumineux total. Pour ce faire, un certain nombre de méthodes de filtrage ont été proposées et étudiées dans le cadre des dosimètres à fibre scintillante. Nous nous proposons, ici, de les parcourir rapidement, afin d'introduire les principes de base qui pourront nous être utiles en dosimétrie à deux dimensions.

La méthode la plus couramment utilisée, et la première à avoir été proposée, dès 1992 par S. Beddar, est une méthode dite soustractive ([Bed92-I], [Bed92-II]). Elle consiste à placer, en parallèle à la fibre optique reliant le scintillateur au photodétecteur, une seconde fibre de référence, sans scintillateur, afin de soustraire son signal, ne contenant que du rayonnement Čerenkov, à celui obtenu grâce au scintillateur (Figure IV.16). Cette technique n'est, à priori, pas directement applicable à la dosimétrie optique bidimensionnelle mais constitue une technique de référence.

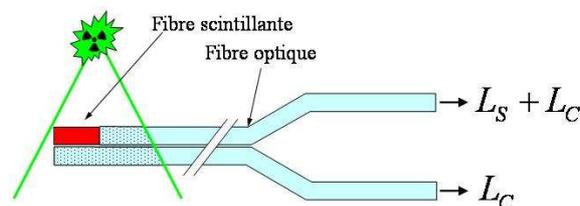


Figure IV.16 : Le signal de référence, dans le cas d'un dosimètre à fibre scintillante, est obtenu en plaçant une fibre optique en parallèle de la fibre reliant le scintillateur au photodétecteur.

Une autre approche, plus récente, est basée sur l'utilisation de scintillateurs possédant un temps d'émission plus long que celui du rayonnement Čerenkov. Elle consiste à effectuer un filtrage temporel du signal lumineux total ([Cli02]). Cette technique présente néanmoins l'inconvénient de perdre une grande partie de la lumière de scintillation dans la fenêtre temporelle du rayonnement Čerenkov, et de n'être applicable qu'à des faisceaux pulsés. Nous n'exploiterons donc pas cette méthode, difficilement applicable à une lecture par caméra.

Une dernière technique, basée sur la discrimination spectrale du rayonnement Čerenkov, et développée par J-M. Fontbonne au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen ([Fon02-I], [Fre05]), consiste à mesurer le signal lumineux total dans deux bandes spectrales différentes. Une analyse colorimétrique permet alors de déterminer précisément les quantités

relatives de rayonnement Čerenkov et de scintillation à partir de ces deux mesures. Nous reviendrons en détail sur cette technique.

Enfin, même si cela ne constitue pas une déconvolution du rayonnement Čerenkov à proprement parler, il est possible de réduire la proportion de rayonnement Čerenkov dans le signal lumineux total en effectuant un filtrage optique de ce dernier. En effet, l'émission de la lumière Čerenkov se situe en grande partie dans le bleu. Il est donc possible, en choisissant un scintillateur émettant à des longueurs d'onde plus élevées (dans le rouge par exemple), de couper les plus petites longueurs d'onde à l'aide d'un filtre passe-haut, ce qui permet d'augmenter efficacement le rapport signal sur bruit. C'est une technique que nous avons donc utilisée en complément des autres, notamment au paragraphe 1.2, en plaçant un filtre rouge devant l'objectif de la caméra.

La méthode de filtrage temporelle ayant été exclue, nous nous proposons d'étudier, à présent, deux techniques de filtrage spécifiques à la dosimétrie optique bidimensionnelle : l'une soustractive et l'autre colorimétrique.

1. Approche soustractive

Le principe de filtrage soustractif utilisé pour les dosimètres à fibre scintillante n'est évidemment pas directement applicable à un dispositif tridimensionnel dans la mesure où l'utilisation d'un second fantôme de référence, placé en parallèle, risque de poser quelques problèmes d'encombrement et d'utilisation... Il reste néanmoins pertinent de mettre en évidence un signal lumineux de référence, ne contenant que du rayonnement Čerenkov, et de le soustraire au signal lumineux total.

1.1. Implantation pratique

Dans le cas d'un scintillateur plan, l'obtention d'un signal de référence spatial passe par l'utilisation d'un damier, de période spatiale $1/f_d$, alternant des carrés transparents et des carrés opaques (Figure IV.17), entre le scintillateur et la partie avant du fantôme. De cette façon, le signal mesuré au niveau d'un carré opaque contient uniquement la lumière produite à l'avant de ce dernier, soit uniquement de la lumière Čerenkov, alors que le signal lumineux mesuré au niveau d'un carré transparent contient le signal lumineux total, composé de scintillation et de rayonnement Čerenkov.

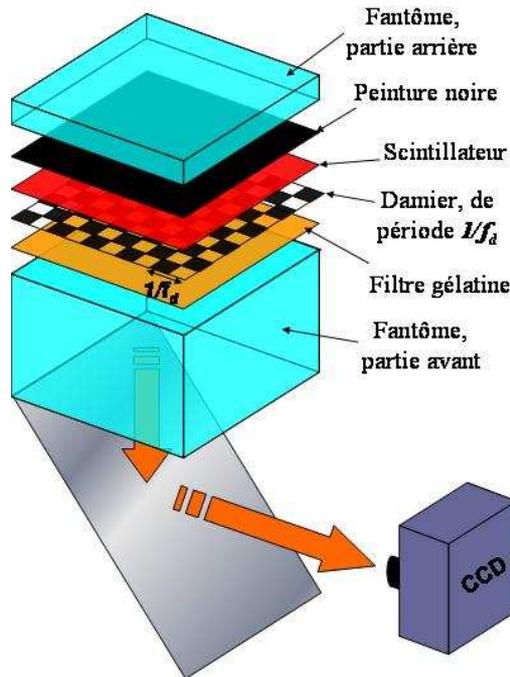


Figure IV.17 : L'utilisation d'un damier entre le scintillateur et la partie avant du fantôme fournit un signal de référence 2D.

1.2. Filtrage

Si l'implantation pratique de cette méthode est extrêmement simple, il reste néanmoins à soustraire le rayonnement Čerenkov du signal lumineux total.

Si l'objectif de la caméra permettait d'obtenir une excellente résolution spatiale en tout point du scintillateur, il suffirait de soustraire le signal mesuré par les pixels "noirs" aux pixels "blancs" voisins. Dans la mesure où ce n'est pas le cas, une démodulation spatiale est nécessaire. Pour plus de clarté dans le formalisme, celle-ci sera exposée, ici, à une dimension.

Dans le cas d'une résolution idéale, le signal mesuré suivant une coupe du scintillateur est un signal en créneaux parfait (Figure IV.18). Le fond continu H représente alors le niveau lumineux du rayonnement Čerenkov, A celui de la scintillation et $1/f_d$ la période du damier.

La transformée de Fourier de ce signal est alors clairement définie (Figure IV.19), et est constituée d'un pic à fréquence nulle représentant le fond continu, et de pics, aux multiples impairs de f_d , représentant les créneaux.

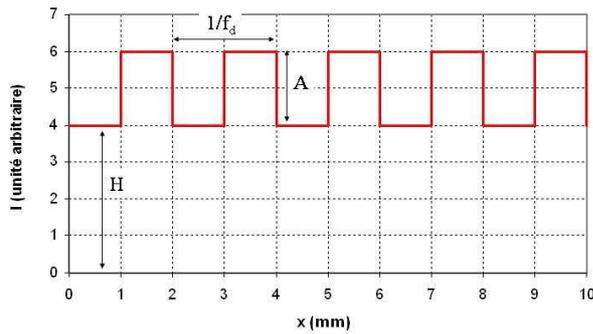


Figure IV.18 : Signal mesuré suivant une coupe du scintillateur, où s'alternent carrés "blancs", d'intensité $H+A$, et carrés "noirs", d'intensité H .

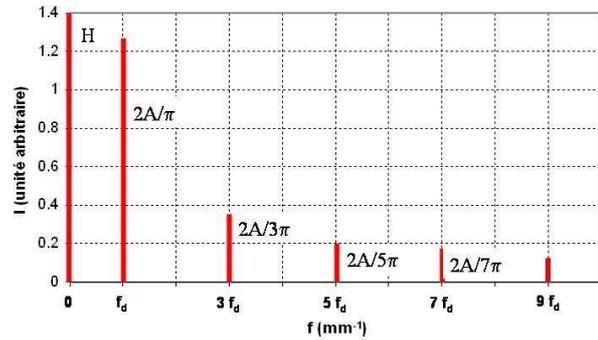


Figure IV.19 : Transformée de Fourier du signal en créneaux.

En réalité, ce signal lumineux en créneaux est convolué par une gaussienne en fréquence, caractérisant la résolution de l'objectif. Or, comme le montre les Figures IV.20 et IV.21, cette résolution varie spatialement, ce qui se traduit par différentes largeurs de gaussiennes selon les zones considérées. Dans le domaine fréquentiel, cette convolution se traduit par une multiplication de la transformée du signal par la même gaussienne, qui atténue plus ou moins les coefficients d'ordre élevé :

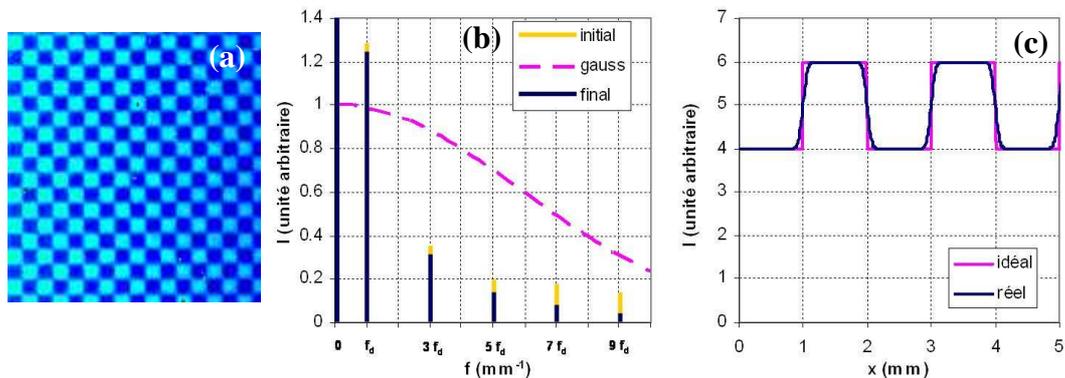


Figure IV.20 : Zone centrale du capteur CCD, où la résolution est la meilleure (a). Cela se traduit par une gaussienne très large dans le domaine fréquentiel (b), et un signal quasiment en créneaux dans le domaine réel (c).

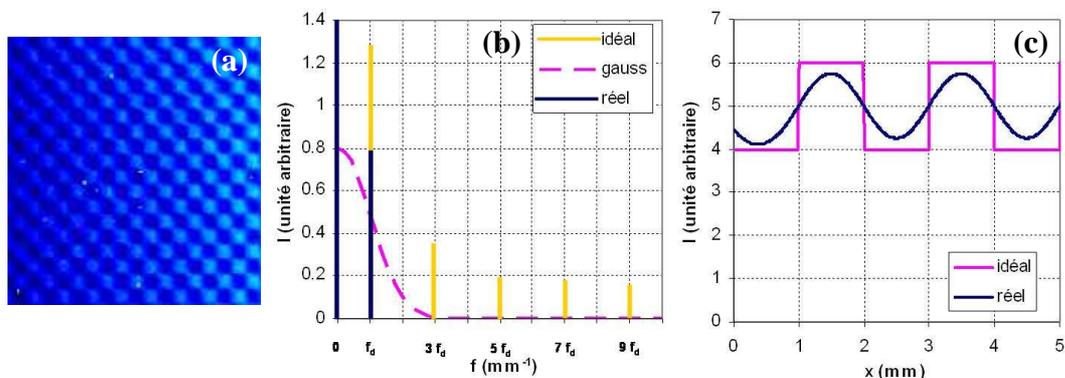


Figure IV.21 : Zone périphérique du capteur CCD, où la résolution est relativement mauvaise (a). Cela se traduit par une gaussienne étroite dans le domaine fréquentiel (b), et un signal sinusoïdal, de modulation A plus faible, dans le domaine réel (c).

La conséquence majeure à cette résolution inhomogène est le peu de confiance qui peut être accordé aux coefficients d'ordre élevé d'un signal en créneaux. Il est donc préférable d'extraire le signal de scintillation uniquement de la composante sinusoïdale du créneau. Pour ce faire, le signal est convolué par deux filtres sinusoïdaux, déphasés de $\pi/4$, et formant une base orthogonale (Figure IV.22).

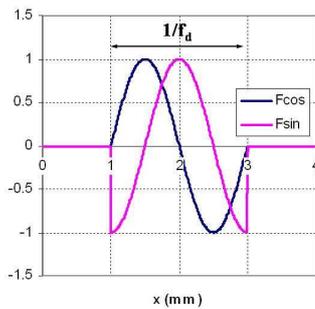


Figure IV.22 : Le 1^{er} ordre fréquentiel du damier est extrait à l'aide d'une fonction porte de largeur $1/f_d$ multiplié par une fonction cosinus. Le même filtre déphasé de $\pi/4$ fournit une base orthogonale.

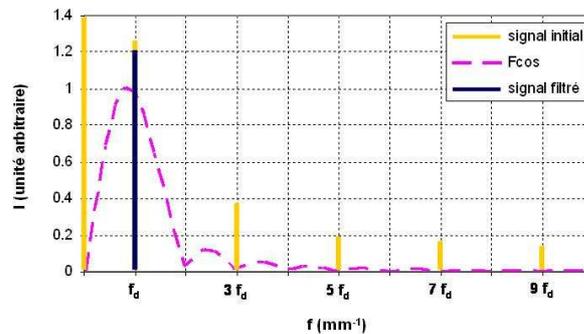


Figure IV.23 : La transformation de Fourier du filtre est une fonction $\sin(x)/x$ convoluée à une fonction de Dirac de fréquence f_d , annulant tous les coefficients d'ordre supérieur à 1.

La transformée de Fourier d'un tel filtre (Figure IV.21) annule, en effet, tous les coefficients d'ordre supérieur à 1, et la décomposition du signal sur cette base fournit alors deux coefficients :

$$\begin{cases} A_{\cos} = A/2 \cdot \cos(2\pi \cdot f_d \cdot x) \\ A_{\sin} = A/2 \cdot \sin(2\pi \cdot f_d \cdot x) \end{cases} \quad \text{Eq. IV.11}$$

dont peut être déduite la modulation A des créneaux, et donc l'intensité de la scintillation :

$$A = 2 \cdot \sqrt{A_{\cos}^2 + A_{\sin}^2} \quad \text{Eq. IV.12}$$

Cette démodulation s'applique également au cas, qui nous intéresse, où les niveaux d'intensités du rayonnement Čerenkov et de la scintillation ne sont plus constants mais varient spatialement, à condition qu'ils ne varient pas sur une période de damier.

Cette condition nécessite donc, d'une part que la période du damier soit petite devant les variations de dose, et risque, d'autre part, de constituer une limite dans le cas de forts gradients de dose ou de petits champs d'irradiation.

2. Approche colorimétrique

Le filtrage colorimétrique utilisé pour les dosimètres à fibre scintillante ne nécessite pas d'adaptation majeure dans le cas d'un scintillateur bidimensionnel. Il requière simplement que le filtrage soit effectué sur le signal lumineux mesuré par chaque pixel du capteur CCD.

Fondamentalement, l'approche colorimétrique repose sur la discrimination spectrale de la scintillation et du rayonnement Čerenkov. Elle nécessite donc que la lumière de scintillation se situe dans la partie du spectre qui contient le moins de lumière Čerenkov possible, à savoir vers le rouge. Le choix du scintillateur, discuté au chapitre précédent, devient donc crucial. Du point de vue colorimétrique, le scintillateur le plus adapté est donc soit le BC-430, émettant dans le orange, soit l'UPS-974R, émettant dans le rouge. Nous avons choisi l'UPS-974R, qui possède la plus grande longueur d'onde d'émission, et dont la linéarité est excellente. L'impact de sa plus faible efficacité de scintillation sera discuté plus tard.

2.1. Filtrage

Le filtrage colorimétrique étant un peu plus élaboré que le filtrage soustractif, nous allons nous étendre un peu plus, ici, sur son principe.

La réexcitation du scintillateur par le rayonnement Čerenkov ayant été supprimée, il peut être supposé que la quantité de scintillation émise par un élément de volume du scintillateur est proportionnelle à la dose, D , déposée dans ce volume. Cette quantité de scintillation s'écrit alors :

$$L_s(\lambda) = k.D.Sp(\lambda) \quad \text{Eq. IV.13}$$

où $Sp(\lambda)$ est le spectre d'émission du scintillateur, et k le nombre de photons de scintillation produits pour 1 Gy.

Le scintillateur et le fantôme produisent, quant à eux, une quantité de rayonnement Čerenkov, L_c , qui peut être écrite sous la forme :

$$L_c(\lambda) = C \cdot \frac{1}{\lambda^2} \quad \text{Eq. IV.14}$$

où C représente une grandeur d'influence inconnue qui dépend de nombreux paramètres, eux-mêmes non maîtrisables (volume irradié, dose déposée en chaque point de ce volume, etc.) mais qui n'a aucune dépendance en longueur d'onde.

En faisant l'hypothèse que la scintillation et le rayonnement Čerenkov sont produits suffisamment près l'un de l'autre vis-à-vis du trajet optique total, il peut être considéré que ces deux quantités subissent une atténuation $A(\lambda)$, à travers le fantôme.

La somme de ces deux quantités de lumière passe alors à travers deux filtres optiques F_1 et F_2 , chacun possédant son propre spectre de transmission ($F_1(\lambda)$ et $F_2(\lambda)$), avant d'être mesurée par un pixel de la caméra CCD, dont le spectre d'efficacité quantique est noté $QE(\lambda)$. Nous obtenons donc, pour chaque pixel, un jeu de deux quantités de lumière, mesurées dans les domaines spectraux 1 et 2 :

$$m_1 = \int \left(k.D.Sp(\lambda) + C.\frac{1}{\lambda^2} \right) . A(\lambda).F_1(\lambda).QE(\lambda).d\lambda \quad \text{Eq.IV.15}$$

$$m_2 = \int \left(k.D.Sp(\lambda) + C.\frac{1}{\lambda^2} \right) . A(\lambda).F_2(\lambda).QE(\lambda).d\lambda \quad \text{Eq.IV.16}$$

D et C ne dépendant pas de la longueur d'onde, ces deux équations peuvent alors s'écrire sous la forme du système suivant :

$$\begin{pmatrix} m_1 \\ m_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_1^D & k_1^C \\ k_2^C & k_2^C \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} D \\ C \end{pmatrix} \quad \text{Eq. IV.17}$$

Il est alors possible, par inversion de ce système, d'exprimer la dose comme une combinaison linéaire des mesures 1 et 2 :

$$D = \frac{k_2^C}{k_1^D.k_2^C - k_2^D.k_1^C} . m_1 - \frac{k_1^C}{k_1^D.k_2^C - k_2^D.k_1^C} . m_2 \quad \text{Eq. IV.18}$$

Que nous écrivons plus simplement :

$$D = a.m_1 + b.m_2 \quad \text{Eq. IV.19}$$

La dose dépend donc, pour chaque pixel, de deux coefficients, dont l'expression analytique est extrêmement complexe et nécessite une connaissance très précise de paramètres tels que le spectre d'atténuation du fantôme ou l'efficacité quantique de la caméra. Ils feront donc l'objet

d'une détermination expérimentale. Connaissant les spectres de transmission des filtres, F_1 et F_2 , leur rapport peut néanmoins être estimé :

$$\frac{b}{a} = -\frac{k_1^C}{k_2^C}, \quad \text{Eq. IV.20}$$

Leur détermination expérimentale, quant à elle, nécessite deux mesures réalisées dans des conditions dosimétriques différentes, et fournissant un système de deux équations indépendantes :

$$\begin{pmatrix} D_1 \\ D_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_1^1 & m_2^1 \\ m_1^2 & m_2^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \quad \text{Eq. IV.21}$$

L'inversion de ce système (à condition que son déterminant soit non nul) permet alors de déterminer a et b :

$$\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_1^1 & m_2^1 \\ m_1^2 & m_2^2 \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} D_1 \\ D_2 \end{pmatrix} \quad \text{Eq. IV.22}$$

Ces paramètres a et b constituent les coefficients d'étalonnage et permettent, une fois connus, de calculer la dose absorbée au niveau du scintillateur, quelle que soit la quantité de rayonnement Čerenkov.

2.2. Filtres optimaux et filtres utilisés

J-M. Fontbonne a également montré ([Fon02-II]) que les filtres optimaux, c'est-à-dire maximisant le rapport signal sur bruit, peuvent être calculés, et que ce calcul conduit toujours à l'obtention de filtres orthogonaux, de transmission égale à 1 ou 0, l'un entourant quasiment le spectre de scintillation, l'autre se plaçant autour.

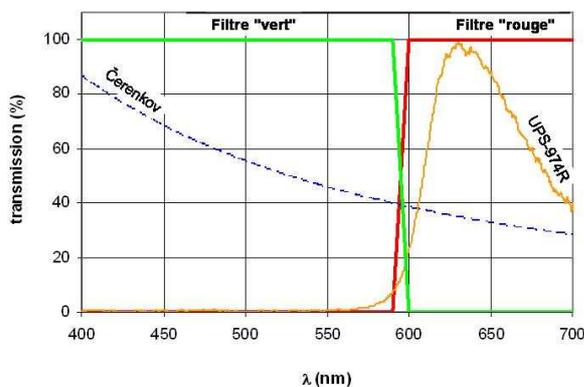


Figure IV.24 : Filtres optimaux par rapport à la scintillation et au rayonnement Čerenkov.

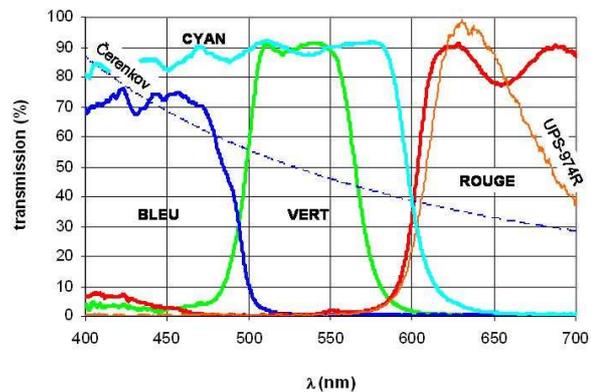


Figure IV.25 : Positionnement des filtres dichroïques par rapport à la scintillation et au rayonnement Čerenkov.

Les filtres optimaux, calculés pour l'UPS-974R, sont représentés Figure IV.24.

De tels filtres n'existant pas, nous nous sommes tournés vers des filtres dichroïques de Edmund Optics (Figure IV.23). Si le filtre rouge encadre relativement bien le spectre d'émission de notre scintillateur, il n'est, en revanche, pas aisé de déterminer visuellement lequel des filtres bleu, vert ou cyan entoure le mieux le rayonnement Čerenkov. Mais connaissant les filtres optimaux, il est possible de comparer entre elles les différentes combinaisons de filtres afin de déterminer celle conservant le meilleur rapport signal sur bruit.

La dégradation du rapport signal sur bruit, ainsi qu'une estimation du rapport b/a , pour les différentes combinaisons ont donc été calculées et sont indiquées dans le tableau ci-dessous :

Filtres employés		dégradation du rapport S/B	b/a
Filtres optimaux		1	-2.12
Rouge	bleu	2.85	-1.08
Rouge	vert	4.49	-0.78
Rouge	cyan	1.84	-2.32

Tableau IV.2 : évolution du rapport signal sur bruit et du rapport b/a pour différents couples de filtres.

Il apparaît que même si le spectre du filtre cyan coupe le spectre de scintillation à une longueur d'onde un peu élevée du point de vue du rapport signal sur bruit, c'est l'utilisation des filtres rouge et cyan qui présente le meilleur résultat. Ceci est essentiellement dû à la précision sur la mesure du rayonnement Čerenkov à soustraire, qui est d'autant meilleure que le rapport signal sur bruit sur cette seule quantité est grand. De ce seul point de vue, il est donc préférable de maximiser le signal relatif au rayonnement Čerenkov et donc d'utiliser le filtre cyan. Nous verrons néanmoins au chapitre 6 que ce choix est pondéré par d'autres considérations telles que le spectre de transmission du cube de polystyrène.

3. Comparaison préliminaire des deux méthodes de filtrage

Deux techniques de filtrage sont donc envisageables, chacune possédant ses avantages et ses inconvénients.

La méthode soustractive présente comme principal attrait d'être simple à mettre en œuvre et de nécessiter un traitement numérique relativement simple. Néanmoins, le bruit occasionné par ce dernier est extrêmement dépendant de la résolution de l'optique. De plus, comme nous l'avons déjà vu, la résolution spatiale de cette méthode est directement limitée par la

fréquence du damier, et engendrera les mêmes limitations que pour les dosimètres à fibre scintillante. A savoir qu'en cas de petits champs ou de forts gradients de dose, la quantité de rayonnement Čerenkov peut varier d'un carré à l'autre du damier, faussant ainsi le signal de référence et donc la mesure de dose.

La méthode colorimétrique, quand à elle, n'est limitée, en terme de résolution spatiale, que par la taille des pixels du capteur CCD. Cependant, la discrimination du rayonnement Čerenkov est un peu plus compliquée et nécessitera certainement, à terme, deux caméras afin d'effectuer les mesures dans les deux domaines spectraux simultanément.

Du point de vue du rapport signal sur bruit, et à résolution égale, les deux techniques peuvent néanmoins être comparées de façon concrète.

Dans le cas du **filtrage soustractif**, un seul filtre passe haut, coupant à 600 nm, est utilisé afin d'augmenter le rapport signal sur bruit.

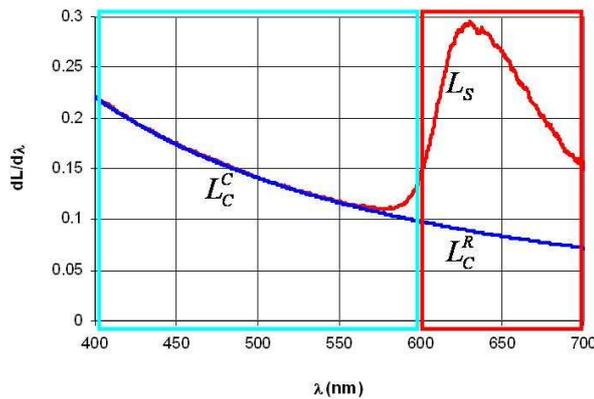


Figure IV.26 : Quantités de scintillation, L_S , et de rayonnement Čerenkov, L_C^R , dans le domaine "rouge", et quantité de rayonnement Čerenkov, L_C^C , dans le domaine "cyan".

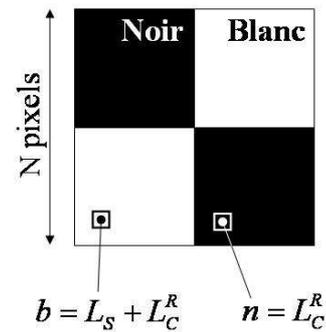


Figure IV.27 : extraction du signal de scintillation sur une période du damier, composée de N^2 pixels.

En supposant que la scintillation se situe exclusivement au dessus de 600 nm, le signal lumineux mesuré dans ce domaine est alors composé de scintillation L_S , et du rayonnement Čerenkov émis au dessus de 600 nm L_C^R , suivant les proportions suivantes :

$$L_S = \alpha.L_C^R \quad \text{Eq. IV.23}$$

Il convient de noter, pour la suite, que la seule contribution lumineuse mesurée entre 400 et 600 nm est du rayonnement Čerenkov L_C^C , tel que :

$$L_C^R = \beta.L_C^C \quad \text{Eq. IV.24}$$

Comme nous l'avons vu précédemment, les pixels coïncidant avec un carré opaque mesurent uniquement le rayonnement Čerenkov, produit en aval du carré. Ils prennent donc la valeur $n = L_C^R$. Les pixels coïncidant avec un carré transparent, quant à eux, mesurent le signal lumineux total et valent donc $b = L_S + L_C^R$.

En effectuant l'hypothèse que la résolution de l'objectif de la caméra est suffisante pour ne pas dégrader le signal en créneaux (Figure IV.20), le filtrage présenté au paragraphe 1.2 n'est pas nécessaire et la mesure du signal de scintillation peut être faite par simple soustraction des pixels "noirs" aux pixels "blancs" :

$$m_{dam} = \frac{N^2}{2}.b - \frac{N^2}{2}.n = \frac{N^2}{2}.L_S \quad \text{Eq. IV.25}$$

où N^2 est le nombre de pixels constituant le motif élémentaire.

Le bruit correspondant à cette mesure est donc :

$$\sigma_{dam}^2 = \frac{N^2}{2}\sigma_b^2 + \frac{N^2}{2}\sigma_n^2 \quad \text{Eq. IV.26}$$

σ_b et σ_n étant respectivement les bruits de mesure d'un pixel "blanc" et d'un pixel "noir", qui font intervenir le bruit de lecture σ_0 d'un pixel ainsi que l'incertitude statistique sur le nombre de photoélectrons mesuré :

$$\begin{cases} \sigma_b^2 = \sigma_0^2 + b \\ \sigma_n^2 = \sigma_0^2 + n \end{cases} \quad \text{Eq. IV.27}$$

Le bruit relatif à la mesure peut donc s'écrire sous la forme :

$$\sigma_{dam}^2 = \frac{N^2}{2} \left[2\sigma_0^2 + L_S \cdot \left(1 + \frac{2}{\alpha} \right) \right] \quad \text{Eq. IV.28}$$

Pour le **filtrage colorimétrique**, deux mesures sont nécessaires, dans deux domaines spectraux : le rouge et le cyan. D'après ce qui a été dit plus tôt, pour les mesures faites avec le filtre rouge, chaque pixel prend la valeur $r = L_s + L_C^R$. De même, avec le filtre cyan, chaque pixel prend la valeur $c = L_C^C$.

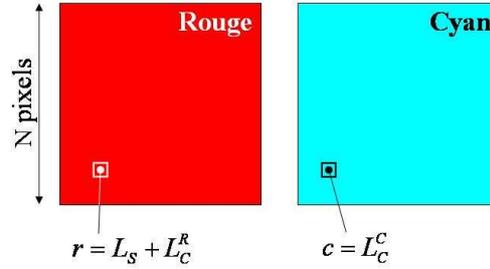


Figure IV.28 : Filtrage colorimétrique du rayonnement Čerenkov et moyennage sur N^2 pixels.

Le signal de scintillation peut alors être extrait à l'aide de l'Eq. IV.19 :

$$m_{col} = a.N^2.r + b.N^2.c \quad \text{Eq. IV.29}$$

En normalisant a à 1, b devient b/a . De plus, étant donné les proportions de rayonnement Čerenkov dans le rouge et le cyan, la discrimination colorimétrique impose que $b/a = -\beta$.

Le signal de scintillation peut alors s'écrire :

$$m_{col} = N^2.(r - \beta.c) = N^2.L_s \quad \text{Eq. IV.30}$$

Le bruit sur cette mesure est donc :

$$\sigma_{col}^2 = N^2.(\sigma_r^2 + \beta^2.\sigma_c^2) \quad \text{Eq. IV.31}$$

avec :

$$\begin{cases} \sigma_r^2 = \sigma_0^2 + r \\ \sigma_c^2 = \sigma_0^2 + c \end{cases} \quad \text{Eq. IV.32}$$

Et de la même façon que pour le damier, le bruit peut finalement s'écrire :

$$\sigma_{col}^2 = N^2. \left[(1 + \beta^2)\sigma_0^2 + L_s \cdot \left(1 + \frac{1 + \beta}{\alpha} \right) \right] \quad \text{Eq. IV.33}$$

Les rapports signal sur bruit des deux méthodes peuvent alors être directement comparés :

$$\frac{\sigma_{dam}}{m_{dam}} \cdot \frac{m_{col}}{\sigma_{col}} = \sqrt{2 \cdot \frac{2\sigma_0^2 + L_S \cdot \left(1 + \frac{2}{\alpha}\right)}{(1 + \beta^2) \cdot \sigma_0^2 + L_S \cdot \left(1 + \frac{1 + \beta}{\alpha}\right)}} \quad \text{Eq. IV.34}$$

Il convient de noter que, non seulement la dégradation du rapport signal sur bruit d'une méthode à l'autre ne dépend pas du nombre de pixels considéré, et donc de la résolution, mais qu'en plus, celle-ci est toujours supérieure à $\sqrt{2}$, en défaveur de la méthode soustractive. Cet avantage est d'autant plus important, que la proportion de scintillation est faible vis-à-vis du rayonnement Čerenkov, et que sa quantité absolue est faible (Figure IV.29).

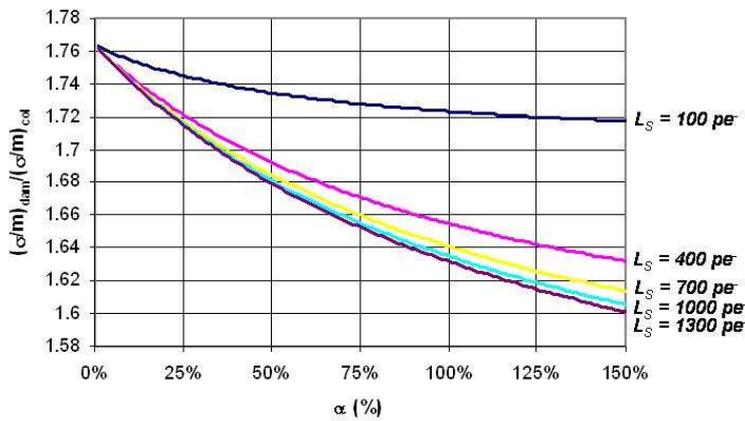


Figure IV.29 : Dégradation du rapport signal sur bruit, entre les 2 méthodes, en fonction de la quantité absolue et de la proportion de scintillation.

La déconvolution colorimétrique est donc meilleure que la déconvolution soustractive, du point de vue du rapport signal sur bruit. Néanmoins l'écart entre les deux méthodes n'est pas suffisant pour justifier l'emploi d'une méthode plutôt que l'autre, d'autant que cette comparaison suppose que le filtrage est parfaitement effectué dans les deux cas. Or nous avons montré, au paragraphe 2.1.b, que la résolution de l'objectif était loin d'être parfaite, dégradant, du même coup, le filtrage soustractif. Le choix du filtrage se fera donc sur des considérations plus pratiques, telles que la facilité de mise en œuvre, ou la résolution optique.

E. Conclusion

Nous avons donc identifié, dans ce chapitre, les différents problèmes liés au rayonnement Čerenkov. Nous avons également testé une méthode efficace de suppression de la réexcitation du scintillateur, et développé deux méthodes de déconvolution du rayonnement Čerenkov et de la scintillation. Nous sommes donc capables, en théorie, de mesurer des distributions de dose quelconques, dans le plan du scintillateur, en présence de quantités quelconques de lumière Čerenkov. Il reste néanmoins à mettre en œuvre une procédure de calibration afin de convertir le signal de scintillation en distribution de dose. Cette procédure, ainsi qu'une comparaison expérimentale des deux méthodes de filtrage, sera exposée au chapitre 6.

Chapitre 5 : Etude du blindage de la caméra

Le milieu extrêmement ionisant dans lequel opère le DosiMap n'est pas sans conséquences sur sa durée de vie ainsi que sur son fonctionnement. En effet, malgré l'important blindage dont il est équipé, l'accélérateur génère et diffuse une quantité importante de photons et d'électrons, très énergétiques, qui affectent l'ensemble du dispositif, et notamment la caméra CCD.

Les Figs. V.1 et V.2 témoignent de l'ampleur du phénomène. Toutes deux ont été acquises, objectif fermé, sur 12 s d'intégration. Mais alors que première, faite sans faisceau d'irradiation, est effectivement noire, la seconde, faite en présence d'un faisceau de photons de 15 MV, en champ $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$, présente un tout autre aspect. En effet, non seulement son intensité moyenne n'est pas nulle, mais en plus, elle présente des variations d'intensité non attribuables à de simples fluctuations statistiques, dues aux interactions aléatoires des rayonnements ionisants avec les pixels du détecteur.

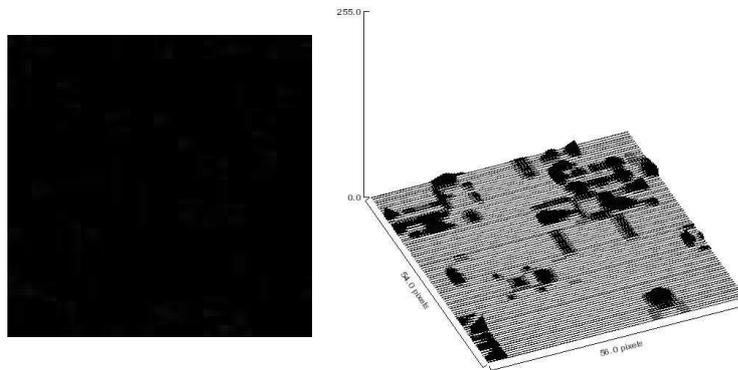


Figure V.1 : Image et représentation 3D (100×100 pixels), d'une acquisition de 12 s, sans faisceau d'irradiation.

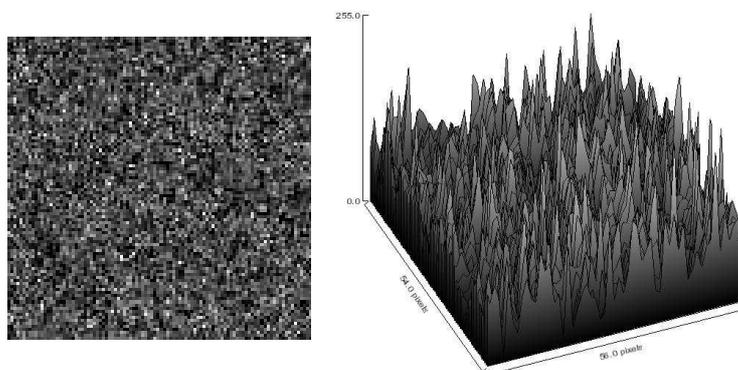


Figure V.2 : Image et représentation 3D (100×100 pixels), d'une acquisition de 12 s (40 UM), en présence d'un faisceau de RX de 15 MV, en champ $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$.

Il est donc clair et immédiat que l'image mesurée par la caméra, et donc la distribution de dose qui en découle, sont très fortement altérées par les rayonnements diffusés hors du champ d'irradiation. Ceci pourrait être résolu en supprimant numériquement les impacts, mais non seulement un traitement numérique ne protège en rien la caméra, dégradée par les radiations, mais en plus, il risque de s'avérer inefficace pour résoudre le problème, face à de trop grandes quantités de rayonnements.

Nous nous proposons donc, dans ce chapitre, de résoudre ce problème et de protéger la caméra, elle-même, afin de préserver sa durée de vie et ses performances. Pour ce faire, nous développerons d'une part un blindage, permettant de protéger la caméra et de limiter les interactions des rayonnements ionisants avec le détecteur, et, d'autre part, un filtrage numérique des pixels touchés par une particule (Figure V.3).

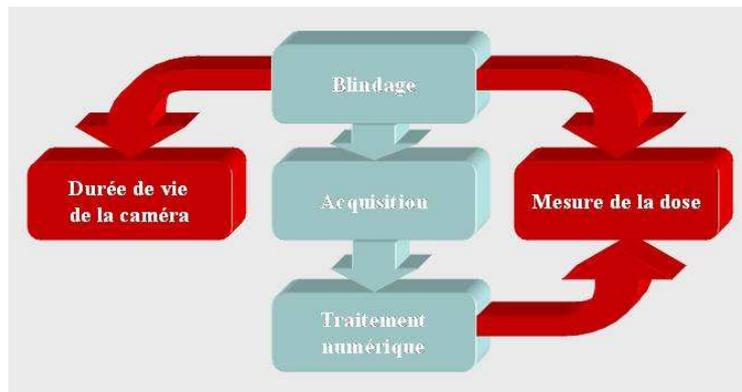


Figure V.3 : Moyens mis en œuvre pour contrer les rayonnements ionisants et leurs effets sur la durée de vie de la caméra et la justesse de la mesure de dose.

Afin de mettre en place blindage et traitement numérique, aussi efficacement que possible, nous nous attacherons à caractériser précisément les rayonnements diffusés, en terme de distribution et d'énergie (paragraphe A), ainsi que leurs effets sur le capteur CCD (paragraphe B). Une fois cette caractérisation réalisée, serons à même de définir le blindage et le traitement numérique les plus adéquats (paragraphe C).

A. Caractérisation des rayonnements diffusés hors champ d'irradiation

Comme nous le verrons par la suite, la connaissance de la distribution angulaire des rayonnements diffusés, ainsi que de leur énergie, est surtout importante pour définir la géométrie du blindage.

1. Matériel et méthode

La caméra n'étant ni conçue, ni adaptée pour la détection de particules, la distribution angulaire des rayonnements diffusés a été mesurée à l'aide d'une jonction PN en silicium présentant des caractéristiques relativement proches de celles du capteur CCD. En effet, cette jonction possède une surface de 1 cm^2 , à peu près égale à celle du capteur CCD (environ 1.2 cm^2), pour une épaisseur de $25 \text{ }\mu\text{m}$.

Afin d'identifier la provenance des particules ionisantes détectées, cette jonction a été disposée à l'intérieur d'un cube de plomb de 10 cm de côté, doté d'un trou (pas de vis) de 1 cm de diamètre, et de 5 cm de long (cf. Figure IV.4.). Cette géométrie permet de limiter l'angle solide vu par le détecteur à 11.5° , et donc de déterminer l'origine spatiale approximative des rayonnements détectés (Figure IV.5).

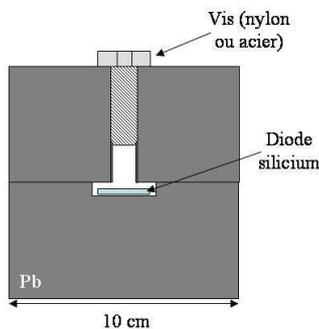


Figure V.4 : Diode silicium insérée dans un cube de plomb de 10 cm de côté doté d'un unique trou, de 1 cm de diamètre

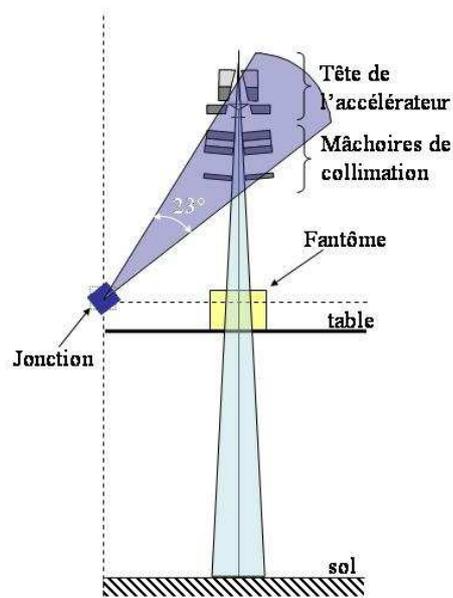


Figure V.5 : Couverture angulaire du détecteur, comparée aux principaux éléments de l'accélérateur et de la salle de traitement.

De plus, une vis en nylon (d'environ 5 cm de long) permet de stopper les particules de plus basse énergie afin de ne détecter que les événements de plus haute énergie. Un jeu de vis en acier (dont les longueurs varient de 1 à 5 cm) permet d'évaluer l'atténuation des rayonnements dans ce matériau, en fonction de l'épaisseur traversée, afin d'en déduire leur énergie moyenne.

2. Origine et quantité des rayonnements

La distribution angulaire des particules diffusées a été établie avec la jonction située à 60 cm (distance approximative à laquelle doit se trouver la caméra) de l'axe d'un faisceau de photons de 15 MV, en champ $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ (Figure V.6). Elle a été mesurée avec une vis en nylon de 5 cm de long, arrêtant tous les événements de faible énergie.

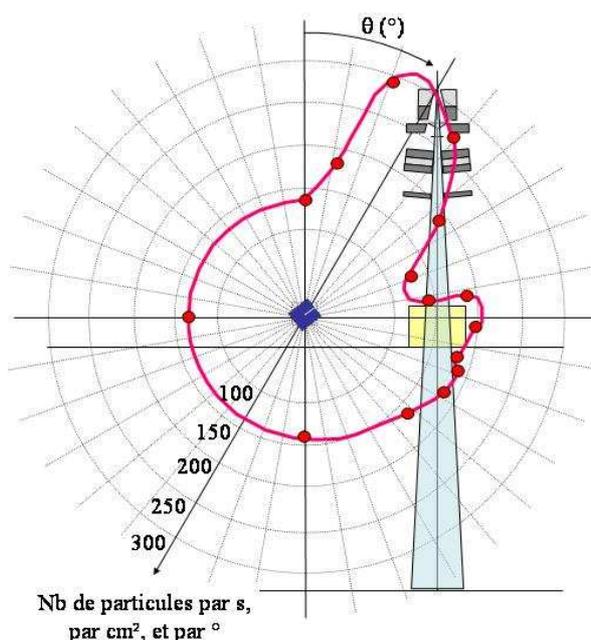


Figure V.6 : Distribution angulaire et origine des rayonnements diffusés. La tête de l'accélérateur et le fantôme sont représentés.

Trois éléments majeurs se dégagent de cette distribution :

- Une grande quantité de particules, allant jusqu'à de très hautes énergies est détectée en provenance de la tête de l'accélérateur, en dépit du blindage dont celle-ci fait l'objet. En effet, l'ensemble des événements entre 0 et 70° correspond à environ 6000 particules par seconde et par cm^2 .

- Le fantôme, quant à lui, joue effectivement son rôle de diffuseur, puisqu'il constitue la 2^{ème} source de rayonnements (3 000 événements par seconde et par cm²).
- Enfin, un fond de 135 événements par seconde, par degré et par cm² est observé dans toutes les autres directions. Ces événements correspondent aux particules les plus énergétiques provenant de la tête de l'accélérateur et du fantôme, et qui n'ont pas été arrêtées par les 5 cm de plomb du cube.

Si cette distribution permet d'identifier les sources de diffusions majeures pour une configuration quelconque de radiothérapie externe, les quantités absolues de particules détectées, quant à elles, dépendent fortement de la nature et de l'énergie du faisceau, de la distance entre le détecteur et l'axe faisceau, ainsi que de la taille du champ d'irradiation.

Les mesures ont montré qu'en faisceau de photons, la quantité de particules diffusées était sensiblement la même à 15 et à 25 MV, et environ deux fois moindre à 8 MV. En faisceau d'électrons, le nombre de particules est beaucoup plus important, mais leur énergie moyenne est relativement faible. Si bien que ce type d'irradiation pose beaucoup moins de problème en terme de blindage. Nous nous attacherons donc, par la suite, au cas des faisceaux de photons de 15 MV, qui constitue la configuration la plus défavorable.

Les mesures ont également permis de vérifier que la quantité de rayonnements diffusés décroît selon une loi inversement proportionnelle au carré de la distance au faisceau, et croît approximativement linéairement avec la surface du champ d'irradiation.

3. Énergie moyenne des rayonnements

Nous venons de mettre en évidence l'origine des différents rayonnements atteignant le détecteur. Néanmoins en raison de la multitude d'interactions que subissent ces rayonnements, leur spectre en énergie est extrêmement complexe, et donc, impossible à établir. Nous allons toutefois faire, ici, une estimation de l'énergie moyenne des rayonnements venant des deux principales sources, à savoir la tête de l'accélérateur et le fantôme.

Pour ce faire, le détecteur a été orienté dans chacune de ces deux directions (tête de l'accélérateur et fantôme), et des vis en acier, de différentes longueurs (1, 3 et 5 cm) ont été

placées devant le détecteur. L'atténuation du nombre de particules suit, dans les deux cas, une loi de décroissance exponentielle (Figure V.7) typique du comportement de photons.

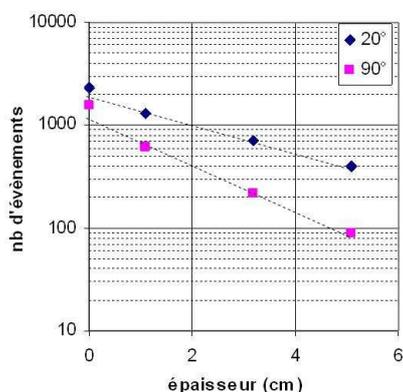


Figure V.7 : Atténuation des rayonnements venant de la tête de l'accélérateur (20.4°) et du fantôme (93°) dans l'acier.

Les rayonnements venant de la tête de l'accélérateur présentent un coefficient d'atténuation de 0.33 cm^{-1} , correspondant, pour l'acier, à une énergie moyenne de 2 MeV, alors que ceux venant du fantôme possèdent un coefficient d'atténuation de 0.54 cm^{-1} , correspondant, pour l'acier, à une énergie moyenne d'environ 740 keV.

Il apparaît qu'il s'agit de rayonnement énergétiques, ce qui explique qu'une quantité non négligeable de particules (135 /s) interagissent avec le détecteur, malgré les 5 cm de plomb qui l'entourent (cf. paragraphe précédent), lorsque l'ouverture du détecteur n'est pas orientée vers la tête ou le fantôme. Il faudra donc prévoir un blindage important et gérer les contraintes de masse et de volume qui vont en découler.

B. Conséquences sur le capteur CCD et sur les mesures de dose

Les rayonnements diffusés hors du champ d'irradiation ayant été caractérisés, il convient également d'identifier la façon dont ceux-ci interagissent avec le détecteur CCD, afin d'établir, d'une part, la signature de ces interactions et, d'autre part, les types de dégâts subis par le détecteur au fil des irradiations.

1. Effet des Rayonnements ionisants sur les semi-conducteurs et les capteurs CCD

Comme nous allons le voir dans ce paragraphe, les semi-conducteurs, et donc notre détecteur CCD, possèdent une structure très particulière qui leur confère des propriétés particulièrement intéressantes, mais les rend aussi très sensibles aux rayonnements ionisants. Nous allons donc décrire succinctement la structure d'un détecteur CCD, avant d'exposer les dommages propres que cette structure subit sous rayonnements ionisants.

1.1. Structure type d'un Charge-Coupled Device

Un détecteur CCD est constitué d'une matrice d'éléments photosensibles en silicium : les pixels. Généralement, chacun de ces pixels est constitué d'une couche de substrat, semi-conducteur de type P, sur laquelle sont déposées une couche de type N, une couche de SiO_2 et, enfin, une fenêtre polycristalline (Figure V.8).

Les différences de dopage de ces couches successives, ainsi que l'application d'un potentiel V_G par le biais de la fenêtre polycristalline, génèrent un puit de potentiel, qui atteint son minimum à l'intérieur de la couche N, et qui constitue une zone d'accumulation pour les photoélectrons créés par la lumière incidente ([Bas02]).

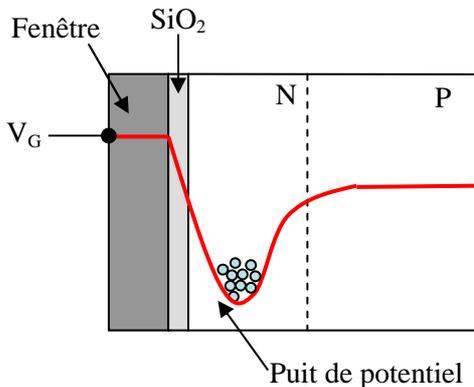


Figure V.8 : Coupe d'un pixel. La courbe de potentiel illustre la zone de charge et la région de champ libre.

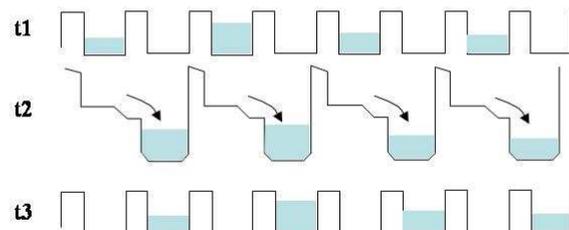


Figure V.9 : Opération de transfert de charges le long d'un registre. A l'issue de ce transfert, les électrons stockés sont convertis en tension par un étage de lecture.

Après leur création et leur stockage, les électrons sont transférés séquentiellement suivant des registres verticaux jusqu'à un étage de lecture où ils sont convertis en une tension (Figure V.9).

Différents critères permettent de caractériser les performances d'un capteur CCD, parmi lesquels son spectre d'efficacité quantique, ou son efficacité de transfert de charge (c'est-à-dire le pourcentage de charge transféré d'un étage à un autre, lors de l'opération de transfert). Un autre critère de performance nous intéresse particulièrement : le courant d'obscurité (ou courant inverse). Celui-ci est généré dans le silicium par l'agitation thermique, qui donne assez d'énergie à certains électrons pour passer de la bande de valence à la bande de conduction. Ils sont alors piégés dans le puit de potentiel et assimilés au signal. Le nombre de charges ainsi piégées est proportionnel à la durée d'acquisition et dépend, évidemment, fortement de la température. En effet, le courant inverse double tous les 8 à 10°C (au dessus de -25°C) [Tho].

Ce courant d'obscurité peut être généré à l'interface SiO_2/Si ou plus en profondeur, dans le volume du pixel.

1.2. Dommages d'ionisation

Le premier effet des rayonnements ionisants sur un semi-conducteur est, bien évidemment, l'ionisation de ce dernier. Dans le pire cas de figure, cette ionisation intervient dans la couche d'oxyde de silicium (Figure V.10), créant alors des paires électron-trou ([Jan89]).

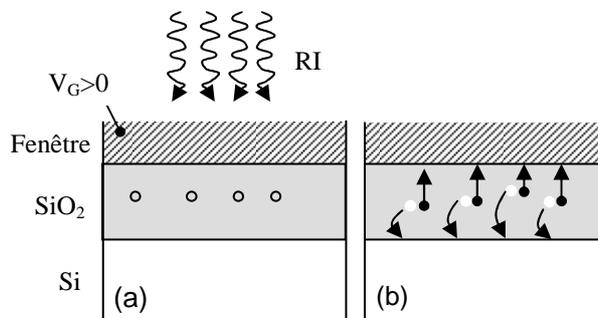


Figure V.10 : Quand des dommages d'ionisation frappent la couche de SiO_2 , des paires électron-trou sont générées. Les électrons migrent alors vers la fenêtre alors que les trous se déplacent plus lentement vers l'interface avec le silicium.

Si cette création de paire intervient pendant l'acquisition (c'est-à-dire pour $V_G \neq 0$), les électrons vont migrer vers la fenêtre polycristalline et les trous vers le silicium. Cette altération du réseau cristallin peut être extrêmement durable et a diverses conséquences. Outre le fait qu'elle modifie le potentiel local et donc les performances de stockage du détecteur, les

trous fixés à l'interface SiO₂/Si favorisent le piégeage d'électrons et, par conséquent, augmentent le courant inverse surfacique.

1.3. Dommages de déplacement

Un deuxième type de dégâts peut être engendré par des photons de plus de 400 keV, au niveau du réseau cristallin lui-même. Dans un semi-conducteur parfait, l'énergie nécessaire pour faire passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction est de 1.14 eV. Si la température du détecteur est maintenue suffisamment basse, seuls quelques électrons de la bande de valence acquièrent cette énergie. Les défauts créés par les rayonnements dans le réseau cristallin ont pour effet d'introduire un niveau d'énergie intermédiaire, permettant ainsi à des électrons d'atteindre plus facilement la bande de conduction. Cela se traduit, au niveau du pixel, par une augmentation du courant d'obscurité volumique.

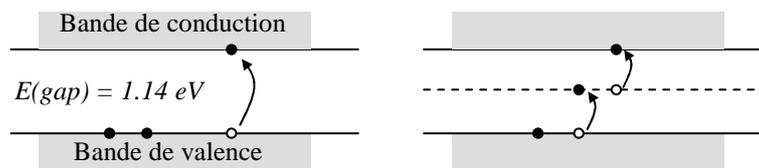


Figure V.11 : Dans un semi-conducteur parfait, l'énergie pour faire passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction est de 1.14 eV. Un déplacement au sein du réseau cristallin peut introduire un niveau d'énergie supplémentaire entre la bande de valence et la bande de conduction.

L'interaction de rayonnements ionisants avec le détecteur CCD, pendant l'acquisition, va donc généralement se solder par une augmentation du courant inverse, d'intensité variable, qui sera assimilée, à tort, au signal lumineux mesuré.

Les dommages durables dans la structure d'un pixel vont, quant à eux, engendrer une augmentation durable de son courant d'obscurité. Cette augmentation affectera donc la précision sur la mesure de dose et, éventuellement, la mesure de dose elle-même.

2. Caractérisation des impacts lors d'une acquisition avec faisceau

Nous avons mesuré, au paragraphe 1, la quantité de rayonnements atteignant la caméra. Nous avons également décrit qualitativement, ci-dessus, leurs effets sur un semi-conducteur. Nous allons, à présent, caractériser la spécificité de ces interactions, notamment en terme

d'intensité, pour notre détecteur CCD, un capteur refroidi KAF-1602E de 1536×1024 pixels de chez Kodak.

2.1. Caractérisation locale

Comme nous l'avons vu au début de ce chapitre (Figure V.2), une image noire acquise en présence de rayonnements ionisants donne lieu à une image "constellée" d'impacts (c'est-à-dire de pixels présentant une intensité anormalement élevée). A première vue, chaque impact semble concerner un seul pixel, mais en y regardant de plus près, il apparaît que l'intensité des pixels adjacents à un pixel touché est légèrement supérieure à la valeur 0.

Il s'agit néanmoins d'un phénomène relativement faible par rapport au niveau de bruit, et qui a été quantifié en moyennant les zones entourant 1000 impacts. Les intensités relatives moyennes des 24 pixels entourant un impact sont représentées dans le tableau V.1.

Nous pouvons constater, au vu de cette distribution relative, que le phénomène observé est plus marqué pour les pixels appartenant au même registre de transfert que le pixel central. Néanmoins, ce phénomène de délocalisation de l'impact reste en majeure partie cantonné à ses voisins directs. Enfin, si la répartition spatiale de cette délocalisation reste globalement la même quelle que soit l'intensité de l'impact, l'intensité moyenne de ses 8 premiers voisins en dépend, quant à elle, de façon non linéaire (Figure V.12).

0%	0%	1%	1%	0%
0%	2%	9%	4%	0%
0%	5%	100%	7%	0%
0%	3%	14%	4%	0%
0%	1%	2%	2%	0%

Tableau V.1 : Intensité relative des 24 pixels entourant un pixel touché.

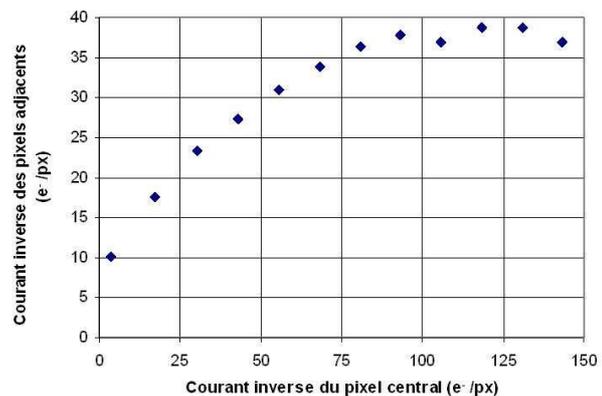


Figure V.12 : Courant inverse moyen des 8 pixels directement adjacents à un pixel touché par un impact, en fonction du courant inverse de ce dernier.

Nous pouvons également constater que l'intensité moyenne des pixels voisins à l'impact semble se stabiliser lorsque celle du pixel touché dépasse environ 100 électrons pour une seconde d'acquisition.

Ce “débordement” des impacts sur les pixels voisins n’aura pas de réel impact au niveau des mesures de dose, ce qui justifierait leur filtrage numérique au même titre que celui de l’impact. En revanche sa caractérisation est primordial pour la quantification du nombre d’impacts occasionnés sur le capteur comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

2.2. Caractérisation globale

Cette caractérisation locale des impacts nous permet donc d’identifier et de répartir les pixels d’une image noire, acquise en présence de rayonnements ionisants, selon trois catégories (cf. Figure V.13) :

- Les pixels non touchés présentant un courant inverse “normal”. La distribution de leur intensité est une gaussienne, mesurée expérimentalement, de valeur moyenne $m = 0$ et d’écart type $\sigma \approx 10$ électrons,.
- Les pixels touchés par une particule présentent une intensité anormalement élevée. Leur distribution spatiale est aléatoire et uniforme, et leur intensité suit une loi de probabilité exponentielle $\frac{N}{\lambda} \cdot e^{-\frac{I}{\lambda}}$, déterminé expérimentalement (Figure V.13), avec N le nombre d’impacts et $\lambda \approx 70 e^- px$,.
- Les pixels adjacents à un pixel touché présentent une intensité légèrement supérieure à 0, suivant le comportement décrit au paragraphe précédent.

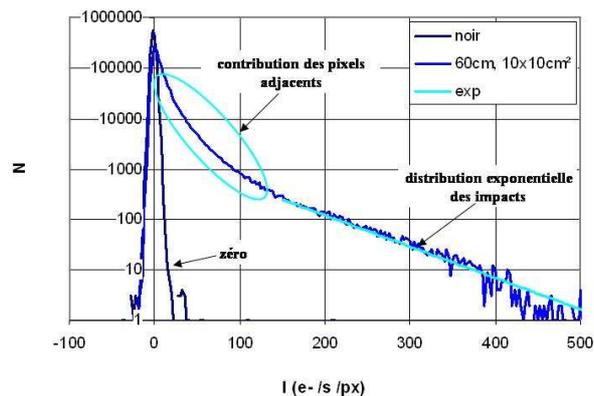


Figure V.13 : Distribution en intensité d’une image noire en présence de rayonnements ionisants.

Comme nous pouvons le constater, malgré l’identification de ces trois catégories de pixels, leurs spectres en intensité sont fortement convolués, si bien qu’il est difficile de déterminer le nombre d’impacts à partir de la distribution en intensité d’une acquisition expérimentale.

Une méthode d'évaluation différente sera donc nécessaire pour déterminer le nombre d'impacts. Cette méthode, numérique, est décrite ci-après.

2.3. Modélisation numérique et quantification du nombre d'impacts

Bien qu'une déconvolution analytique des différents spectres en intensité soit inenvisageable (à cause de la non linéarité de l'intensité moyenne des pixels voisins), il est possible de reconstruire numériquement, par simulation Monte Carlo, la distribution en intensité des pixels de l'image, grâce à la caractérisation (à la fois locale et globale) des impacts.

Cette simulation commence par reconstruire l'image noire, suivant une distribution gaussienne de valeur moyenne nulle, et présentant un écart type de $10 e^- / px$. Elle ajoute ensuite des impacts à des positions aléatoires, affectés d'une intensité elle aussi aléatoire, mais suivant la loi de probabilité exponentielle définie précédemment. Enfin, en fonction de l'intensité attribuée à l'impact, les pixels directement adjacents sont affectés d'une intensité suivant la loi expérimentale illustrée à la Figure V.12.

Le seul paramètre ajustable de cette modélisation est donc le nombre d'impacts ajoutés à l'image noire. Ce modèle a alors été comparé à des images expérimentales, acquises sur 12 s, présentant des quantités d'impacts très différentes (cf. Figure V.14).

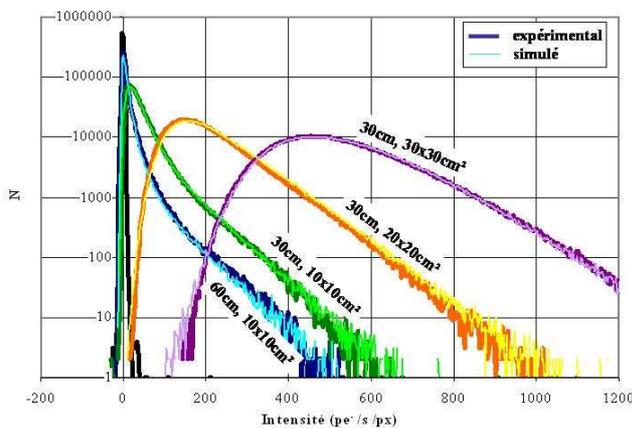


Figure V.14 : Distribution en intensité d'une image "noire" en fonction de la proximité du faisceau, de la taille du champ d'irradiation, et donc de la quantité de rayonnements diffusés.

distance (cm)	champ (cm ²)	N	N/s
60	10 x 10	50 000	4 167
30	10 x 10	200 000	16 667
30	20 x 20	1 000 000	83 333
30	30 x 30	2 500 000	208 333

Tableau V.2 : Quantité d'impacts en fonction des conditions d'irradiations.

La confrontation est plus que concluante puisque toutes les distributions expérimentales sont reproduites de façon cohérente par la modélisation. En effet, conformément aux mesures faites à l'aide de la jonction PN au paragraphe 2 : à champ égal, quatre fois plus de particules

atteignent la caméra à 30 cm du faisceau qu'à 60 cm. De la même façon, la quantité d'impacts augmente approximativement linéairement avec la taille du champ d'irradiation.

Nous avons comparés la quantité d'impacts occasionnés sur le capteur CCD, avec le nombre d'interactions mesurées avec la jonction PN (paragraphe A.2), dans des conditions d'irradiation similaires. A 60 cm de l'axe faisceau et en champ $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$, le taux d'impacts est d'environ 4 200 évènements par seconde pour la caméra contre 9 000 pour la jonction. Il existe donc un facteur 2 entre les mesures faites avec la jonction PN et le taux d'impact observé sur le capteur CCD. Néanmoins, ces résultats sont du même ordre de grandeur, donc cohérents et témoignent sans doute d'une plus faible sensibilité du détecteur CCD aux évènements peu énergétiques.

Cette modélisation numérique nous permet donc de déterminer le nombre d'impacts occasionnés au niveau du capteur CCD, en fonction de son spectre en intensité, et ce sur une gamme importante (d'environ 1000 impacts à quelques millions). Cela nous permettra donc, par la suite, d'évaluer la quantité d'impacts reçus par la caméra dans différentes conditions d'irradiation et de blindage.

3. Caractérisation des dommages consécutifs à l'irradiation

Comme nous l'avons dit précédemment, les impacts altèrent le signal mais détériorent également de façon durable les performances du capteur en augmentant, notamment, le courant d'obscurité des pixels touchés. Nous avons donc effectué un vieillissement accéléré de la caméra, en exposant cette dernière, à d'importants taux de rayonnements diffusés (de 85 000 impacts /s en champ $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$, à 30 cm de l'axe faisceau, jusqu'à 210 000 impacts /s en champ $30\text{ cm} \times 30\text{ cm}$, à la même distance du faisceau).

Il faut néanmoins souligner que dans le dispositif, la caméra sera blindée, ramenant le taux d'impacts à 150 évènements /s en champ $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$, à 60 cm du faisceau. Une irradiation typique de 2 Gy (soit 60 s), en champ $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ correspond donc à un total de 9 000 impacts. Nous considérerons donc, pour cette étude, que tous les 9 000 impacts, la caméra a subi une irradiation.

3.1. Augmentation du courant inverse

Comme nous l'avons vu au paragraphe *B.1*, le premier effet des irradiations est l'augmentation du courant inverse. Or, cette augmentation ayant une importance majeure dans la précision des mesures de dose, l'évolution de celle-ci a été mesurée au fil des irradiations, en acquérant des images noires sur 2 min. En effet, pour de telles acquisitions, l'intensité de chaque pixel est uniquement due au bruit de lecture (indépendant du temps) et au courant d'obscurité qui croît linéairement avec le temps d'acquisition (cf. paragraphe *1.1*). Le courant d'obscurité a donc été isolé en effectuant une 2^{ème} acquisition très courte (20 ms), pour laquelle le courant inverse est quasiment nul, et en la soustrayant à l'acquisition de 2 min.

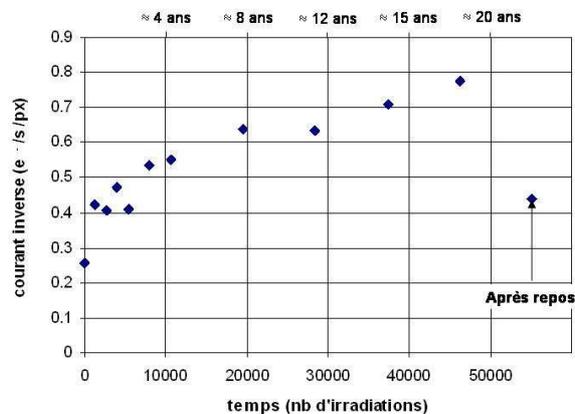


Figure V.15 : Courant inverse moyen des pixels du capteur au fil des irradiations.

Comme nous pouvons le constater sur la Figure V.15, le courant inverse augmente effectivement avec les irradiations, jusqu'à atteindre un facteur 2, au bout de 46 000 irradiations. Cependant, à raison de 10 irradiations de 2 Gy par jour, 5 jours par semaine, et 52 semaines par an, la durée de vie testée est d'environ 18 ans. De plus, les irradiations ont été effectuées dans un délai très court (environ 2 heures), ne permettant pas le silicium de retrouver sa structure. Après un temps de repos d'une douzaine d'heures l'augmentation du courant inverse n'est plus que de 70%. Le niveau de bruit reste donc tout à fait acceptable, même après 46 000 irradiations de 2 Gy.

3.2. Pixels détériorés

L'augmentation du courant inverse n'est pas la seule dégradation observée. En effet, certains pixels se trouvent définitivement détériorés par les rayonnements ionisants. Cette détérioration se traduit par une intensité nulle quelle que soit l'exposition lumineuse. La

quantité de pixels définitivement endommagés a donc été mesurée en faisant l'acquisition d'images éclairées uniformément et en comptant le nombre de pixels présentant une intensité anormalement basse.

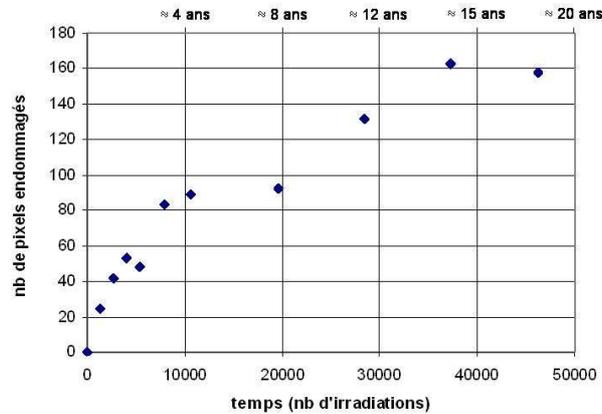


Figure V.16 : Nombre de pixels endommagés, ne mesurant plus de signal lumineux.

Il apparaît, au vu de la Figure V.16, que le nombre de pixels détériorés augmente, lui aussi, au fil des irradiations jusqu'à environ 160, mais qu'il reste dérisoire par rapport à la taille du détecteur (1 500 000 pixels).

Les pixels détériorés ne posent donc pas de problème pour notre appareil. Il s'agit, tout au plus, de les détecter afin de les supprimer de l'acquisition.

4. Conséquences sur la mesure de dose

Finalement, 3 types d'évènements sont engendrés par les rayonnements ionisants, chacun ayant des conséquences différentes sur la mesure de dose. Ces évènements sont résumés dans le tableau V.3 :

Type d'événement	Domage	Effet sur la mesure
IMPACTS	instantané	erreur sur la mesure
DOMMAGES DURABLES	Pixels détériorés	erreur sur la mesure
	Augmentation du courant inverse	erreur sur la mesure et augmentation de l'incertitude

Tableau V.3 : Effet des rayonnements ionisants sur le détecteur et sur la mesure de dose.

Les *impacts* sont très problématiques car ils peuvent être extrêmement nombreux et donc fausser la mesure de manière très importante. Il faut donc limiter leur nombre au maximum en

blindant la caméra. Le blindage ne les éliminant pas tous, il faut également les traiter numériquement en temps réel. Cette étude sera l'objet du paragraphe suivant.

Étant donné leur nombre, les *pixels détériorés* ne posent pas un réel problème. Il suffit de les détecter et de les supprimer de l'acquisition.

Les *pixels présentant un courant inverse important*, ou *pixels chauds*, peuvent biaiser la mesure de dose. En effet, dans le cas du filtrage soustractif du rayonnement Čerenkov, la valeur d'un pixel est comparée à celle de son voisin, rendant ainsi rédhibitoire les différences de courant inverse. Dans le cas du filtrage colorimétrique, par contre, la déconvolution du rayonnement Čerenkov se faisant pixel par pixel, une augmentation du courant inverse est sans conséquence sur la mesure de dose.

L'augmentation du courant inverse entraîne également une augmentation de l'incertitude sur la mesure de dose qui, comme nous allons le voir ici, peut déterminer la durée de vie effective de la caméra.

D'après l'Eq. IV.29 établie au chapitre 4, la dose mesurée, en filtrage colorimétrique, par un pixel vaut :

$$D = r - \beta.c \quad \text{Eq. V.1}$$

avec r la quantité de lumière mesurée au dessus de 600 nm, c la quantité mesurée en dessous de 600 nm, et $\beta = -b/a$ le paramètre de calibration colorimétrique.

Toujours d'après ce qui a été établi précédemment (Eq. IV.31 et Eq. V.32) le bruit sur cette mesure est donnée par :

$$\sigma_D^2 = \sigma_0^2 + r + \beta^2.(\sigma_0^2 + c) \quad \text{Eq. V.2}$$

L'augmentation du courant inverse qui, dans le cadre du filtrage colorimétrique, ne fausse pas la mesure de dose, se traduit néanmoins par l'ajout de n_{inv} électrons d'obscurités. La dégradation du rapport signal sur bruit engendrée vaut alors :

$$\frac{\sigma'_D}{\sigma_D} = \sqrt{\frac{\sigma_0^2 + n_{inv} + r + \beta^2.(\sigma_0^2 + n_{inv} + c)}{\sigma_D^2}} \quad \text{Eq. V.3}$$

Soit au 1^{er} ordre :

$$\frac{\sigma'_D}{\sigma_D} = 1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{1 + \beta^2}{\sigma_D^2} \cdot n_{inv} \quad \text{Eq. V.4}$$

La dégradation du rapport signal sur bruit est donc proportionnelle au courant inverse, lui-même proportionnel à la durée d'acquisition, et donc à la dose mesurée.

Avec les quantités de lumières mesurées en champ $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ présentées au Tableau IV.1, un bruit initial σ_0 d'environ 10 électrons, et une augmentation du courant inverse de 70 % (soit environ 0.2 électrons de plus par seconde), cette dégradation est de 0.25 % par Gy sur la mesure de dose (à raison de 2 Gy / min).

C'est donc la tolérance sur cette dégradation qui fixera l'augmentation acceptable du courant inverse, et donc la durée de vie de la caméra. Il semble, à priori, qu'une dégradation de 0.5 % du rapport signal sur bruit sur une irradiation de 2 Gy ne soit pas un facteur limitant. L'utilisateur n'aura donc pas à se soucier des dégradations sur une longue période.

C. Blindage et traitement numérique des impacts

L'importance des impacts pour la mesure de dose, ainsi que la nécessité de blinder correctement la caméra ont amplement été démontrées, dans les paragraphes A et B. Nous allons donc nous attacher, ici, à définir ce blindage. Étant donné les énergies de photons mises en jeu, nous verrons que des interactions avec le détecteur subsistent forcément, et nous développerons donc, également, un traitement numérique supprimant les impacts restant.

1. Le blindage

Le blindage de la caméra est à la fois nécessaire et très contraignant. En effet, étant donné la quantité de particules diffusées et leur relativement haute énergie, il implique de mettre en œuvre d'importantes épaisseurs de plomb. Les masses mises en jeu sont donc très grandes, créant ainsi d'importantes contraintes mécaniques. Il s'agit donc d'obtenir un compromis permettant d'optimiser la géométrie du blindage afin d'obtenir un nombre d'impacts raisonnable, pour une masse de plomb raisonnable.

1.1. Détermination du blindage optimal

La première difficulté étant de déterminer quel est, dans notre problématique, le meilleur profil de blindage, nous avons établi une modélisation analytique du problème, que le lecteur

pourra trouver détaillée à l'annexe B. Cette modélisation reproduit approximativement la distribution angulaire et énergétique des rayonnements diffusés par l'accélérateur qui a été mesurée au paragraphe A.2. Elle détermine, pour chaque direction θ , l'épaisseur de blindage minimisant le nombre de particules interagissant avec un détecteur placé derrière ce blindage. Cette minimisation est, bien entendu, effectuée sous contrainte de poids, afin de ne pas laisser l'optimisation diverger vers une masse trop importante qui serait rédibitoire pour une version clinique de notre dispositif.

Les Figures V.17 et V.18, représentées ci-dessous, montrent les profils optimaux calculés pour des quantités de plomb variant de 1 à 20 kg, ainsi que le comptage résultant au niveau du détecteur.

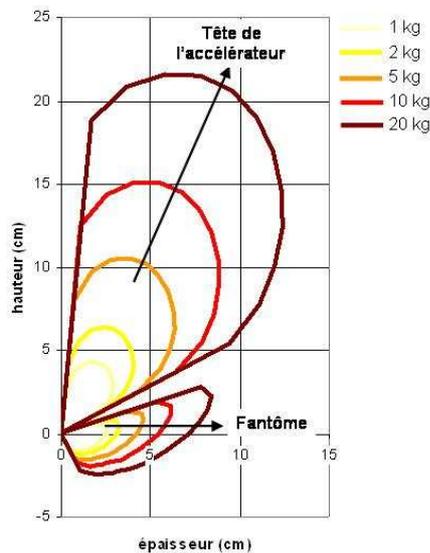


Figure V.17 : Blindage optimal pour différentes masses de plomb, le détecteur se trouvant à la hauteur 0.

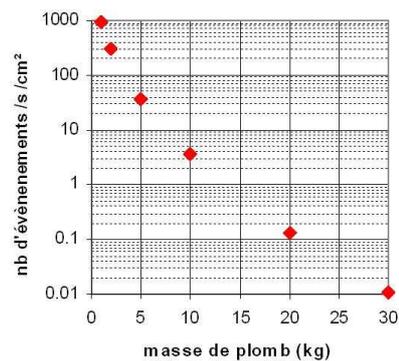


Figure V.18 : Nombre d'évènements résiduels en fonction de la masse de plomb.

Nous pouvons constater que, pour une irradiation de radiothérapie externe, le blindage est fortement axé dans la direction de la tête de l'accélérateur. Malgré cela, la grande majorité du comptage vient de cette direction (environ 10 fois plus que pour le secteur angulaire correspondant au fantôme). En fait, l'optimisation du blindage est à l'origine de cette disparité. En effet, augmenter le blindage d'un cm, par exemple, dans la direction de la tête, ne changera pas fondamentalement les résultats (à cause des énergies mises en jeu), mais coûtera plus cher en poids que de placer ce cm dans la direction du fantôme.

La figure V.18, quant à elle, montre le taux de comptage que nous pourrions espérer atteindre en fonction de la masse de plomb utilisée. En l'occurrence, un blindage de 20 kg devrait

permettre d'atteindre un taux de comptage inférieur à 1 coup par seconde pour un débit de dose de 2 Gy/min en champ 10 cm × 10 cm.

Cette configuration de blindage semblant raisonnable tant au niveau de la masse de plomb que du taux d'impacts subsistant, nous allons donc nous tourner vers une géométrie approchant, mais de forme simplifiée.

1.2. Evaluation d'un blindage effectif

Si le blindage optimal ne peut raisonnablement pas être envisagé, car présentant trop de contraintes en terme d'usinage, il donne néanmoins les directions de blindage à privilégier. Nous allons donc simplement adopter un profil rectangulaire (Figure V.19), de 30 cm de haut, dont la largeur L , ainsi que la hauteur h du détecteur, par rapport à celle-ci, vont déterminer l'épaisseur de plomb (cruciale) mise entre le détecteur et la tête de l'accélérateur.

Les taux de comptage ont alors été calculés, en fonction de L et de h , à l'aide de la même procédure de calcul que pour le blindage optimal. Ces taux sont comparés, Figure V.20, aux taux de comptages expérimentaux mesurés à l'aide de la jonction PN en faisceau de radiothérapie.

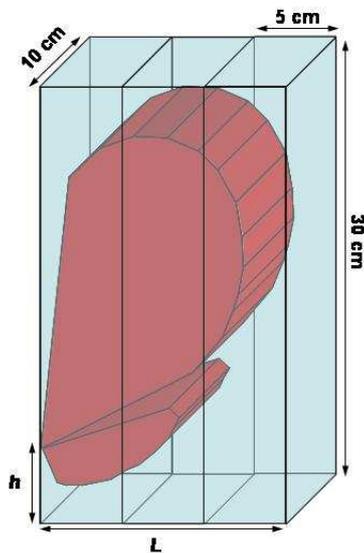


Figure V.19 : Blindage effectif, comparé au blindage optimal.

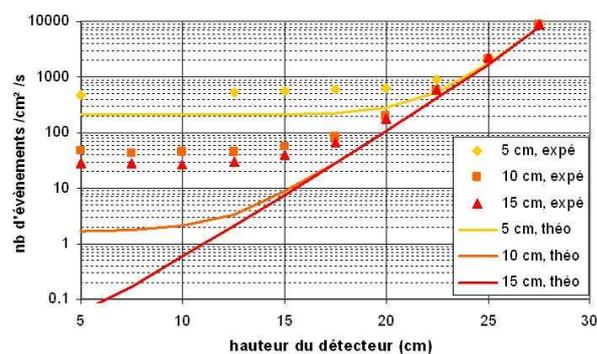


Figure V.20 : Nombres d'interactions dans le détecteur, calculées (en trait plein) et mesurées (points), en fonction de l'épaisseur du blindage et de la hauteur du détecteur.

Il apparaît, dans un premier temps, que le blindage expérimental n'est jamais aussi efficace que ce que laissent envisager les calculs. Ceci est essentiellement dû à deux facteurs, non

pris en compte par la modélisation analytique : d'une part les "fuites" inévitables entre les différents éléments du blindage et, d'autre part, l'activation des divers matériaux. En effet, le faisceau de photon étant pulsé (à 100 Hz, pour les faisceaux de 15 et 25 MV, et 200 Hz, pour le faisceau de 8 MV), à chaque récurrence du faisceau, la jonction PN mesure une impulsion dont l'évolution temporelle moyenne, acquise à l'oscilloscope, est représentée Figure V.21 :

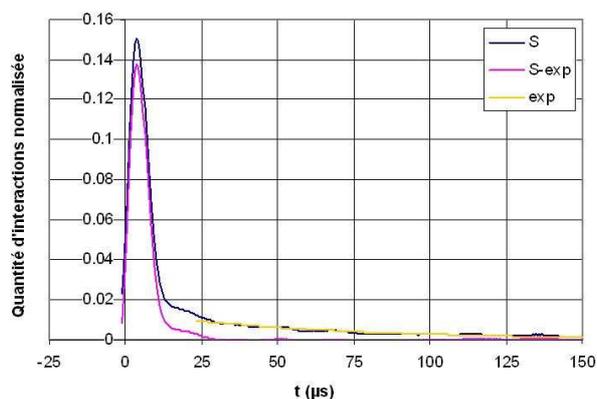


Figure V.21 : Impulsion moyenne mesurée à l'oscilloscope, pour une récurrence faisceau. L'impulsion (S) présente clairement une impulsion principale (S-exp), suivie d'une composante exponentielle à durée de vie plus longue (exp).

Il apparaît que ce signal temporel présente une impulsion principale d'environ 7 μs à mi-hauteur, suivie d'une décroissance exponentielle, d'une durée de vie d'environ 62 μs , beaucoup plus longue que la durée d'une récurrence faisceau (environ 3,5 μs). Or les événements relatifs à cette exponentielle, signature de phénomènes d'activation, représentent plus de 85 % des événements principaux, et sont donc loin d'être négligeables.

Il est donc inutile d'utiliser de trop grandes épaisseurs de blindage dans la mesure où l'effet de celui-ci est contrebalancé par l'activation du plomb.

En effet, les mesures expérimentales, faites par la jonction PN et représentées à la Figure V.20, mettent en évidence le faible gain, en terme de taux de comptage qu'apportent 15 cm de plomb par rapport à 10 cm. De la même façon, une épaisseur de 10 cm ne fait gagner qu'un facteur 10, par rapport à 5 cm, alors qu'elle augmente de 17 kg le poids du blindage.

La hauteur du détecteur, quant à elle, n'est visiblement pas critique si elle reste inférieure à 10 cm.

Le blindage "avant" retenu sera donc composé d'une brique de plomb de 30 cm de haut, et de 5 cm d'épaisseur. Nous ajouterons toutefois à cette brique "avant" 2 cm de plomb, placés tout

autour du détecteur, afin de le protéger des rayonnements ayant subi de multiples diffusions et venant de toutes les directions.

1.3. Vérification du blindage effectif

Le blindage retenu a été testé sur la caméra elle-même, à l'aide de une ou deux briques de plomb "avant", de $30\text{ cm} \times 10\text{ cm} \times 5\text{ cm}$, d'une petite brique de $12\text{ cm} \times 10\text{ cm} \times 5\text{ cm}$, pour compenser la distance introduite entre le capteur CCD et la brique "avant", ainsi que de petites briques de $10\text{ cm} \times 5\text{ cm} \times 2\text{ cm}$, placées tout autour de la caméra (Figure V.22).

L'effet de chacune des parties de ce blindage a alors été testé au CRLCC François Baclesse sous RX de 15 MV, en champ $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$, en présence d'un fantôme, la caméra étant placée à environ 65 cm de l'axe du faisceau. La quantité d'impacts, dans chaque configuration, a été évaluée numériquement, grâce à la méthode présentée au paragraphe B.2.2.c.

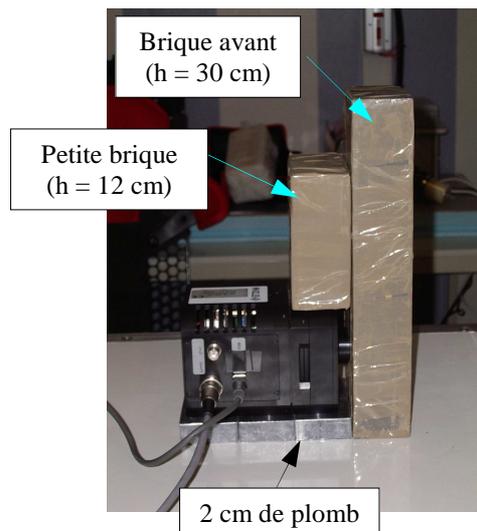


Figure V.22 : La caméra ainsi que les différentes parties du blindage.

Le Tableau V.4 et la Figure V.23 montrent les taux d'impacts mesurés avec la caméra en fonction de la configuration de blindage.

Nous pouvons constater que, excepté la petite brique de 12 cm, qui ne doit pas mettre suffisamment de plomb entre le capteur et la tête de l'accélérateur, chaque partie du blindage joue son rôle en réduisant la quantité d'impacts mesurée par la caméra.

Si la brique avant joue clairement un rôle essentiel, il est intéressant de constater que les 2 cm de plomb placés tout autour de la caméra sont loin d'être inutiles, puisqu'ils réduisent le taux

d'impacts d'un facteur 3. Néanmoins, nous pouvons constater qu'au-delà de la configuration constituée d'une brique "avant" et de 2 cm de plomb tout autour, l'atténuation du taux d'impacts est chèrement payée en masse de plomb.

Configuration de blindage	Masse totale (kg)	N / s
pas de blindage	0	4500
1 brique de 30 cm	17	466
1 brique + petite 12 cm	24	500
1 brique + petite 12 cm + 2 cm en dessous	29	266
1 brique + petite 12 cm + 2 cm partout	49	133
1 brique + 2 cm partout	42	150
2 briques + 2 cm partout	59	116
1 brique + 4 cm partout	68	100

Tableau V.4 : Taux d'impacts en fonction des différentes configurations de blindage.

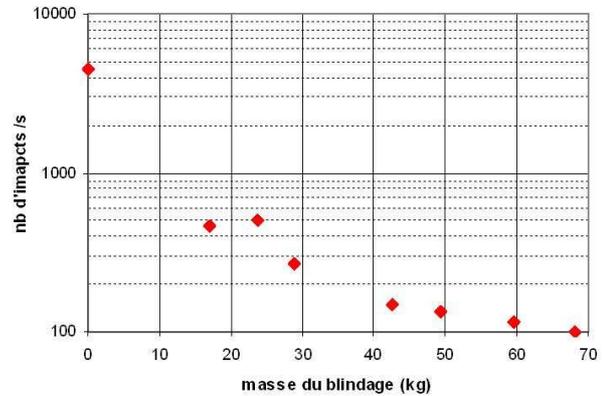


Figure V.23 : Taux d'impact en fonction de la masse de plomb mise en œuvre.

La configuration la plus raisonnable, en terme de taux d'impacts comme en terme de poids, est donc bien celle d'une brique avant de 30 cm de haut pour 5 cm d'épaisseur, et de 2 cm de plomb tout autour de la caméra. Nous noterons que dans cette configuration, le taux d'impacts est d'environ 150 impacts par seconde, ce qui justifie les calculs faits sur la durée de vie, au paragraphe B.3. Il peut également être noté que, pour ce blindage, le taux d'impacts a été mesuré en faisceau d'électrons (15 MeV et 10 cm × 10 cm), et vaut environ 27 impacts par seconde.

1.4. Le blindage définitif

Le blindage a alors été fabriqué sur la base de ces considérations (Figures V.24 et V.25). Les seules modifications ont été d'étendre les dimensions de la partie "avant" (Figure V.25), afin d'assurer le blindage, quelle que soit l'orientation du faisceau (à part, dans le cas de ce prototype, pour les irradiations vers le haut), et de laisser, évidemment, une ouverture pour l'objectif de la caméra. Cette ouverture pose un problème pour les rayonnements venant du fantôme. Elle sera donc, à terme, fermée par du verre au plomb.

L'efficacité de ce blindage final, d'un poids total de 97 kg, a été vérifiée en faisant l'acquisition d'une image noire, donc objectif fermé, en champ 10 cm × 10 cm, sur 12 s d'irradiation, la caméra étant, dans cette configuration de blindage, à environ 40 cm de l'axe faisceau.

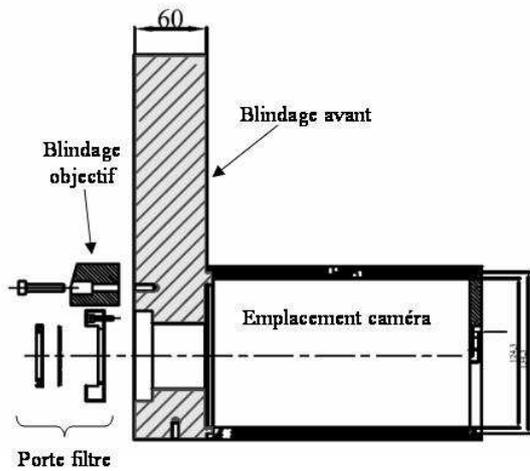


Figure V.24 : Blindage vu de profil.

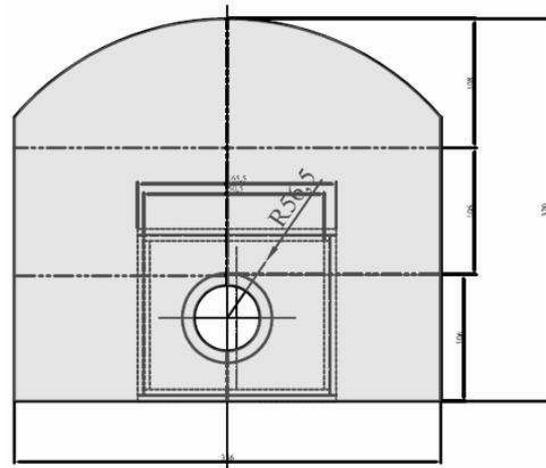


Figure V.25 : Blindage vu de face.

Finalement, dans cette configuration de blindage, le taux d'impact est d'environ 3000 impacts par seconde, ce qui est environ 20 fois plus élevé que ce qui avait été évalué au paragraphe précédent (150 impacts/s). Néanmoins, en masquant l'objectif avec une brique de plomb, ce taux est ramené à 800 impacts par seconde, ce qui correspondrait à environ 350 impacts par seconde à 60 cm. Ce taux n'est qu'à un facteur 2.4 de nos estimations, et ne compromet donc pas la durée de vie de la caméra, ni les mesures de dose.

2. Suppression numérique des impacts restants

Comme nous venons de le montrer au paragraphe précédent, nous avons mis beaucoup de temps et d'énergie à mettre au point un blindage efficace. Nous venons de voir que ce dernier permet de réduire drastiquement le taux d'impacts, préservant ainsi la caméra, mais également la mesure de dose. Mais cette diminution ne signifie pas qu'aucun rayonnement ionisant n'interagit avec le détecteur CCD (Figure V.26). Il est donc nécessaire de "nettoyer" numériquement les derniers impacts restant. Nous allons, pour cela, aborder ici deux méthodes de filtrage envisageables, l'une temporelle, l'autre spatiale.

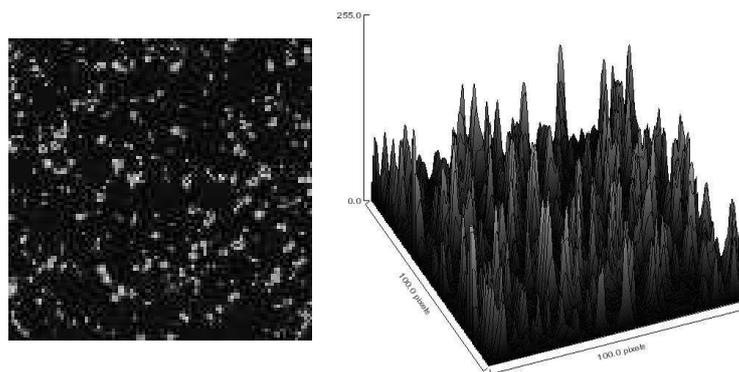


Figure V.26 : Image et représentation 3D (100×100 pixels), d'une acquisition de 12 s, en présence d'un faisceau de RX de 15 MV, en champ 10 cm × 10 cm.

2.1. Dérivation temporelle

La suppression des impacts au cours de l'acquisition repose sur leur répartition aléatoire et uniforme au niveau du détecteur. Elle consiste, dans un premier temps, à fractionner l'acquisition, d'une part pour limiter le nombre d'impacts par image, d'autre part pour disposer de N images approximativement identiques en terme de distribution lumineuse. Cette technique est illustrée, Figure V.27 pour un fractionnement en 4 images. Dans notre cas, nous avons effectué des séries de 5 acquisitions de 12 s.

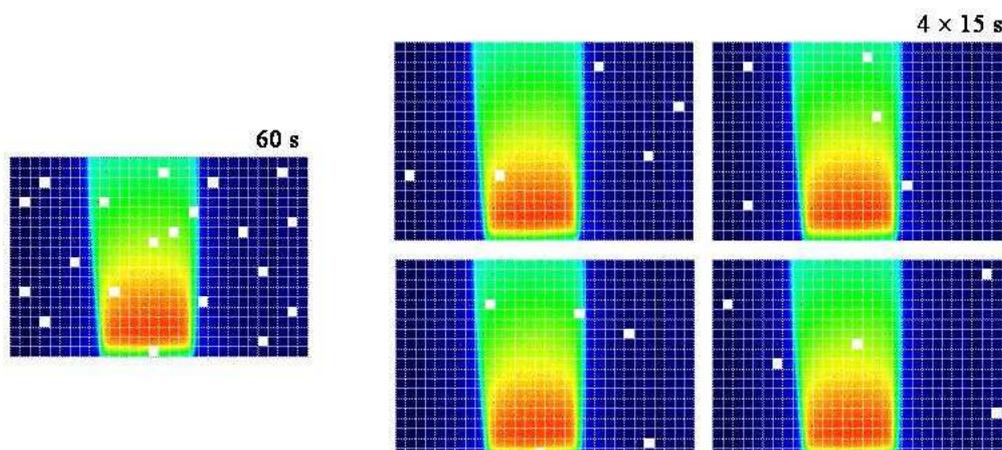


Figure V.27 : Illustration du fractionnement temporel. A gauche, sur une irradiation de 60 s, l'image est touchée par 20 impacts. A droite, la même acquisition est décomposée en 4×15 s. Les 20 impacts sont alors répartis sur les 4 images.

Ces N images sont alors comparées entre elles par soustraction. En l'absence d'impact, la différence entre deux images est nulle, au bruit près. Si, par contre, une des deux images comporte un impact, il sera détecté en plaçant un seuil au dessus du bruit. Etant donné les

quantités de lumière mesurées au chapitre 4, à savoir de l'ordre de 4000 photoélectrons par pixel et par Gy en champ 30 cm × 30 cm, ce seuil a été fixé à environ 10 fois l'incertitude statistique correspondante, soit 150 photoélectrons. Ce seuil a été choisi volontairement haut afin de s'assurer de ne pas dégrader le signal relatif à la dose, dans le cas d'un gradient par exemple.

Une fois les impacts détectés, les N images sont moyennées, pixel par pixel, en excluant les pixels défectueux de chaque image :

$$\langle I \rangle_{(x,y)} = \frac{\sum_{i=1}^N \eta_{(x,y)}^i \cdot I_{(x,y)}^i}{\sum_{i=1}^N \eta_{(x,y)}^i} \quad \text{Eq. V.5}$$

avec (x, y) les coordonnées d'un pixel considéré. $\eta = 0$ s'il y a un impact, ou 1 si le pixel est intact.

Sont représentées ci-dessous la version filtrée de l'image représentée Figure V.26, ainsi que sa distribution en intensité, comparée à la distribution en intensité d'une image noire sans impacts (Figure V.29).

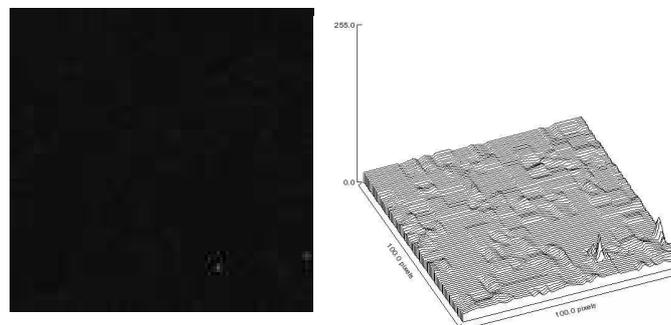


Figure V.28 : Image et représentation 3D (100×100 pixels), de l'image filtrée résultant de 5 acquisitions de xxx s, en présence d'un faisceau de RX de 15 MV, en champ 10 cm × 10 cm.

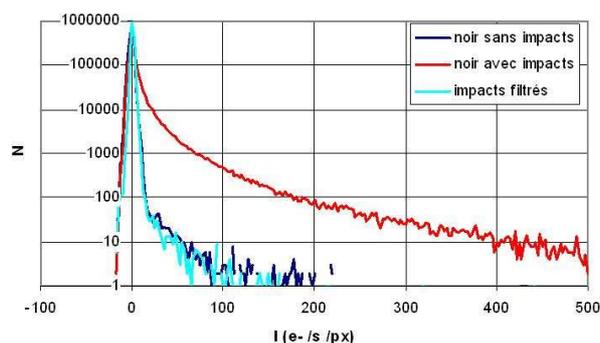


Figure V.29 : Distribution en intensité d'une image parfaitement noire et d'une image noire avec impacts (environ 35 000), avant et après filtrage.

Nous pouvons constater que non seulement l'image filtrée est effectivement noire, mais en plus, que sa distribution en intensité est identique à celle d'une image acquise sans rayonnements ionisants. Le filtrage temporel supprime donc efficacement les impacts, sans biaiser la mesure. Il est cependant inefficace vis-à-vis de pixels présentant un courant inverse très élevé permanent. Pour ce type de pixels, un deuxième filtrage, spatial, sera appliqué.

2.2. Dérivation spatiale

Les quelques pics qui subsistent après le filtrage temporel (comme les deux en bas de l'image traitée V.30), sont les pixels chauds, présentant un courant inverse anormalement élevé, mais constant dans le temps.

S'il n'est pas nécessaire de traiter ces pixels chauds dans le cas du filtrage colorimétrique, c'est absolument nécessaire pour le filtrage soustractif du rayonnement Čerenkov. Nous allons donc appliquer, à l'image, un filtrage spatial à 1 dimension, basé sur les ondelettes de Haar.

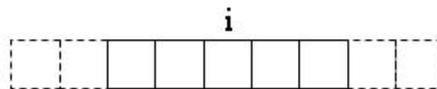


Figure V.30 : Une ligne de pixels.

Ce filtrage consiste à moyenner les pixels de l'image deux à deux suivant l'axe horizontal (comme l'exemple représenté Figure V.30) et à calculer leur différence :

$$a_i = \frac{s_i + s_{i+1}}{2} \quad \text{Eq. V.6}$$

$$b_i = \frac{s_i - s_{i+1}}{2} \quad \text{Eq. V.7}$$

avec s_i le signal mesuré par le pixel d'abscisse i .

La dérivation spatiale étant effectuée sur un pixel (soit 0.25 mm avec la résolution de notre objectif), elle est suffisamment localisée pour distinguer les impacts des gradients du signal. Les pixels chauds peuvent alors être détectés en fixant un seuil sur la valeur de b_i , et leur valeur recalculée :

$$s'_i = a_i + b_i \quad \text{Eq. V.8}$$

avec $b_i = 0$.

La Figure V.31 montre, en sombre, une coupe transversale d'une image acquise avec le damier permettant la déconvolution du rayonnement Čerenkov (chapitre 4). Cette coupe présente donc des variations d'intensité importante que le filtrage spatial ne doit pas dégrader. La coupe filtrée fait clairement apparaître une suppression efficace des impacts, tout en conservant le reste de l'image intacte.

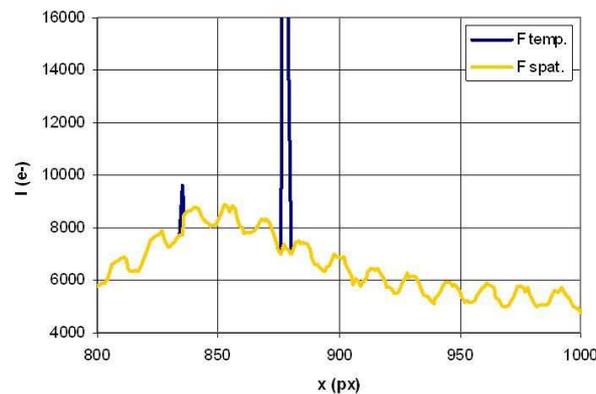


Figure V.31 : Filtrage spatial des pixels “chauds” en présence de gradients et du damier.

Deux filtrages sont donc nécessaires afin de supprimer efficacement les effets des rayonnements ionisant sur la mesure. Le premier, temporel, permet d'éliminer les impacts apparaissant aléatoirement au cours du temps. Le deuxième, spatial, permet quand à lui de corriger l'image des pixels chauds, insensibles au filtrage temporel.

D. Conclusion

La différence entre les images V.2 et V.28 est éloquent. Elle montre qu'un blindage économiquement viable ainsi que deux filtrages numériques permettent de passer d'une image parfaitement inexploitable, à une image “nettoyée” de ces impacts. La figure V.31 montre également que ce filtrage numérique conserve l'information dosimétrique sans en détériorer les gradients et autres fronts. Ces deux filtrages seront donc appliqués par la suite, lors des mesures de dose.

Nous avons également résolu le problème de durée de vie de la caméra, puisque les performances de cette dernière sont assurées pendant environ 20 ans.

Nous avons donc résolu deux problèmes essentiels, tant au niveau de la mesure qu'au niveau de la viabilité du projet, et sommes, à présent, en mesure d'effectuer des mesures de dose. Ce dernier enjeu constitue l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 6 : Réponse dosimétrique du DosiMap

Les études menées au cours des chapitres précédents ont permis de lever les principaux verrous du système de dosimétrie étudié ici. En effet, la détermination d'un scintillateur adapté à cette application, l'étude de deux techniques de filtrage du rayonnement Čerenkov, ainsi que le développement d'un blindage ont conduit à la construction d'un prototype permettant de mesurer précisément la distribution de lumière produite sous irradiation. Cette distribution lumineuse devant encore être convertie en distribution de dose, il reste à mettre au point une procédure de calibration pour chacune des deux techniques de déconvolution du rayonnement Čerenkov (soustractive et colorimétrique).

Le prototype développé ainsi que sa calibration seront donc décrits dans ce chapitre. La réponse dosimétrique proprement dite du DosiMap sera alors abordée pour trois types de faisceaux de photons : un faisceau de photons de 15 MV homogène, un faisceau de photons de 15 MV modulé par un filtre en coin, et un faisceau de RCMI de 6 MV.

A. Le prototype expérimental

Le prototype testé dans cette étude, représenté Figures VI.1 et VI.2, a été réalisé par la société ELDIM. Son principe de fonctionnement est le suivant : le scintillateur et le fantôme de polystyrène émettent de la lumière, scintillation et rayonnement Čerenkov, sous irradiation. Cette lumière est alors réfléchiée par un miroir en direction de la caméra blindée pour être analysée. Les différents éléments qui le composent peuvent donc être classés en trois catégories :

- les éléments placés dans le faisceau, produisant ou modifiant le signal lumineux
- les éléments participant à la mesure du signal lumineux
- les éléments mécaniques permettant, d'une part l'ajustement des différents éléments entre eux et, d'autre part, le positionnement du DosiMap par rapport au faisceau.

Tous ces éléments vont maintenant être décrits.

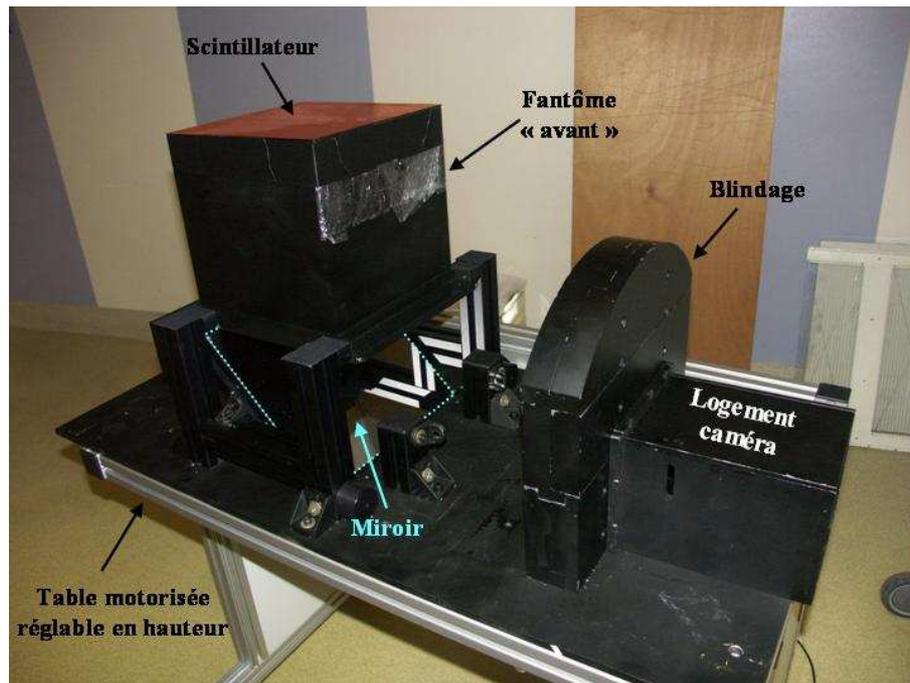


Figure VI.1 : Photo du DosiMap. Nous pouvons y voir la partie «avant» du fantôme ainsi que l'emplacement du scintillateur en orange (la face visible du scintillateur est en réalité peinte en noir). Le miroir à 45°, réfléchit l'image du scintillateur en direction de la caméra placée dans son logement en plomb, derrière le blindage. Enfin, le tout est disposé sur une table motorisée, réglable en hauteur.

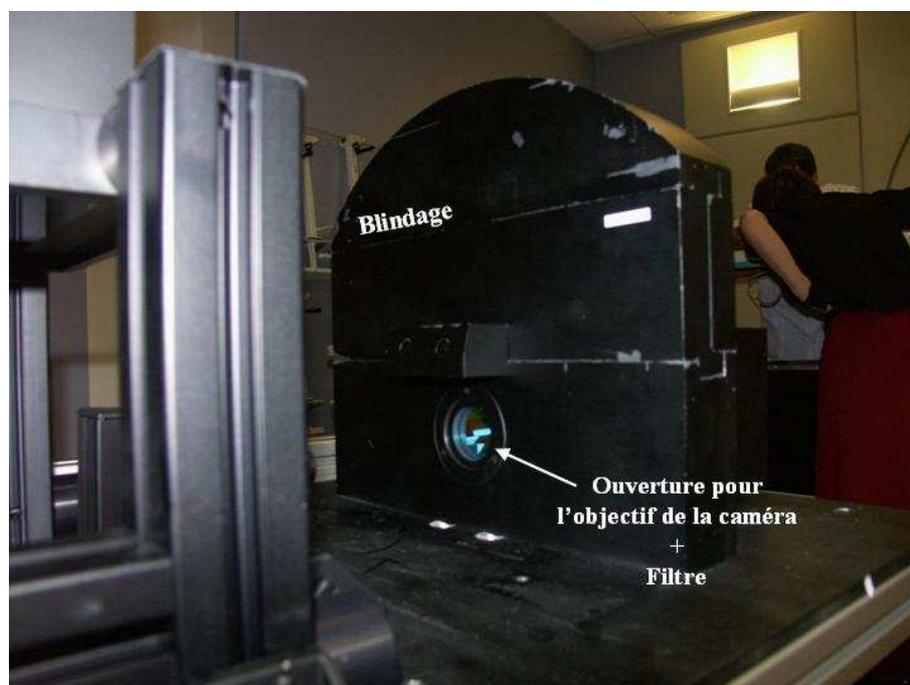


Figure VI.2 : Une autre vue du DosiMap qui permet de voir le blindage de face, et qui permet de distinguer l'ouverture pour l'objectif de la caméra. Une bague permet de fixer les filtres devant l'objectif de la caméra.

1. Production du signal lumineux

La partie du DosiMap placée dans le champ d'irradiation, et dans laquelle est produite la lumière, est constituée des éléments suivants :

- un scintillateur UPS-974R, dont le spectre d'émission s'étend d'environ 600 nm à plus de 700 nm, et dont la face arrière est peinte en noir,
- un damier, d'un pas de 4 mm,
- un filtre gélatine "fire" de Rosco absorbant les longueurs d'onde se situant en dessous de 600 nm,
- un fantôme de polystyrène transparent, équivalent-tissu. Celui-ci est composé d'un cube de 25 cm de côté, placé en aval du scintillateur, et de plaques de différentes épaisseurs placées sur le scintillateur en fonction des configurations d'irradiation. Tout comme la face arrière du scintillateur, les quatre faces latérales du cube ont été peintes en noir, afin de minimiser les réflexions sur les parois du cube.

Le scintillateur, le damier et le filtre gélatine ont été amplement décrits au cours des chapitres précédents, et sont couplés optiquement à l'aide de graisse optique selon le schéma IV.17 (chapitre 4).

Le cube de polystyrène, dont le spectre de transmission normalisé est représenté à la Figure VI.3, présente une transmission constante au delà de 500 nm environ.

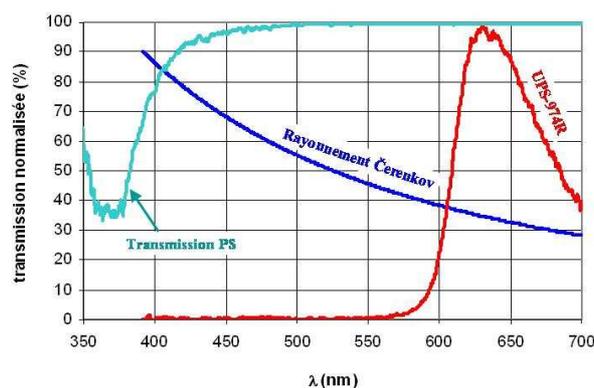


Figure VI.3 : Spectre de transmission de 10 cm de polystyrène, comparé aux spectres d'émission du rayonnement Čerenkov et du scintillateur. Ce spectre présente une absorption non uniforme en dessous de 500 nm, modifiant la couleur du rayonnement Čerenkov en fonction de sa zone d'émission.

En dessous de cette longueur d'onde, l'atténuation n'est pas uniforme et va avoir des conséquences importantes sur le spectre du rayonnement Čerenkov. En effet, comme le montre la Figure VI.4, le rayonnement Čerenkov produit à 1 cm du scintillateur, au milieu du fantôme, ou à 1 cm de la face de sortie du fantôme, est amené à traverser des épaisseurs de polystyrène très différentes, et subit donc des atténuations diverses. Il en résulte, au final, trois spectres très éloignés les uns des autres, représentés Figure VI.5.

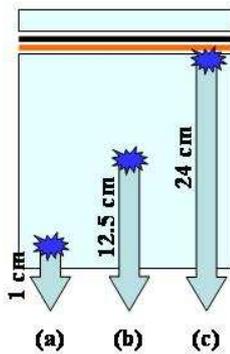


Figure VI.4 : Production de rayonnement Čerenkov en différentes positions du fantôme. Dans les différents cas, l'épaisseur de polystyrène traversée est de 1 cm (a), 12.5 cm (b), 24 cm (c).

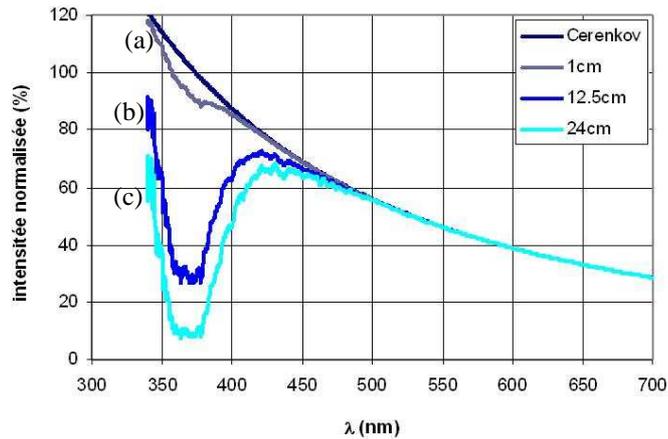


Figure VI.5 : Spectres du rayonnement Čerenkov ayant traversé 0 cm, 1 cm (a), 12.5 cm (b), et 24 cm (c) de polystyrène.

Le spectre de scintillation, pour sa part, se situe dans un domaine de longueur d'onde où l'atténuation est constante. Il ne subit donc pas de modifications de couleur. De plus, l'épaisseur du scintillateur (1 mm) est suffisamment faible pour que l'atténuation de la scintillation soit considérée comme uniforme.

Comme nous le verrons par la suite, le spectre d'atténuation du cube et les changements de couleur qu'il entraîne, en particulier pour le rayonnement Čerenkov, devront être pris en compte, notamment pour la déconvolution colorimétrique du signal lumineux.

2. Mesure du signal lumineux

Le signal lumineux ayant été produit, filtré, et transmis par les différents éléments décrits ci-dessus, il est ensuite mesuré via trois composants :

- un miroir permet de conserver la caméra CCD hors du champ d'irradiation quelle que soit l'orientation du faisceau.

- des filtres interférentiels interchangeables bleu, cyan, vert et rouge, permettent de mesurer le signal lumineux dans différents domaines spectraux, représentés Figure IV.25 (chapitre 4).
- une caméra de la société ELDIM équipée d'un capteur CCD monochrome KAF-1602E Kodak mesure alors la distribution lumineuse.

Ce capteur, de 1536×1024 pixels (de $9 \mu\text{m} \times 9 \mu\text{m}$), refroidi à -17°C , présente un bruit de lecture de 9 électrons et un courant d'obscurité de 0.04 électrons /pixel /s. Il est donc bien adapté aux mesures de précisions et, par conséquent, aux mesures de doses.

En outre, son spectre d'efficacité quantique, représenté Figure VI.6, est maximal aux alentours de 600 nm, ce qui correspond au domaine d'émission du scintillateur UPS-974R. Sa plus faible sensibilité aux plus basses longueurs d'onde, correspondant à la zone où l'atténuation du polystyrène est la plus importante et la moins uniforme, elle est de moindre importance.

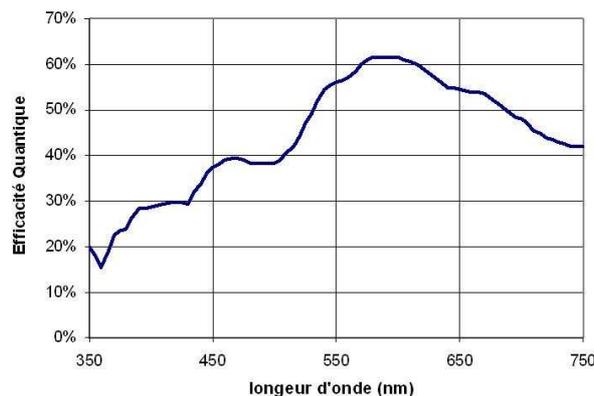


Figure VI.6 : Spectre d'efficacité quantique du capteur CCD KAF-1602E de chez Kodak. L'efficacité maximale se situe aux alentours de 600 nm, ce qui est bien adapté à au spectre de scintillation de l'UPS-974R.

La caméra CCD utilisée est donc bien adaptée aux contraintes de notre application, tant par son faible niveau de bruit que par son efficacité quantique.

La mise au point a été faite sur le plan du scintillateur à l'aide de la mire représentée Figure VI.7. Chaque carreau de la mire fait 1 cm de côté, ce qui correspond à 38 pixels au niveau du capteur. Dans la suite de ce chapitre, les coordonnées dans le plan du scintillateur seront référencées verticalement en x , la droite $x = 0$ se situant au milieu du scintillateur, et horizontalement en y , la droite $y = 0$ étant le bord gauche du scintillateur. Le scintillateur est donc compris entre -12.5 cm et 12.5 cm pour les x , et entre 0 et 25 cm pour les y .

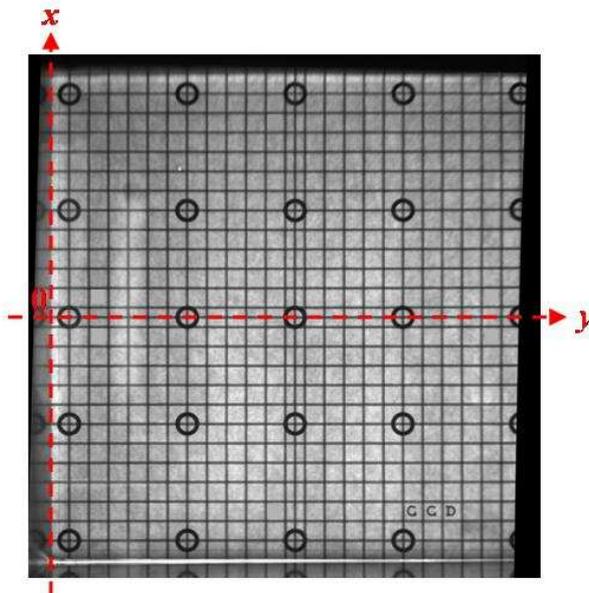


Figure VI.7 : Acquisition du plan du scintillateur où une mire a été placée. Sur cette mire, 1 carreau représente 1 cm (à raison de 38 pixels / cm). Les coordonnées du plan sont référencées verticalement en x , le zéro étant au milieu du scintillateur (à 12.5 cm du bord) et horizontalement en y , le zéro étant situé au bord du scintillateur.

3. Support mécanique

L'ensemble des éléments constituant le DosiMap, et notamment le blindage en plomb, représente une charge relativement importante. En effet le bilan des masses mises en jeu, figurant dans le Tableau VI.1, met en évidence une masse totale d'environ 135 kg.

<i>Elément</i>	<i>masse (kg)</i>
Blindage	97
1 cube de polystyrène	16.4
Miroir	2
Caméra	6
Supports divers	14
Total	135.4

Tableau VI.1 : Masse des différents éléments constituant le DosiMap.

Il est, en outre, nécessaire de disposer d'un support mécanique motorisé afin de pouvoir régler la hauteur du dispositif vis-à-vis de l'accélérateur dans les différentes configurations d'irradiation. Une table motorisée, spécifiée pour supporter une charge de 180 kg a donc été choisie pour monter le dispositif.

Enfin, l'ensemble des éléments a été peint en noir et recouvert d'une toile opaque pendant les mesures, de façon à préserver le signal lumineux de la lumière ambiante et à éviter les réflexions multiples.

Une fois réalisé par ELDIM, suivant les spécifications imposées par les études des chapitres précédents, ce prototype a été testé avec des faisceaux de photons au Centre Régional de Lutte Contre le Cancer François Baclesse. Les premières mesures effectuées concernent la calibration du dispositif et sont décrites dans le paragraphe suivant.

B. La calibration

Le prototype mis au point mesure de façon très précise la distribution lumineuse, celle-ci étant composée de scintillation et de rayonnement Čerenkov. Il a été vu au chapitre 4 que deux méthodes différentes permettent de déconvoluer ces deux contributions : l'une soustractive, l'autre colorimétrique. Il reste donc, à présent, à convertir la quantité de scintillation mesurée par chaque pixel en une mesure de dose. Pour cela, il est nécessaire de réaliser une calibration préalable du dispositif.

Deux procédures de calibrations vont donc être présentées ici, pour chacune des deux méthodes de filtrage du rayonnement Čerenkov. Il peut être noté que les résultats de ce paragraphe ont été obtenus pour un faisceau de 15 MV. Des mesures comparables ont été faites pour un faisceau de 6 MV, dans le cadre des mesures de RCMI présentées au paragraphe *E*.

1. Pour le filtrage soustractif

Contrairement à la déconvolution colorimétrique du rayonnement Čerenkov, la déconvolution soustractive présentée au chapitre 4 (paragraphe *D.2*) ne nécessite pas de mesure préliminaire pour isoler la scintillation au sein du signal lumineux. Le damier permet d'isoler directement la scintillation, en soustrayant le rayonnement Čerenkov, mesuré au niveau d'un carré noir, au signal lumineux total, mesuré au niveau d'un carré transparent. Il reste, néanmoins, à relier cette quantité à la dose déposée correspondante.

Pour cela, une mesure de calibration, représentée Figure VI.8, permet de mesurer la réponse lumineuse du dispositif à une distribution de dose homogène. Cette dernière a été effectuée en irradiation verticale et pour un champ de $30\text{ cm} \times 30\text{ cm}$. Le scintillateur, distant de la source de 100 cm (DSD 100), est placé sous une épaisseur de 2.8 cm de polystyrène afin de se placer au-delà de la zone de buildup. Comme pour l'ensemble des mesures présentées dans cette étude (sauf mention contraire), un total de 200 UM a été délivré en 5 tirs de 40 UM, afin de filtrer les impacts occasionnés par les rayonnements diffusés sur le capteur CCD.

Un film dosimétrique à dose étendue (EDR2 Kodak) a été placé entre le scintillateur et les 2.8 cm de polystyrène afin de contrôler l'homogénéité de la distribution de dose déposée.

Le repère (x,y) du plan du scintillateur, introduit Figure VI.7 est également représenté Figure VI.8.

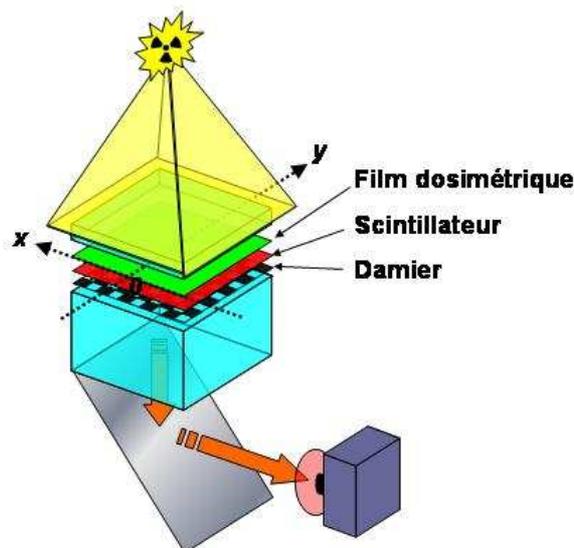


Figure VI.8 : Procédure de calibration du DosiMap en filtrage soustractif. Le dispositif est irradié par un faisceau homogène de $30\text{ cm} \times 30\text{ cm}$. Le scintillateur et un film dosimétrique (EDR2), sont placés en DSD 100, à une profondeur de 2.8 cm. Le signal de scintillation est acquis avec un filtre rouge, afin de maximiser la proportion de scintillation.

Les distributions de scintillation et de dose mesurées lors de cette calibration sont représentées, normalisées à 1, Figure VI.9 et Figure V.10 pour les coupes $x = 0$ (l'axe y) et $y = 12.5\text{ cm}$ (droite parallèle à l'axe x passant par le milieu du scintillateur).

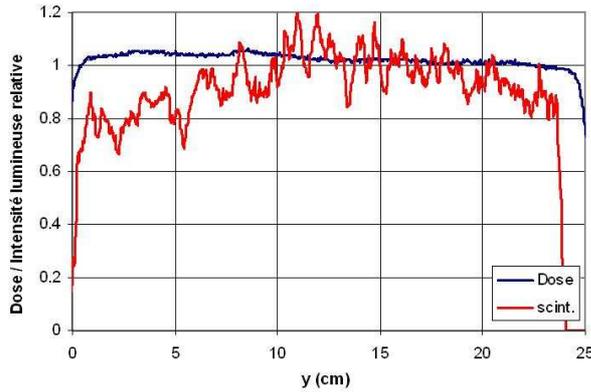


Figure VI.9 : Distributions de scintillation et de dose normalisées à 1 sur l'axe y ($x = 0$).

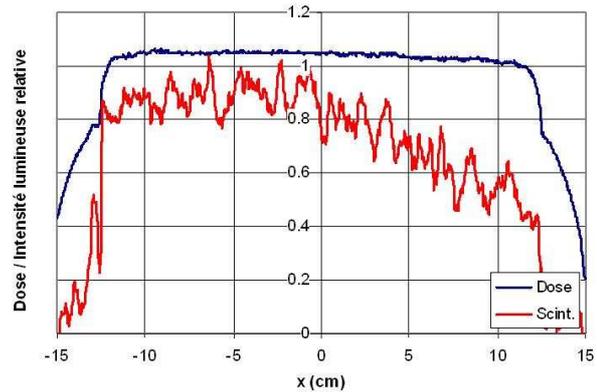


Figure VI.10 : Distribution de scintillation et de dose normalisées à 1 sur la coupe verticale $y = 12.5$ cm.

Il peut être noté sur les Figures VI.9 et V.10, que la distribution de dose mesurée par le film, à l'exclusion des bords du fantôme, est homogène à environ 5 % près. La distribution de la scintillation, en revanche, présente des variations importantes, notamment en périphérie de l'image où apparaît une diminution conséquente de l'intensité lumineuse. Celle-ci est due au vignettage de l'objectif de la caméra sur les bords de l'image. L'inhomogénéité de cette réponse sera corrigée, pour les mesures ultérieures, grâce à cette calibration.

Il ressort également que la distribution lumineuse est extrêmement bruitée, et ce en raison du fort taux d'impacts occasionné en champ $30 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}$. Ce bruit peut être filtré en ajustant la distribution lumineuse, qui varie suffisamment lentement, par un polynôme spatial d'ordre 3 de la forme :

$$L_0(x, y) = a_0 + a_1 \cdot x + a_2 \cdot y + a_3 \cdot x^2 + a_4 \cdot y^2 + a_5 \cdot x \cdot y + a_6 \cdot x^3 + a_7 \cdot y^3 + a_8 \cdot x^2 \cdot y + a_9 \cdot x \cdot y^2 \quad \text{Eq. VI.1}$$

où $L_0(x, y)$ est l'intensité lumineuse calculée pour le pixel (x, y) , et où les coefficients a_i minimisent la somme quadratique des déviations des mesures à l'ajustement polynomial.

La réponse lumineuse du dispositif à une distribution de dose uniforme de 1 Gy, est alors déduite de la distribution de scintillation en la normalisant par la distribution de dose fournie par le film dosimétrique :

$$\text{Cal}(x, y) = \frac{L_0(x, y)}{D_0(x, y)} \quad \text{Eq. VI.2}$$

avec $L_0(x, y)$ l'intensité lumineuse du pixel (x, y) , et $D_0(x, y)$ la dose correspondante, mesurée par le film dosimétrique.

Cette réponse spatiale, représentée Figure VI.11 met clairement en évidence le vignettage sur les bords de l'image. Une coupe verticale effectuée au milieu de l'image ($y = 12.5 \text{ cm}$) est également représentée Figure VI.12 et montre l'accord entre la distribution mesurée et l'ajustement polynomial, ainsi que l'efficacité du filtrage du bruit.

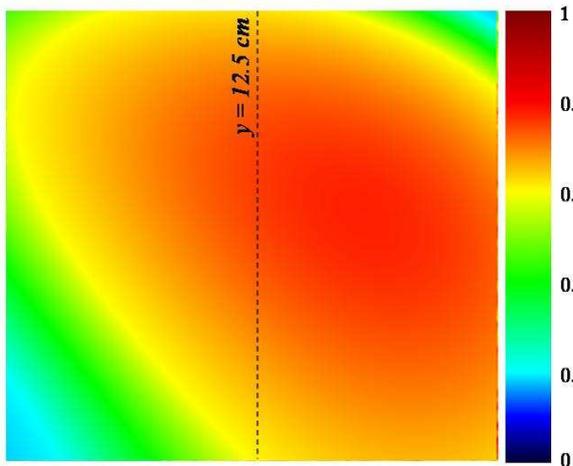


Figure VI.11 : Image de calibration obtenue en faisceau de photons de 15 MV. Elle représente l'intensité lumineuse pour une dose homogène de 1 Gy. Le vignettage de l'objectif apparaît clairement en périphérie de l'image.

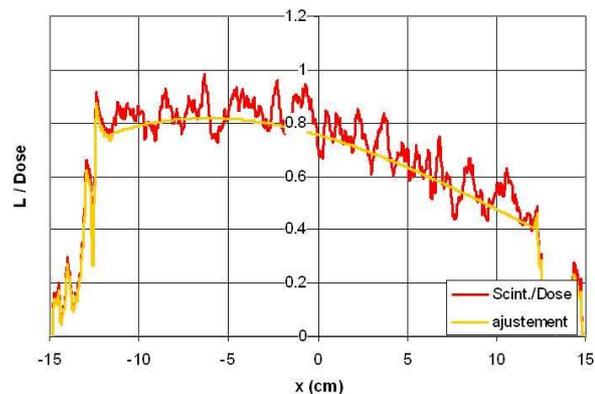


Figure VI.12 : Coupe verticale au milieu du scintillateur ($y = 12.5 \text{ cm}$). L'ajustement polynomial (en jaune) est conforme à la distribution mesurée (en rouge), tout en filtrant le bruit.

L'image de calibration ainsi mesurée, la distribution de scintillation $L(x, y)$ correspondant à une configuration d'irradiation quelconque pourront, non seulement être corrigées de l'inhomogénéité de la réponse lumineuse, mais également être converties en distributions de dose $D(x, y)$. Il suffira, pour cela, de diviser la distribution de scintillation mesurée par l'image de calibration $Cal(x, y)$:

$$D(x, y) = \frac{L(x, y)}{Cal(x, y)} = \frac{L(x, y)}{L_0(x, y)} \cdot D_0(x, y) \quad \text{Eq. VI.3}$$

Il est donc possible, à présent, de mesurer la distribution lumineuse grâce au filtrage soustractif du rayonnement Čerenkov et de la convertir en distribution de dose à l'aide de l'image de calibration obtenue dans ce paragraphe. Ces mesures de dose seront abordées dès le paragraphe C.

2. Pour le filtrage colorimétrique

Comme pour le filtrage soustractif du rayonnement Čerenkov, la calibration doit permettre, dans le cas du filtrage colorimétrique, de compenser l'inhomogénéité spatiale de la réponse du dispositif. Mais elle doit également permettre la détermination des coefficients a et b , nécessaires au calcul de la dose à partir du signal lumineux mesuré dans deux domaines spectraux (Eq. IV.19) :

$$D = a.R + b.X \quad \text{Eq. VI.4}$$

avec D la dose, R le signal lumineux mesuré dans le rouge, et X le signal mesuré dans le bleu, le cyan ou le vert, selon le filtre utilisé.

Il a été montré au chapitre 4, que ces deux coefficients peuvent être calculés en confrontant l'intensité lumineuse dans deux domaines spectraux à la dose correspondante, dans deux configurations d'irradiation différentes (Eq. IV.22).

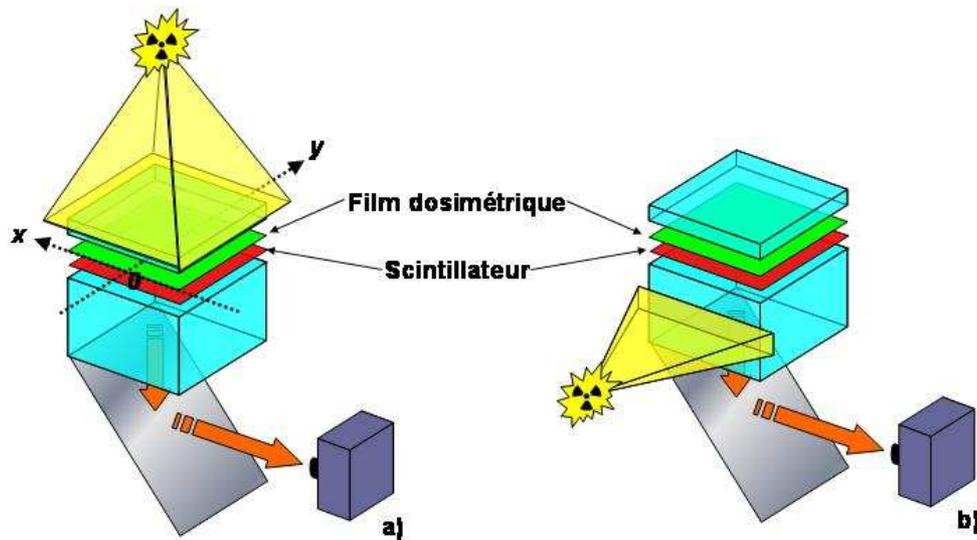


Figure VI.13 : Calibration du filtrage colorimétrique. La première mesure (a), faite pour un faisceau vertical, homogène, de 30 cm × 30 cm, en DSD 100, produit une quantité importante de rayonnement Čerenkov et de scintillation. La deuxième mesure est faite en DSP 100, pour un faisceau horizontal de 30 cm × 5 cm, générant également beaucoup de rayonnement Čerenkov mais pas de scintillation. Dans les deux cas, la distribution de dose est mesurée par un film dosimétrique EDR2. Pour plus de lisibilité, seuls le scintillateur et le film sont représentés sur ce schéma. Néanmoins, le damier et le filtre gélatine sont toujours présents.

La première de ces configurations d'irradiation, notée (a) sur la Figure VI.13, est identique à la mesure de calibration effectuée au paragraphe précédent pour le filtrage soustractif, et génère à la fois beaucoup de rayonnement Čerenkov et beaucoup de scintillation. Pour la deuxième configuration, notée (b) sur la Figure VI.13, le scintillateur et le film dosimétrique

sont toujours placés sous 2.8 cm de polystyrène. En revanche, l'irradiation est effectuée à l'aide d'un faisceau horizontal, de 30 cm × 5 cm, à environ 14 cm du scintillateur. La dose déposée dans le scintillateur, et donc la quantité de scintillation produite, à cette distance de l'axe du faisceau est quasiment nulle.

Ces deux mesures fournissent donc deux relations indépendantes permettant de calculer les coefficients a et b .

Nous allons maintenant tester cette calibration pour différentes combinaisons de filtres interférentiels, afin de déterminer celle donnant les meilleurs résultats dosimétriques.

2.1. Filtres testés

Le filtre rouge étant indispensable à l'analyse spectrale de la scintillation, la combinaison de filtres utilisée sera désormais uniquement identifiée par le second filtre, afin de simplifier les notations.

D'après les calculs effectués au chapitre 4 (paragraphe D.2), la déconvolution colorimétrique du rayonnement Čerenkov présentant le meilleur rapport signal sur bruit est celle utilisant le filtre cyan. Viennent ensuite, la déconvolution utilisant le filtre bleu, puis celle utilisant le filtre vert. Il faut rappeler que cette "hiérarchie", définie au chapitre 4, est uniquement basée sur le rapport signal sur bruit et ne tient pas compte du spectre de transmission du polystyrène (Figure VI.3), et donc des changements de couleur qui interviennent en dessous de 500 nm (Figures VI.4 et VI.5). Les filtres bleu et cyan transmettant les longueurs d'onde inférieures à 500 nm, l'analyse colorimétrique utilisant ces filtres reposera donc, à priori, sur des mesures peu fiables.

Il est, par conséquent, inutile de tester à la fois le filtre bleu et le filtre cyan qui risquent d'engendrer les mêmes problèmes. Seuls les filtres bleu et vert, qui couvrent des domaines spectraux distincts, seront testés afin d'étudier l'influence du changement de couleur en dessous de 500 nm et dans domaine situé entre 500 et 570 nm.

2.2. Démodulation du signal

Comme cela a été exposé au chapitre 4 (paragraphe C.2), les réflexions générées aux différentes interfaces air-plastique ont imposé le couplage à la graisse optique du scintillateur, du filtre gélatine et du damier. La présence de ce dernier est donc "définitive", et a deux conséquences majeures sur le filtrage colorimétrique. D'une part, les performances de la

méthode sont altérées, avec une résolution spatiale dégradée et un signal lumineux diminué de moitié (puisque un carré sur deux est noir). D'autre part le signal lumineux présente une modulation d'intensité.

Cette dernière conséquence constituant un réel problème pour les mesures, il est nécessaire de supprimer numériquement la modulation. Le calcul de cette modulation, exposé au chapitre 4 dans le cadre de la déconvolution soustractive du rayonnement Čerenkov, repose sur l'utilisation d'un filtrage sinusoïdal en quadrature. Il suffit alors de calculer le signal moyen, passant au milieu de la démodulation. Le signal démodulé est finalement la somme du signal moyen et de la moitié de la modulation. La Figure VI.14 fait apparaître le signal lumineux mesuré, la modulation (notée scint.), le signal moyen, et le signal démodulé.

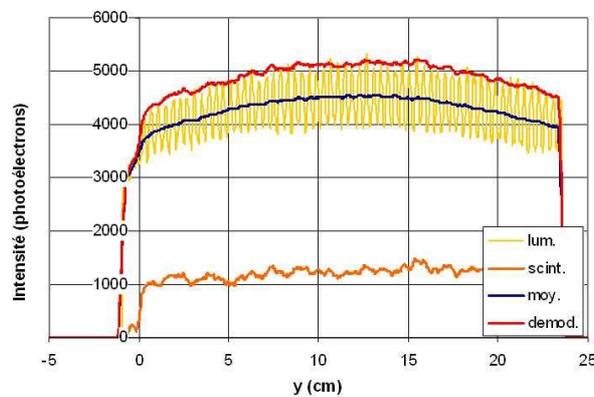


Figure VI.14 : Démodulation de l'image de calibration mesurée avec le filtre rouge pour la première configuration d'irradiation. Y figurent le signal mesuré, le signal moyen, la modulation (notée scint.), et le signal démodulé.

Cette méthode numérique permet donc de démoduler les distributions lumineuses et, par conséquent, d'exploiter les mesures faites avec le damier dans le cadre de la déconvolution colorimétrique. Bien évidemment, les résultats resteront affectés par la présence du damier, notamment en terme de bruit, et ne seront pas représentatifs des réelles performances de la méthode. Néanmoins, ils permettront de valider (ou non) l'efficacité du filtrage colorimétrique en fournissant une estimation basse de ses performances.

2.3. Détermination de a et b

Les coefficients de calibration vont, à présent, être calculés pour les filtres colorimétriques bleu et vert. Les distributions lumineuses produites pour les deux configurations d'irradiation, été mesurées dans les domaines spectraux bleu, vert et rouge, sont représentées Figure VI.15 et Figure VI.16 pour l'axe y ($x = 0$).

La distribution de dose mesurée par le film dosimétrique dans la 1^{ère} configuration d'irradiation (Figure VI.13.a) est uniforme à environ 5 % près (cf. paragraphe B.1). Conformément à nos attentes, la lumière produite correspondante contient à la fois beaucoup de scintillation et de rayonnement Čerenkov. La Figure VI.15 présente donc une proportion de rouge importante.

Dans la 2^{ème} configuration d'irradiation (Figure VI.13.b), le film étant situé à une douzaine de cm du champ d'irradiation, la distribution de dose mesurée par ce dernier est nulle. La lumière mesurée est alors constituée quasiment uniquement de rayonnement Čerenkov. La figure VI.16 présente donc une proportion réduite de rouge.

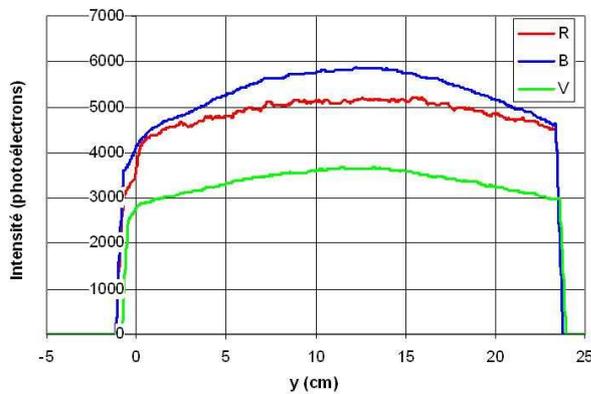


Figure VI.15 : Distribution lumineuse dans les 3 domaines spectraux pour une coupe horizontale au milieu du scintillateur ($x=0$), dans le cas de l'irradiation verticale de 30 cm \times 30 cm.

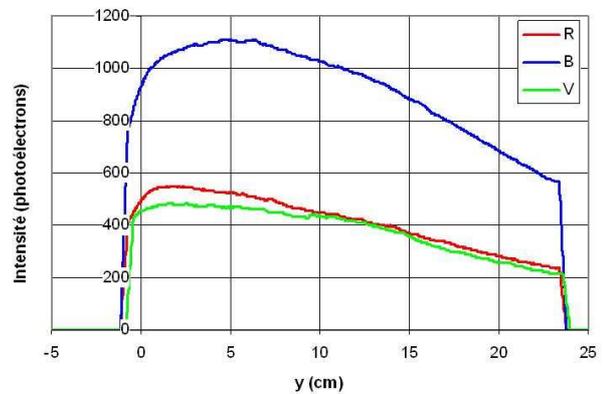


Figure VI.16 : Distribution lumineuse dans les 3 domaines spectraux pour une coupe horizontale au milieu du scintillateur ($x=0$), dans le cas de l'irradiation horizontale de 30 cm \times 5 cm.

Ces deux séries de mesures sont donc suffisamment éloignées spectralement pour calculer les coefficients a et b , que ce soit avec le filtre bleu ou le filtre vert.

Les valeurs de ces coefficients sur l'axe $x = 0$ sont représentées Figure VI.17 :

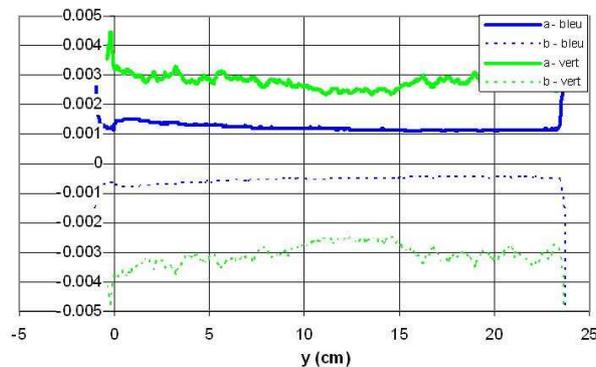


Figure VI.17 : Coefficients de calibration a et b calculés avec les filtres bleu et vert, représentés sur l'axe y .

Il apparaît que, comme dans le cas du filtrage soustractif, ces coefficients de calibration sont relativement bruités, notamment avec le filtre vert, pour lequel le signal mesuré est plus

faible. Cependant, ici encore, les variations des coefficients a et b sont suffisamment lentes pour être ajustées par un polynôme spatial d'ordre 3 (Eq. VI.1), et ainsi réduire de façon importante leur bruit.

Ces coefficients, calculés pour le filtre bleu et pour le filtre vert, vont permettre de calculer des distributions de dose à partir de distributions lumineuses quelconques mesurées dans deux domaines spectraux (bleu et rouge ou vert et rouge).

La calibration ayant été effectuée pour le filtrage soustractif, pour le filtrage colorimétrique “bleu” et pour le filtrage colorimétrique “vert”, des distributions de dose vont pouvoir à présent être mesurées grâce à ces trois méthodes de déconvolution du rayonnement Čerenkov.

C. Etude d'un faisceau homogène

Avant d'effectuer des mesures de distributions de dose complexes, il est nécessaire de s'assurer que les différentes méthodes de déconvolution et de calibration, présentées jusqu'ici, sont efficaces. Une distribution de dose simple et permettant le contrôle par d'autres détecteurs a donc été mesurée dans un premier temps. Il s'agit d'une mesure en champ $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ faite avec un faisceau de photons homogène de 15 MV. Le bras de l'accélérateur est tourné à 90° afin d'irradier horizontalement le DosiMap, placé en DSP 100, l'axe du faisceau passant par le plan du scintillateur. Le schéma de cette configuration d'irradiation est représenté Figure VI.18.

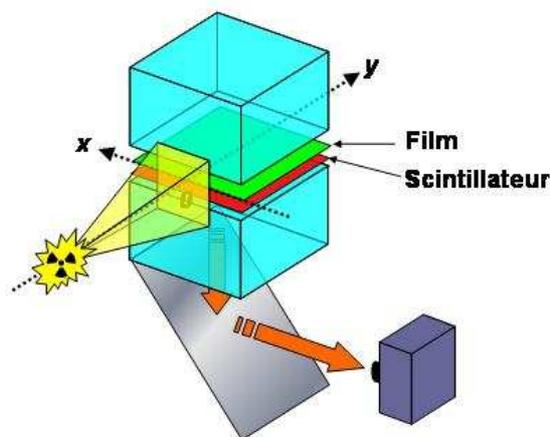


Figure VI.18 : Irradiation horizontale en champ $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$, l'axe du faisceau passant par le plan du scintillateur. Le DosiMap est placé en DSP 100. Pour plus de lisibilité, seuls le scintillateur et le film dosimétrique sont représentés.

Un film dosimétrique EDR2 Kodak, placé juste au dessus du scintillateur, permettra de contrôler la distribution de dose mesurée par le DosiMap. La calibration en dose des films, pour des faisceaux de photons de 6 MV et 15 MV, est décrite à l'annexe C.

De plus, le rendement en profondeur sur l'axe du faisceau, ainsi que le profil à 2.5 cm, mesurés par le DosiMap, pourront être comparés à des distributions de référence mesurées dans le polystyrène à l'aide d'une chambre d'ionisation de Roos (PTW 34001).

La confrontation de ces mesures permettra alors de vérifier la validité et l'efficacité des différentes méthodes de filtrage du rayonnement Čerenkov et des différentes méthodes de calibration.

1. Filtrage soustractif

1.1. Quantité de lumière mesurée

La distribution lumineuse, mesurée par la caméra avec le filtre rouge, ainsi que la modulation (correspondant à la différence entre le bas et le haut du signal sinusoïdal) qui en est déduite, sont représentées Figure VI.19 pour une coupe horizontale sur l'axe du faisceau. Il peut être noté que, dans cette configuration d'irradiation, la quantité de rayonnement Čerenkov, correspondant au bas de la modulation est du même ordre de grandeur que la quantité de scintillation, donnée par la modulation.

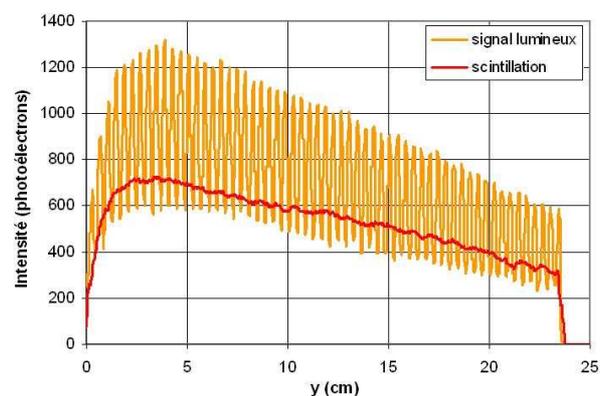


Figure VI.19 : Rendement lumineux sur l'axe du faisceau. Le signal mesuré est représenté en orange et la modulation, correspondant à la scintillation, en rouge.

1.2. Distribution de dose

La distribution de dose déposée dans le scintillateur, représentée Figure VI.20, est obtenue en divisant la distribution de scintillation par l'image de calibration mesurée au paragraphe B.1 (Eq. VI.3).

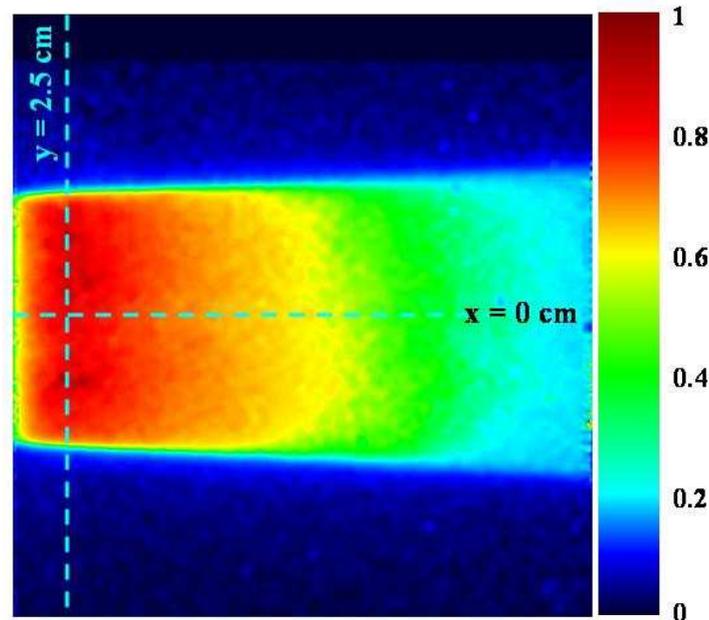


Figure VI.20 : Distribution de dose mesurée par le DosiMap en filtrage soustractif, pour un faisceau de photons de 15 MV, en champ $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$. Cette distribution a, dans un premier temps été analysée sur l'axe du faisceau et sur une coupe située à 2.5 cm de profondeur.

Cette distribution de dose va être comparée, dans un premier temps, aux distributions de dose mesurées par le film dosimétrique et par la chambre d'ionisation, uniquement sur l'axe du faisceau et sur le profil à 2.5 cm de profondeur. Elle sera ensuite comparée dans son ensemble au film dosimétrique grâce à un critère de comparaison quantitatif nommé index γ .

a. Rendement en profondeur et profil du faisceau

Ces distributions, ainsi que celles mesurées par le film dosimétrique sont représentées Figure VI.21 et Figure VI.22.

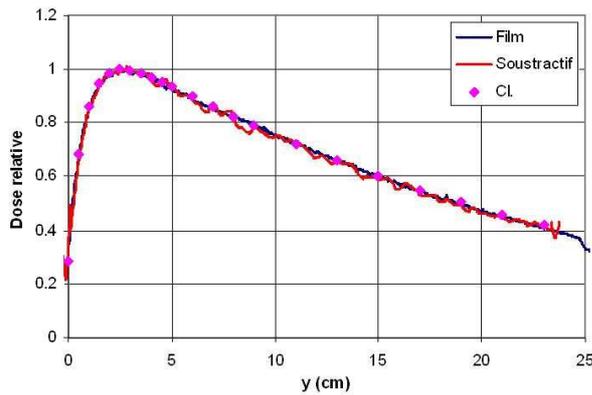


Figure VI.21 : Rendements en profondeur mesurés par le DosiMap (noté soustractif), le film dosimétrique et la chambre d'ionisation (noté CI) sur l'axe faisceau.

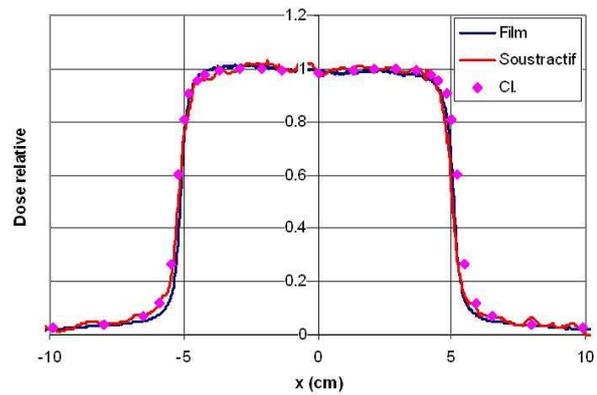


Figure VI.22 : Profil du faisceau mesuré à 2.5 cm de profondeur par le DosiMap (noté soustractif), le film dosimétrique et la chambre d'ionisation (noté CI).

Il apparaît que les rendements en profondeur ainsi que les profils mesurés par les trois détecteurs sont très proches les uns des autres, la seule différence notable étant un bruit visiblement plus élevé pour le DosiMap.

Les écarts relatifs locaux entre le DosiMap et le film, ainsi que ceux entre le DosiMap et la chambre d'ionisation, pour le rendement en profondeur, ont alors été représentés Figure VI.23.

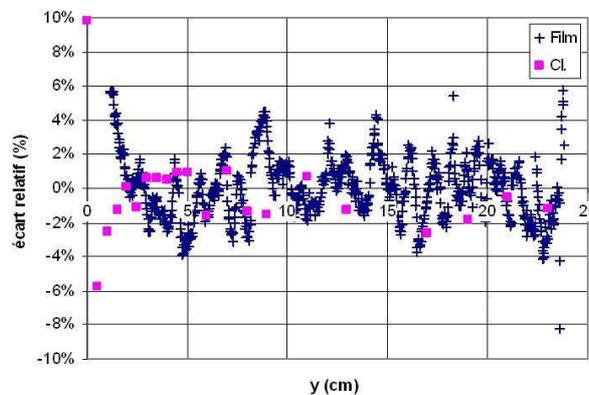


Figure VI.23 : Ecarts relatifs entre le DosiMap et le film dosimétrique (Film), et entre le DosiMap et la chambre d'ionisation (CI).

Ces écarts relatifs sont relativement faibles puisque, excepté pour les très faibles profondeurs, ils restent compris entre -2 % et +2 % pour la chambre d'ionisation, et entre -4 % et +4 % pour le film dosimétrique. Ils présentent respectivement un écart type de 1.62 % et 1.85 % pour chacun des deux détecteurs. Il peut être noté que ces écarts, normalisés à la dose maximale (ici 2 Gy), sont extrêmement petits pour les faibles doses.

Ces différences relatives entre le DosiMap et les deux autres détecteurs ont deux origines essentielles. En dessous de 2.5 cm, ils sont manifestement liés à un léger décalage spatial entre les différentes distributions qui, dans les zones de fort gradient, se manifeste par des écarts de dose relatifs très importants.

Au-delà des premiers cm, les écarts relatifs ont une valeur moyenne nulle, démontrant que la distribution de dose est correctement mesurée par la méthode de déconvolution soustractive. Les écarts relatifs sont essentiellement dus au bruit introduit par la démodulation du damier. Ces résultats sont donc très satisfaisants.

b. Comparaison avec le film dosimétrique par index γ

Comme cela a pu être noté pour le rendement en profondeur, un décalage spatial, même minime, entre deux distributions de dose entraîne, dans les zones de fort gradient (comme la zone de buildup ou les profils de faisceau), des écarts de dose très importants. Afin de pallier ce problème, notamment en RCMi où les gradients de dose sont particulièrement fréquents, un critère de comparaison prenant en compte les décalages spatiaux entre deux distributions de dose a été introduit dès 1998, l'index γ [Low98]. Ce critère permet de traduire l'accord entre deux distributions à la fois en accord de distance et en accord de dose.

Deux critères d'accord sont donc nécessaires à cette comparaison : un critère sur la différence entre les doses ΔD , et un critère de distance Δd . Leurs valeurs sont relativement discutées [Tho05], mais sont généralement fixées à 3 % et 3 mm pour la RCMi [Buc04]. Ce sont ces valeurs qui seront utilisées au cours cette étude.

Formellement, la comparaison entre une distribution de dose expérimentale D_m et une distribution de dose de référence D_c consiste donc à rechercher, pour chaque point de mesure r_m , d'un point r_c de la distribution de référence, situé à moins de Δd , et pour lequel $D_m(r_m) - D_c(r_c)$ soit inférieur à ΔD . Mathématiquement, cette recherche se traduit par la fonction suivante :

$$\gamma(r_m) = \min \left[\sqrt{\frac{\delta d(r_m, r_c)^2}{\Delta D^2} + \frac{\delta r(r_m, r_c)^2}{\Delta d^2}} \right]_{\forall r_c} \quad \text{Eq. VI.4}$$

où $\delta d(r_m, r_c) = D_m(r_m) - D_c(r_c)$ est la différence entre la dose mesurée en r_m et la dose calculée en r_c , et où $\delta r(r_m, r_c) = |r_m - r_c|$ est la distance entre le point de mesure et le point de calcul.

La concordance entre distribution expérimentale et distribution de référence est alors validée, pour tous les pixels présentant une valeur de γ inférieure à 1.

De plus, il est recommandé qu'au moins 67 % des pixels situés dans une zone d'intérêt dosimétrique (c'est-à-dire dans laquelle la dose est au moins égale à 50 % de la dose maximale) aient une valeur de γ inférieure à 1 [Tho05].

La distribution spatiale des valeurs prises par la fonction γ entre le DosiMap et le film, pour les doses relatives supérieures à 50 %, est représentée Figure VI.24. Cette distribution montre que les distributions de dose mesurées avec le DosiMap et le film dosimétrique concordent relativement bien. En effet, les valeurs de γ supérieures à 1 correspondent essentiellement aux doses les plus faibles et sont donc imputables au bruit engendré par la démodulation du damier.

La distribution des valeurs prises par l'index γ , quant à elle, est représentée Figure VI.25. Elle présente une valeur moyenne de 0.56 et montre qu'environ 84 % des pixels satisfont ce critère, ce qui est bien au delà des 67 % recommandés.

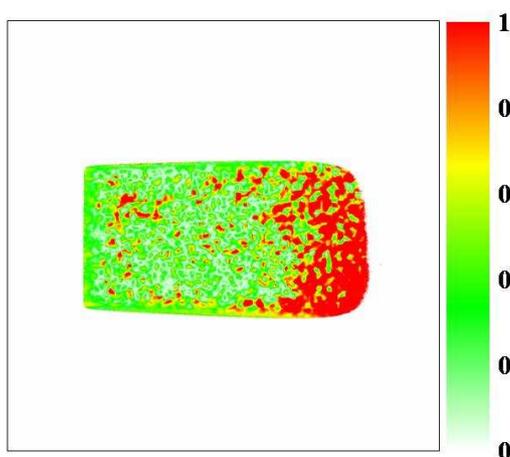


Figure VI.24 : Cartographie de l'index γ pour des critères d'accord de 3 % et 3 mm entre la distribution de dose mesurée par le DosiMap et celle mesurée par le film dosimétrique. Toutes les valeurs supérieures à 1 sont représentées en rouge.

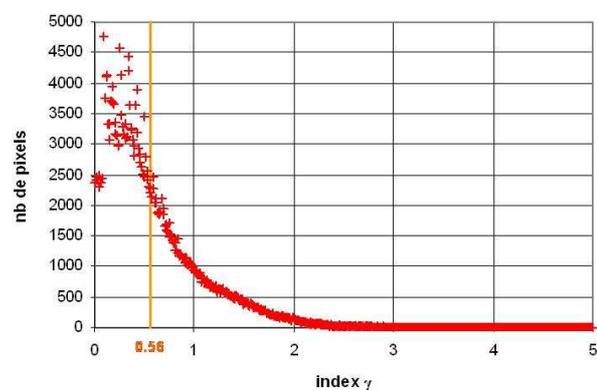


Figure VI.25 : Distribution des valeurs prises par l'index γ pour les doses supérieures à 50 % de la dose maximale.

La concordance entre la distribution de dose mesurée par le DosiMap et celles mesurées par le film dosimétrique et la chambre d'ionisation est donc très satisfaisante et permet de conclure positivement sur la déconvolution soustractive du rayonnement Čerenkov. En effet, aucun biais n'a été observé dans cette configuration d'irradiation et seule une valeur efficace de bruit de 1.85 %, essentiellement due à au calcul de la modulation du signal, entraîne des écarts relatifs supérieurs à 3 % pour les doses les plus faibles.

2. Filtrage colorimétrique

La déconvolution soustractive du rayonnement Čerenkov ayant présenté de bons résultats, la méthode colorimétrique va, à présent, être soumise à la même étude. Le rendement en profondeur sur l'axe du faisceau et le profil à 2.5 cm mesurés par le DosiMap vont donc être comparés, dans un premier temps, à ceux mesurés par le film dosimétrique et la chambre d'ionisation. Nous comparerons ensuite la distribution de dose mesurée par le DosiMap à celle du film dosimétrique par le biais de l'index γ .

2.1. Quantités de lumière mesurées

Les distributions lumineuses mesurées sur l'axe du faisceau avec les filtres bleu, vert et rouge sont représentées Figure VI.26. L'intensité lumineuse mesurée dans le bleu est supérieure à celle mesurée dans le vert (d'un facteur environ 1.75), ce qui laisse augurer un meilleur rapport signal sur bruit pour la déconvolution colorimétrique utilisant le filtre bleu que pour celle utilisant le filtre vert.

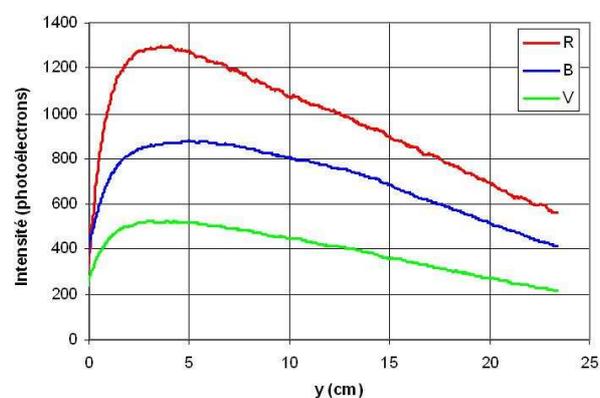


Figure VI.26 : Distributions lumineuses mesurées sur l'axe faisceau avec les filtre bleu, vert et rouge.

2.2. Distribution de dose

Ces distributions lumineuses ont alors permis de calculer la distribution de dose en utilisant :

- soit les domaines spectraux rouge et bleu : $D = a.R + b.B$
- soit les domaines spectraux rouge et vert : $D = a.R + b.V$

Les coefficients a et b sont, dans les deux cas, ceux calculés lors de la calibration au paragraphe B.2.

a. Rendement en profondeur et profil du faisceau

Comme pour le filtrage soustractif, nous nous sommes, dans un premier temps, intéressés au rendement en profondeur sur l'axe du faisceau et au profil à 2.5 cm de profondeur. Les Figures VI.27 et VI.28 représentent les comparaisons entre les mesures du DosiMap pour le filtre bleu et pour le filtre vert, les mesures du film dosimétrique et celles de la chambre d'ionisation.

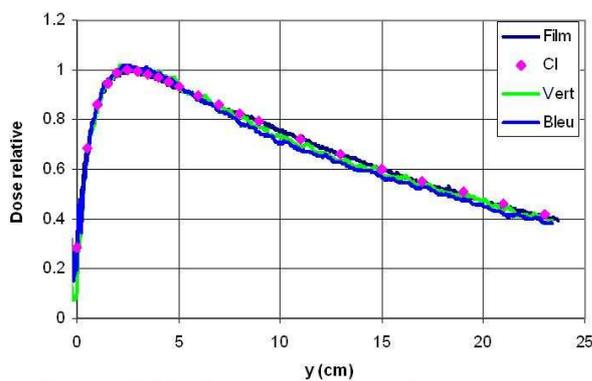


Figure VI.27 : Rendements en profondeur mesurés par le DosiMap pour les deux filtres colorimétriques (bleu et vert), le film dosimétrique et la chambre d'ionisation (noté CI) sur l'axe faisceau.

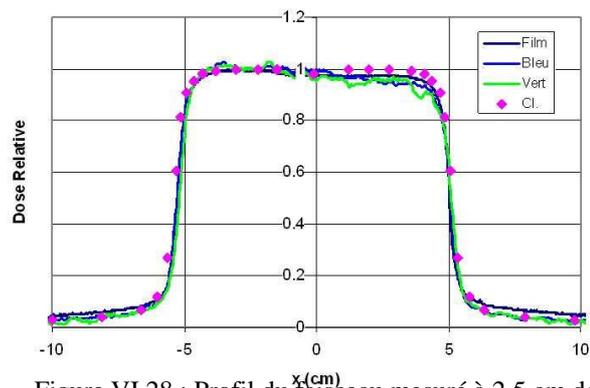


Figure VI.28 : Profil du faisceau mesuré à 2.5 cm de profondeur par le DosiMap pour les deux filtres colorimétriques (bleu et vert), le film dosimétrique et la chambre d'ionisation (noté CI).

Ces distributions semblent, à première vue, relativement comparables. Néanmoins, un léger décalage apparaît, aux alentours de 10 cm, entre les rendements en profondeurs mesurés avec le DosiMap et ceux mesurés avec les deux autres détecteurs.

Afin d'évaluer plus précisément ce décalage, les écarts relatifs avec le film dosimétrique ont été calculés et sont représentés Figure VI.29. Les écarts relatifs calculés pour le filtrage soustractif ont également été représentés pour comparaison.

Il apparaît que les différences avec le film sont plus importantes pour le filtrage colorimétrique, et notamment avec le filtre bleu, que pour le filtrage soustractif. En effet,

l'écart type de ces différences est de 3.45 % pour le filtre bleu et de 3.15 % pour le filtre vert, contre 1.85 % pour le filtrage soustractif.

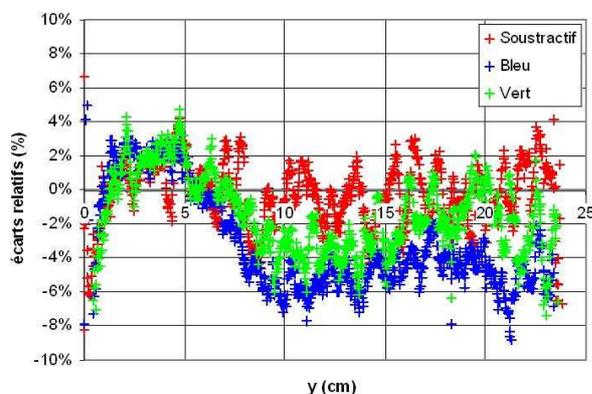


Figure VI.29 : Ecarts relatifs entre le DosiMap et le film dosimétrique, pour le filtrage soustractif, le filtrage colorimétrique bleu et le filtrage colorimétrique vert

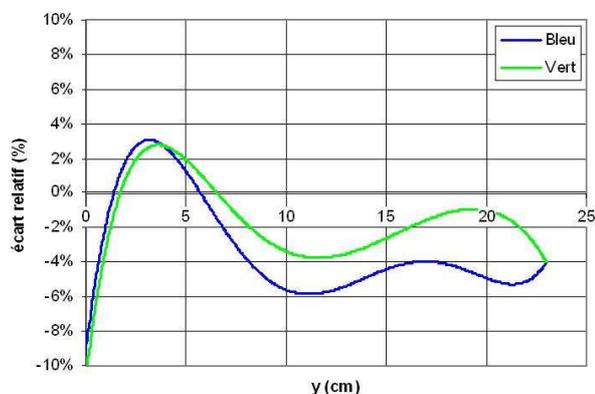


Figure VI.30 : Ajustement polynomial des écarts relatifs entre les mesures du film et celles du DosiMap pour le filtrage colorimétrique bleu et le vert.

Nous pouvons également constater que si les écarts correspondant aux trois filtrages présentent une évolution similaire dans les premiers cm (conséquence d'un léger décalage spatial entre les différentes images), il n'en va pas de même au-delà d'environ 5 cm. En effet, alors que la moyenne des écarts relatifs est nulle au-delà de cette profondeur pour le filtrage soustractif, les deux filtrages colorimétriques présentent de toute évidence un biais.

Un ajustement polynomial des écarts relatifs, représenté Figure VI.30, a permis de mettre en évidence que ce biais était plus important pour le filtre bleu que pour le vert. Comme le confirmeront les mesures de dose effectuées en irradiation verticale dans les paragraphes suivants, cet effet est dû à l'atténuation non uniforme du cube en dessous de 500 nm. En effet, cette atténuation modifiant la couleur du rayonnement Čerenkov, notamment pour les plus basses longueurs d'onde, la déconvolution colorimétrique est d'autant plus critique qu'elle utilise le bleu. L'utilisation du filtre vert, en plaçant l'analyse spectrale dans une zone plus fiable, engendre une erreur plus faible. Néanmoins, la transmission du filtre vert en dessous de 500 nm, bien que peu importante, suffit à dégrader le filtrage du rayonnement Čerenkov, comme le montre la Figure VI.30.

Il convient de noter que dans cette configuration de faisceau, le rayonnement Čerenkov étant produit dans les 6.25 cm de polystyrène jouxtant le scintillateur, l'effet reste réduit (erreur inférieure à 6 % pour le filtre bleu et à 4 % pour le filtre vert). Nous verrons dans les

paragraphes suivants, que dans le cas d'une irradiation verticale, pour laquelle le rayonnement Čerenkov est produit dans tout le cube (soit 25 cm), cet effet génère des erreurs plus importantes.

Le biais induit par le changement de couleur du rayonnement Čerenkov ayant été identifié, la valeur efficace de bruit a été mesurée pour chaque méthode de filtrage en soustrayant le biais aux écarts relatifs (Figure VI.31). Cette valeur a été mesurée entre 5 cm et 23 cm afin de s'affranchir des erreurs de positionnement encore présentes dans les premiers cm, et vaut environ 1.7 % pour le filtrage soustractif, 0.9 % pour le filtrage colorimétrique utilisant le filtre bleu, et 1.25 % pour celui utilisant le filtre vert.

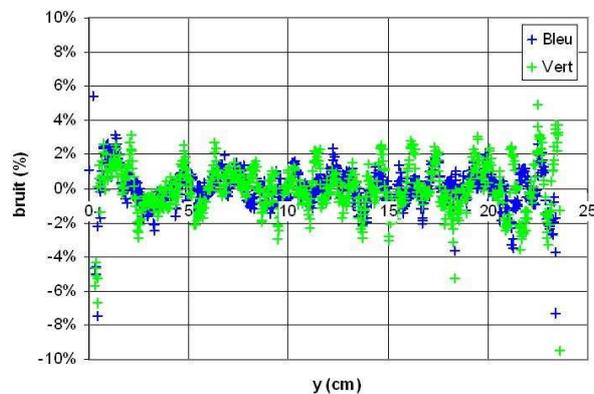


Figure VI.31 : Ecarts relatifs auxquels ont été soustrait le biais dû à la mauvaise déconvolution du rayonnement Čerenkov.

Il est important de noter que, malgré les conditions défavorables dans lesquelles ont été faites les mesures colorimétriques, celles-ci présentent néanmoins un bruit moins important que les mesures faites avec le filtrage soustractif. Ce bruit étant en grande partie dû à la démodulation numérique du signal lumineux, il devrait donc être bien plus faible en l'absence du damier.

Il peut également être noté que si le filtre vert permet de réduire l'erreur liée aux variations de couleur du rayonnement Čerenkov, il engendre également une valeur efficace de bruit plus importante, de par sa plus faible transmission.

Néanmoins, la concordance entre le DosiMap et les deux autres détecteurs est très satisfaisante puisque environ 68 % des points du rendement lumineux diffèrent du film dosimétrique de moins de 3.45 % dans le cas du filtre bleu de moins de 3.15 % dans le cas du filtre vert.

b. Comparaison avec le film dosimétrique par index γ

Comme pour le filtrage soustractif, nous avons également comparé les distributions de dose mesurées par le DosiMap et par le film dosimétrique à l'aide de l'index γ , les critères d'accord étant fixés à 3 % et 3 mm. La cartographie des valeurs prises pour chacun des deux filtres (bleu et vert), est représentée à la Figure VI.32, et les distributions de leurs valeurs sont représentées Figure VI.33.

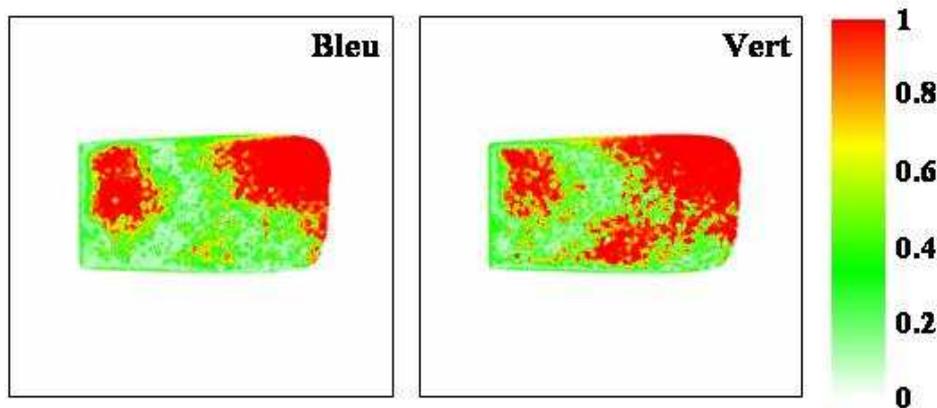


Figure VI.32 : Cartographies γ pour les filtres colorimétriques bleu et vert, pour les doses supérieures à 50 % de la dose maximale et pour des critères d'accord de 3 % et 3 mm.

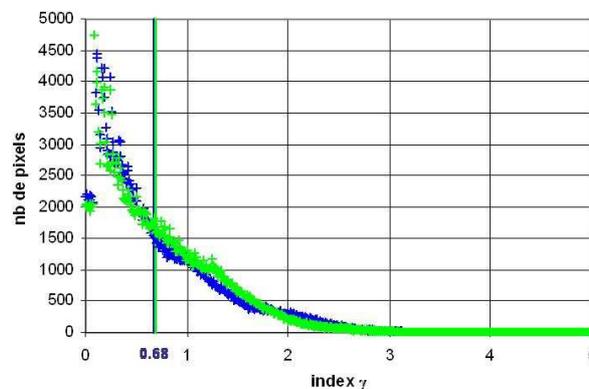


Figure VI.33 : Distribution des valeurs prises par l'index γ pour les deux filtres colorimétriques.

Il apparaît que les distributions de dose mesurées avec ces deux filtres sont très similaires, pour ce type d'irradiation, et présentent une valeur moyenne d'environ 0.68. Dans les deux cas, environ 75 % des pixels sont en accord avec le film dosimétrique, dans les limites de 3 % pour la dose et 3 mm pour la distance ce qui, ici aussi, est bien au dessus des 67 % recommandés.

L'étude du filtrage colorimétrique a permis d'identifier l'incidence de l'atténuation non uniforme du polystyrène en dessous de 500 nm sur la déconvolution colorimétrique du rayonnement Čerenkov. Elle a également permis de constater que cette incidence semblait moindre avec le filtre vert qu'avec le bleu. Ces considérations seront affinées et des solutions proposées dans le paragraphe suivant.

Malgré ces observations, avec des erreurs de l'ordre de 3 à 3.5 % sur le rendement en profondeur, et un γ moyen d'environ 0.7, les résultats du filtrage colorimétrique sont tout à fait satisfaisants. Nous allons donc, à présent, tester les différentes méthodes de déconvolution pour des faisceaux modulés en intensité, en irradiation verticale. Ces conditions d'irradiation seront donc beaucoup plus défavorables, en terme de quantité de rayonnement Čerenkov.

D. Etude d'un faisceau modulé par un filtre en coin

1. Configuration d'irradiation

Nous allons, à présent, mesurer la distribution de dose pour un champ d'irradiation de 10 cm \times 10 cm, avec un faisceau vertical. Dans cette configuration, le scintillateur est placé en DSD 100 sous 2.8 cm de polystyrène. Un filtre en coin, placé dans le faisceau, permet d'en moduler l'intensité dans une direction et, de cette manière, de modifier l'angle des isodoses dans cette direction. Dans notre cas, la modulation a été effectuée dans la direction de l'axe y, et crée un angle de 60° entre les isodoses et l'horizontale. Cette configuration d'irradiation est représentée Figure VI.34.

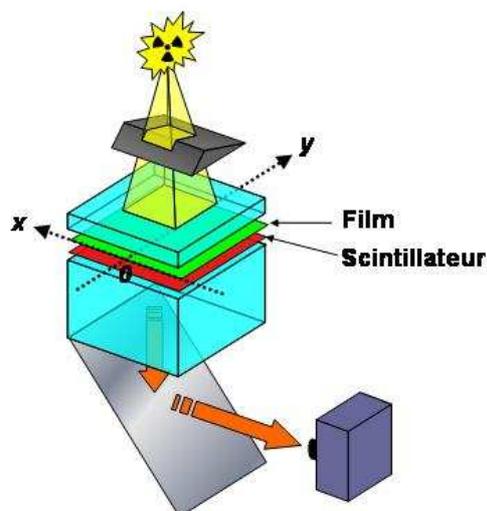


Figure VI.34 : Irradiation en champ 10 cm \times 10 cm avec le filtre en coin 60°. Le scintillateur est placé en DSD 100, à une profondeur de 2.8 cm. Pour plus de lisibilité, seuls le scintillateur et le film dosimétrique sont représentés sur ce schéma.

Dans le paragraphe précédent, le DosiMap était irradié verticalement et en champ $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$. Le rayonnement Čerenkov n'était donc produit que dans les 6.25 cm jouxtant le scintillateur, limitant ainsi sa quantité, mais également ses variations de couleur. Dans cette configuration d'irradiation, le rayonnement Čerenkov est produit dans un volume deux fois plus grand. De plus, il est généré depuis le scintillateur jusqu'à la sortie du cube, favorisant ainsi les variations spectrales du rayonnement Čerenkov.

2. Quantités de lumière mesurées

Les intensités lumineuses mesurées avec le damier sur l'axe y (Figure VI.35), et celles mesurées avec les différents filtres puis démodulées numériquement (Figure VI.36) montrent que la quantité de rayonnement Čerenkov (proportionnelle aux quantités de lumière mesurées dans le bleu et le vert) est effectivement 2.5 à 3 fois plus importante que celle mesurée dans le paragraphe précédent, alors que la quantité de scintillation (donnée par la modulation) est environ 1.5 fois plus faible. Cette configuration est donc plus défavorable que la précédente pour nos mesures de dose.

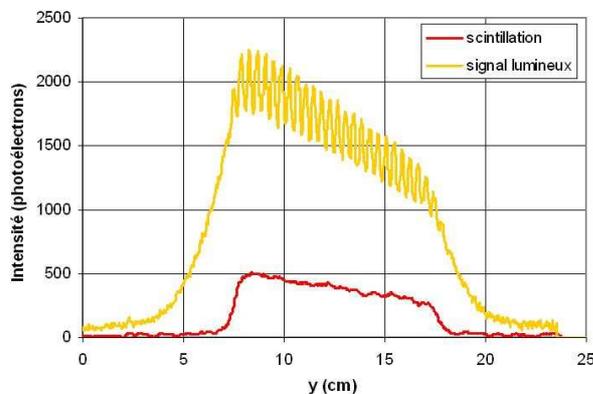


Figure VI.35 : Distribution lumineuse mesurée avec le filtre rouge et distribution de scintillation correspondante sur l'axe y ($x = 0$)

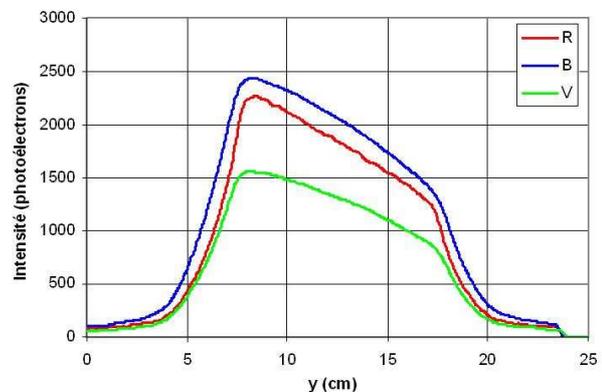


Figure VI.36 : Distributions lumineuses mesurées avec les filtres bleu, vert et rouge sur l'axe y ($x = 0$).

3. Distribution de dose

Les distributions lumineuses obtenues ont permis de calculer les distributions de dose pour les deux méthodes de déconvolution, soustractive et colorimétrique, et pour les deux filtres, bleu et vert. Celles-ci, ainsi que la distribution de dose mesurée avec un film dosimétrique placé juste au dessus du scintillateur, sont représentées Figure VI.37. Il est intéressant de constater

que les distributions mesurées par les différentes méthodes sont soit très bruitées (déconvolution soustractive), soit floues (déconvolution colorimétrique avec le filtre bleu). Le filtrage colorimétrique avec le filtre vert constitue un compromis entre les deux, car la proportion de rouge (principale source de bruit à cause de la démodulation) vis-à-vis du vert est supérieure à la proportion vis-à-vis du bleu, et que la soustraction du rayonnement Čerenkov γ est meilleure que pour le filtre bleu.

Afin d'établir une analyse quantitative, les distributions de dose obtenues par les différentes méthodes vont à présent être comparées avec le film dosimétrique, d'abord sur une coupe ($x = 0$), puis par index γ .

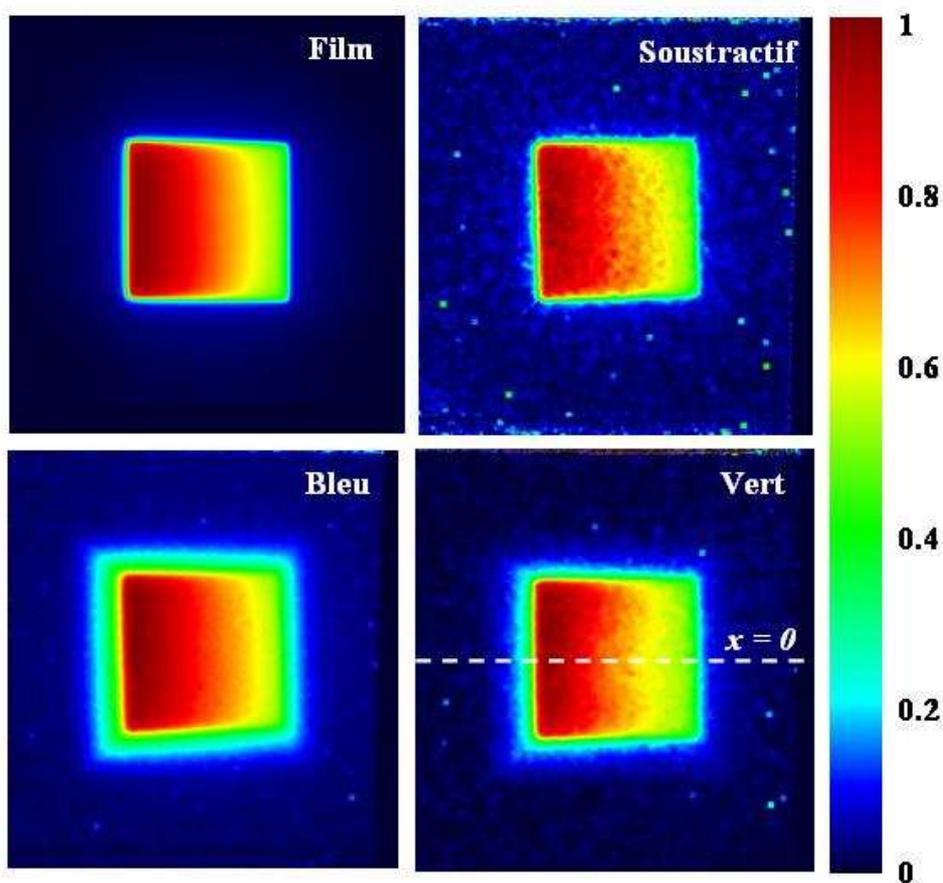


Figure VI.37 : Distributions de dose mesurées avec le film dosimétrique et le DosiMap, par la méthode de filtrage soustractif et par la méthode colorimétrique (filtre bleu et filtre vert). Ces distributions seront comparées sur l'axe y , représenté en pointillé.

3.1. Distribution de dose sur l'axe des y

Les distributions de dose mesurées sur l'axe y pour chaque mode de filtrage et pour le film dosimétrique sont représentés Figure VI.38. Elles révèlent les problèmes liés au changement

de couleur du rayonnement Čerenkov évoqués plus tôt, et qui sont à l'origine du flou observé Figure VI.37. En effet, alors que la déconvolution soustractive du rayonnement Čerenkov reproduit fidèlement la distribution de dose mesurée par le film, la déconvolution colorimétrique utilisant le filtre vert présente des gradients moins abrupts. Le phénomène s'accroît encore avec le filtre bleu. Les écarts quadratiques entre les mesures faites avec le DosiMap et celles faites avec le film (Figure VI.39) mettent clairement en évidence ce phénomène.

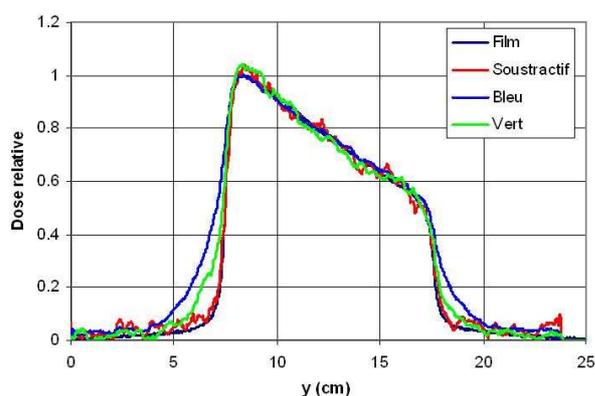


Figure VI.38 : Distributions de dose mesurées par le film dosimétrique et par le DosiMap, pour les différentes méthodes de filtrage (soustractif, colorimétrique avec les filtres bleu et vert).

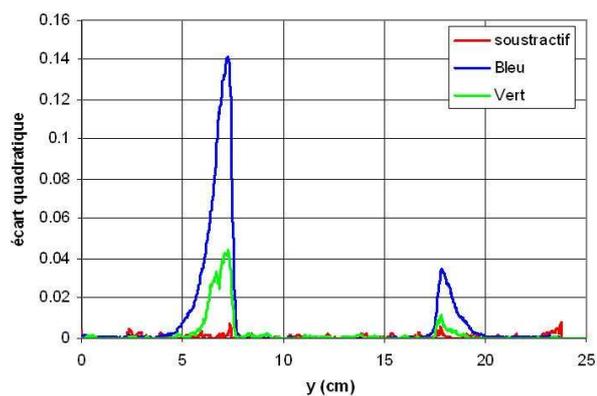


Figure VI.39 : Ecarts quadratiques entre les distributions de dose mesurées avec le DosiMap et celle mesurée avec le film dosimétrique.

Ces difficultés liées aux gradients n'ayant pas été observées pour les profils de faisceau mesurés au paragraphe précédent (Figure VI.28), elles ne peuvent s'expliquer que par la plus grande quantité de rayonnement Čerenkov produite dans cette configuration d'irradiation. Elles confirment donc les considérations faites précédemment sur les variations spectrales du rayonnement Čerenkov et leur incidence sur la déconvolution colorimétrique. Elles montrent également que si le filtre vert présente de meilleurs résultats que le filtre bleu, sa transmission en dessous de 500 nm (où l'atténuation du polystyrène est variable), bien que faible, est suffisante pour altérer la déconvolution colorimétrique de grandes quantités de rayonnement Čerenkov. Ces constatations mettent donc en évidence la nécessité d'utiliser un filtre présentant un spectre de transmission plus nettement séparé du spectre d'absorption du polystyrène. Un filtre vert dont le spectre de transmission ne débute qu'à environ 550 nm constituerait la réponse à ce problème.

En dehors des zones de gradient, toutes les distributions de dose concordent avec plus ou moins de précision. En effet, la valeur efficace de bruit mesurée entre 10 et 15 cm vaut respectivement 2.65 %, 1.3 % et 1.85 % pour les distributions de dose mesurées par filtrage

soustractif, par filtrage colorimétrique avec le filtre bleu, et par filtrage colorimétrique avec le filtre vert. Ces valeurs sont environ 1.5 fois supérieures à celles mesurées pour le rendement en profondeur au paragraphe précédent, ce qui d'après les expressions données pour le bruit pour chacune des deux méthodes de déconvolution (Eq. IV.28 et Eq. IV.33) est dû, d'une part à l'intensité plus faible de la scintillation et, d'autre part, à une plus grande proportion de rayonnement Čerenkov. Néanmoins, le rapport entre ces différentes valeurs de bruit restent sensiblement le même que précédemment.

En outre, ces valeurs restant inférieures à 3 %, elles sont tout à fait acceptables.

3.2. Comparaison avec le film dosimétrique par index γ

Les mesures du DosiMap ont alors été comparées à celle du film dosimétrique par la méthode de l'index γ avec des critères d'accord de 3 % et 3 mm. Les cartographies γ correspondantes ont été représentées Figure VI.40 pour les doses relatives supérieures à 10 %. En effet, comme le montre la coupe analysée plus haut, les doses supérieures à 50 % de la dose maximale ne posent pas de réel problème. Ce sont donc plutôt les doses relatives se situant entre 10 et 40 %, correspondant aux zones de gradient, qu'il convient de comparer.

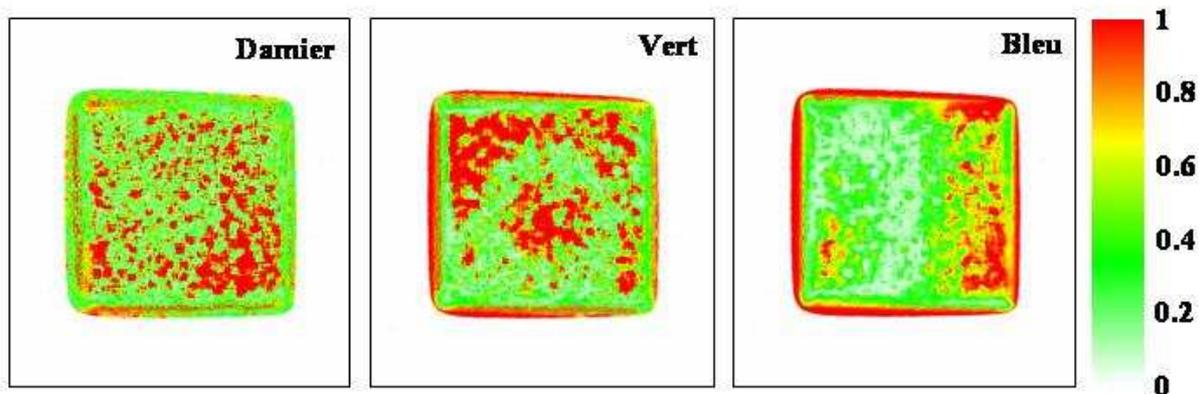


Figure VI.40 : Cartographie γ pour les doses relatives supérieures à 10 %, et pour des critères d'accord de 3 % et 3 mm.

Dans le cas du filtrage soustractif, les zones de désaccord entre le film dosimétrique et le DosiMap sont essentiellement localisées dans les zones de faible gradient et sont liées au bruit. Dans le cas du filtrage colorimétrique avec le filtre bleu, au contraire, l'accord est très bon dans les zones de faible gradient, et se dégrade fortement dans les zones de fort gradient à cause du rayonnement Čerenkov. Le filtrage colorimétrique avec le filtre vert constitue, ici aussi, un cas intermédiaire entre les deux cas de figure car il permet une meilleure suppression

du rayonnement Čerenkov que le filtre bleu, et des mesures moins bruitées que le filtrage soustractif. Dans tous les cas, plus de 80 % des pixels présentent une valeur de γ inférieure à 1, et la valeur de moyenne de ce γ est très satisfaisante, puisqu'elle vaut 0.6 pour le filtrage soustractif, 0.8 pour le filtrage colorimétrique avec le filtre bleu, et 0.65 pour le filtrage colorimétrique avec le filtre vert.

Les mesures faites dans ce paragraphe ont donc permis de mettre en évidence l'importance de la non uniformité de l'atténuation du cube vis-à-vis de la déconvolution colorimétrique, notamment en présence de quantités importantes de rayonnement Čerenkov. Elles nous ont également permis de constater que le filtre vert, face à ce phénomène, donnait de meilleurs résultats que le filtre bleu, et qu'un filtre vert légèrement plus haut en longueur d'onde devrait résoudre ce problème. N'ayant pas pu tester la méthode colorimétrique avec un tel filtre au cours de cette étude, cette hypothèse sera vérifiée lors de prochaines mesures.

En dépit de ce problème et de la dégradation du rapport signal sur bruit, les distributions de dose mesurées avec le DosiMap présentent un bon accord avec la distribution mesurée par le film dosimétrique, dans les zones de faible gradient pour la déconvolution colorimétrique, et sur l'ensemble de la distribution pour la déconvolution soustractive. Dans le cas du filtrage colorimétrique, l'utilisation d'un filtre adapté résoudra le problème du rayonnement Čerenkov e,t sans le damier, le bruit associé aux signaux de faible intensité sera fortement réduit.

E. Etude d'un faisceau de RCMI

Malgré les problèmes mis en évidence précédemment, le DosiMap étant destiné à contrôler des distributions de dose en RCMI, il a été testé pour un faisceau de RCMI délivré par un accélérateur équipé d'un collimateur multilame.

1. Configuration d'irradiation

Notre dispositif a, comme pour les mesures précédentes, été irradié verticalement, mais dans ce cas avec un faisceau de photons de 6 MV, délivré à 300 UM /min par un accélérateur

Clinac de la société Varian. Le scintillateur était, dans ce cas, placé en DSD 100 et à une profondeur de 5.2 cm de polystyrène.

Le faisceau étudié est composé de 9 segments, pour une irradiation totale de 37 UM. Comme précédemment, l'irradiation a été répétée 5 fois afin de filtrer les impacts occasionnés au niveau du capteur CCD par les rayonnements diffusés.

2. Quantités de lumière mesurées

Après une calibration préliminaire, identique à celle décrite dans la partie *B*, mais effectuée ici à 6 MV, la distribution de lumière produite par le faisceau modulé a été mesurée avec le damier, et dans les trois domaines spectraux bleu vert et rouge. Ces distributions sont représentées Figures VI.41 et VI.42 pour une coupe verticale passant au milieu du scintillateur ($y = 12.5 \text{ cm}$).

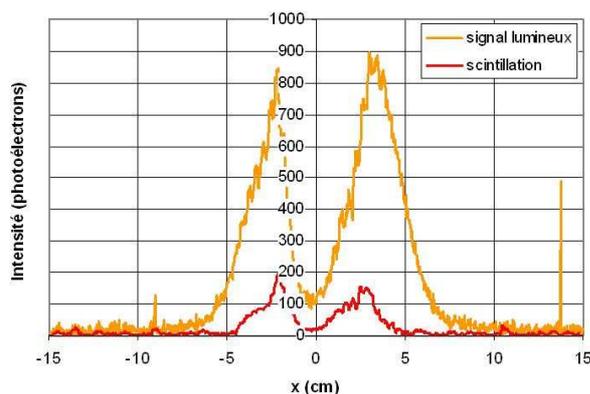


Figure VI.41 : Distribution lumineuse mesurée avec le filtre rouge et distribution de scintillation correspondante sur la coupe $y = 12.5 \text{ cm}$.

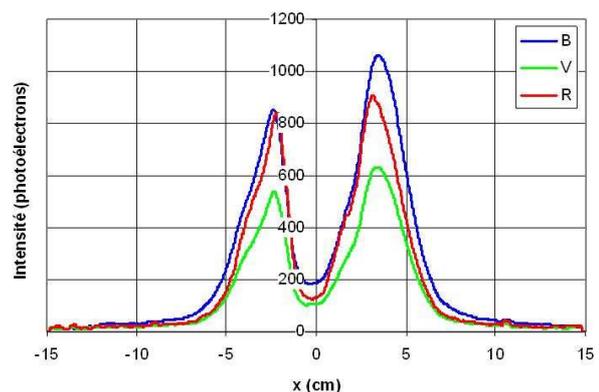


Figure VI.42 : Distribution lumineuse mesurée avec les filtres bleu, vert et rouge sur la coupe $y = 12.5 \text{ cm}$.

Il peut être noté que les quantités de lumière mesurées ici sont beaucoup moins importantes que pour les mesures précédentes, surtout dans le cas du filtrage soustractif. Le bruit sera donc plus important. Les proportions de rouge de vert et de bleu entre elles, en revanche, sont comparables à celles observées pour le filtre en coin.

3. Distribution de dose

Comme précédemment, les distributions de dose ont été mesurées par un film dosimétrique, placé au dessus du scintillateur, et par le DosiMap, avec les différentes méthodes de déconvolution. Ces distributions sont représentées Figure VI.43. Les remarques faites précédemment à propos du bruit de la méthode soustractive et du flou de la méthode colorimétrique sont toujours valables ici. Mais cette distribution met également en évidence le manque de résolution spatiale dû au damier. En effet, le film laisse clairement apparaître des structures de petites dimensions, inexistantes sur les distributions mesurées par le DosiMap.

Malgré tout, les distributions mesurées avec le DosiMap sont très ressemblantes à celle mesurée avec le film dosimétrique.

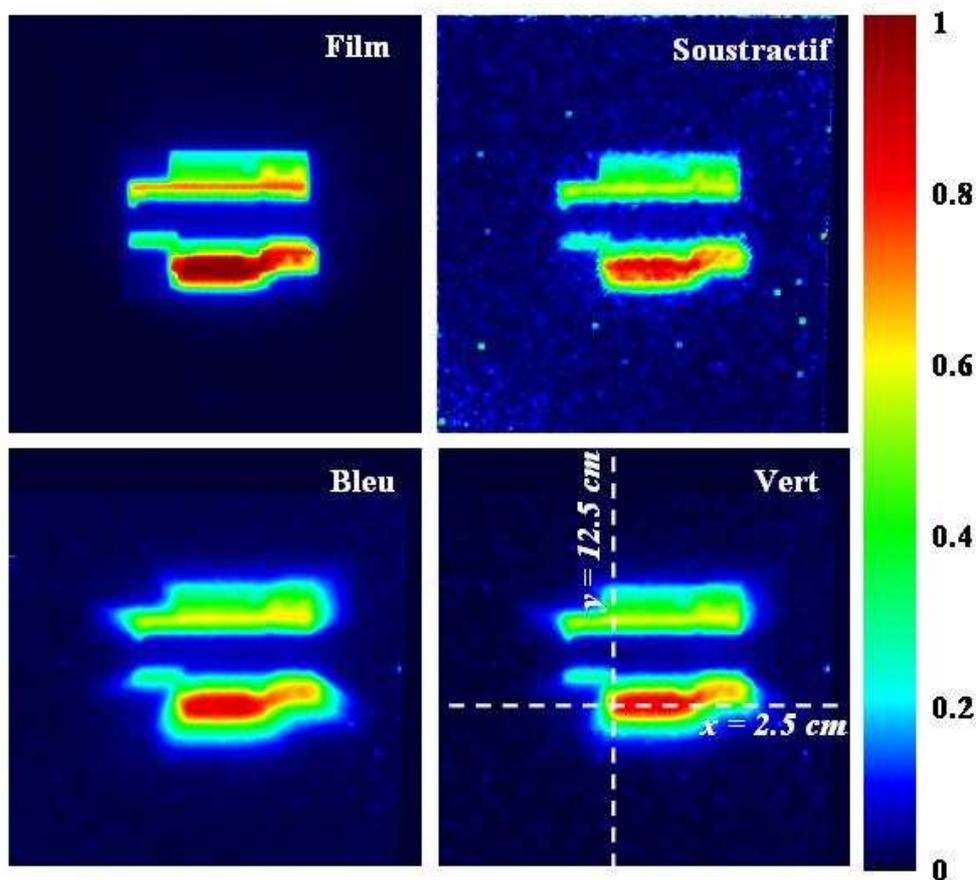


Figure VI.43 : Distribution de dose mesurée par le film dosimétrique et par le DosiMap avec les filtres soustractif et colorimétrique (bleu et vert). Ces distributions seront comparées sur les deux axes en pointillé.

Comme pour les distributions de dose déjà étudiées, celles-ci ont été comparées sur 2 coupes, puis par l'index γ .

a. Comparaison des distributions de dose sur 2 coupes

Les différentes distributions de dose ont été comparées sur la coupe horizontale, $x = 2.5 \text{ cm}$ (Figure VI.44), et sur la coupe verticale $y = 12.5 \text{ cm}$ (Figure VI.45), représentées en pointillé sur la Figure VI.43. Les distributions de dose mesurées par la méthode colorimétrique amenant les mêmes observations que dans le paragraphe précédent quant aux changements de couleur, seules ont été représentées ici les distributions de dose mesurées par la méthode de filtrage soustractif et par la méthode colorimétrique avec le filtre vert, qui est moins sensible aux changements de couleur du rayonnement Čerenkov dus à l'atténuation du polystyrène.

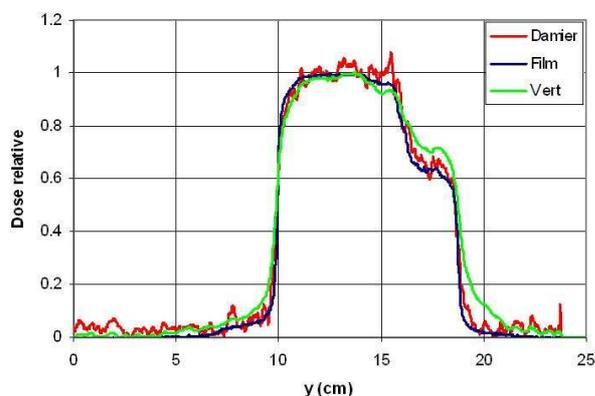


Figure VI.44 : Distributions de dose mesurée par le film et par le DosiMap pour le filtrage soustractif et pour le filtrage colorimétrique vert, sur la coupe horizontale $x = 2.5 \text{ cm}$.

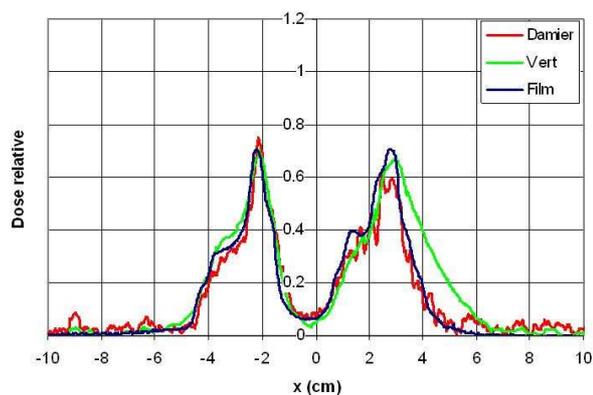


Figure VI.45 : Distributions de dose mesurée par le film et par le DosiMap pour le filtrage soustractif et pour le filtrage colorimétrique vert, sur la coupe horizontale $y = 12.5 \text{ cm}$.

Il apparaît au vu de ces deux coupes que les variations de dose s'étendant sur moins de 1 cm sont mal prises en charge par un damier ayant une période de 4 mm. En effet, non seulement les détails fins n'apparaissent pas à cause du moyennage effectué par le damier, mais en plus, la modulation peine à reproduire les amplitudes de dose de façon localisée.

b. Comparaison avec le film dosimétrique par index γ

La cartographie des valeurs prises par l'index γ a été représentée Figure VI.46 pour les doses relatives supérieures à 5 %, de façon à avoir la quasi-totalité de la distribution.

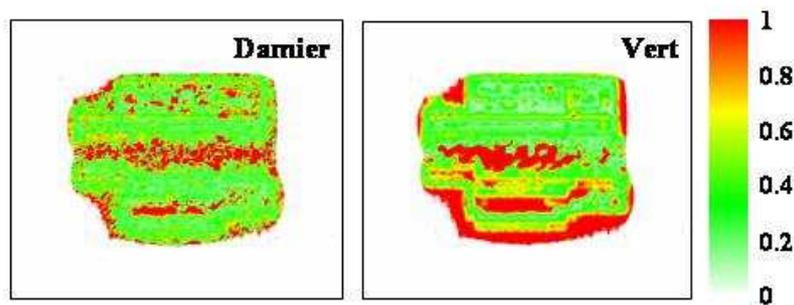


Figure VI.46 : Cartographie γ pour les doses relatives supérieures à 5 % et pour des critères d'accord de 3 % et 3 mm.

La valeur moyenne de γ est de 0.88 pour les doses supérieures à 5 % du maximum, et environ 87 % des pixels ont une valeur de γ inférieure à 1 pour le filtrage soustractif. Les méthodes colorimétriques effectuées avec les filtres bleu et vert ont des valeurs moyennes respectives de γ de 2.25 et 1.3, et respectivement 77 et 80 % des pixels sont en accord avec le film dosimétrique ($\gamma \leq 1$).

Ces mesures, et notamment les valeurs de γ , ont donc montré qu'en présence de trop importants gradients de dose, la déconvolution colorimétrique, tout au moins avec les filtres testés, apporte des résultats moins satisfaisants, en raison de l'atténuation non uniforme du polystyrène en dessous de 500 nm, et des modifications spectrales qui en découlent.

Néanmoins, les résultats sont très satisfaisant dans les zones de faible gradient et les actuelles insuffisances devraient être résolues avec un filtre adapté.

Elles ont également permis de constater que le pas du damier (4 mm) était bien trop grand pour mesurer des détails inférieurs à 1 cm. Néanmoins, la distribution de dose est, dans son ensemble, relativement bien reproduite. Ce biais pourrait, en outre, être réduit en utilisant un pas plus faible.

F. Conclusion

Les mesures de dose effectuées au cours de ce chapitre ont donc donné des résultats très satisfaisants qui ont permis de valider les deux méthodes de déconvolution du rayonnement Čerenkov ainsi que les deux techniques de calibration correspondantes.

Elles ont également permis de mettre en évidence les limitations de chacune des techniques et de déterminer les mesures à prendre afin d'améliorer leurs performances. Il a clairement été établi que les variations de couleur du rayonnement Čerenkov, en raison de l'atténuation non uniforme du fantôme à basses longueurs d'onde, rendait délicate la discrimination spectrale du rayonnement Čerenkov en dessous de 500 nm. Cet effet, majeur lorsque le rayonnement Čerenkov est en grande quantité, pourra néanmoins être corrigé par l'utilisation d'un filtre vert présentant un spectre de transmission mieux séparé du spectre d'atténuation du polystyrène.

Il a également été montré que l'utilisation du damier pour le filtrage colorimétrique engendrait deux types de problèmes. Le premier est lié à la résolution spatiale de l'objectif de la caméra qui dégrade fortement la modulation du signal et, par conséquent, introduit un bruit extrêmement important lors de l'extraction de cette modulation. A ce jour, ce bruit majore très largement toutes les autres sources d'incertitudes, y compris pour le filtrage colorimétrique.

Ce problème de bruit est, bien sûr, également présent dans la méthode soustractive utilisant le damier. S'y ajoute un second problème lié au principe même de la méthode. En effet, le pas du damier détermine la résolution spatiale du dispositif. Or il est clairement apparu, au cours de ces mesures, qu'un pas de 4 mm ne permettait pas de mesurer des distributions de doses présentant des structures inférieures au cm. Cette résolution pourra être améliorée avec un damier de période plus petite (à condition que l'objectif de la caméra possède lui-même une résolution suffisante), mais restera néanmoins une caractéristique intrinsèque de cette méthode.

Néanmoins, malgré ces limitations, les deux méthodes ont permis de faire des mesures très satisfaisantes dans différentes configurations d'irradiation, et il y a tout lieu de penser que ces résultats pourront être améliorés en utilisant un autre filtre (pour le filtrage colorimétrique) et un autre objectif (pour le filtrage soustractif).

Conclusion et perspectives

La mise en place de traitements novateurs, tels que la RCMI, permet de traiter plus efficacement certains cancers en irradiant la tumeur à l'aide d'un nombre important de faisceaux modulés en intensité. Ce type de traitement permet, en effet, d'adapter très précisément la distribution de dose délivrée à la position et à la forme de la tumeur et, par conséquent, de protéger les tissus sains.

En contrepartie, la complexité de la distribution de dose prescrite nécessite une délivrance très précise afin de ne pas surdoser un organe à risque ou sous-doser la tumeur du fait des gradients élevés. Ces techniques d'irradiation requièrent donc, à l'heure actuelle, des contrôles dosimétriques extrêmement coûteux en temps pour les physiciens médicaux. Parmi les dosimètres présents sur le marché pour effectuer ces contrôles, les plus couramment utilisés sont les chambres d'ionisation (unitaires ou en matrice), les films dosimétriques et les imageurs portals. Cependant, chacun de ces outils comporte des inconvénients. En effet, les chambres d'ionisations sont très fiables mais n'offrent qu'une résolution spatiale limitée (même sous forme de matrice) et nécessitent un certain nombre de corrections. Les films dosimétriques, pour leur part, permettent de faire des mesures de dose en deux dimensions avec une excellente résolution spatiale, mais nécessitent un développement et présentent une réponse non linéaire avec la dose. Enfin, les imageurs portals présentent l'avantage d'être très simples d'utilisation, mais ne sont pas équivalents tissus.

Pour essayer d'apporter un dosimètre adapté à ces nouveaux traitements, un nouvel outil de dosimétrie, le DosiMap, a été développé au Laboratoire de Physique Corpusculaire. Ce dosimètre repose sur l'utilisation d'un scintillateur plan placé dans un fantôme de polystyrène, et permet de mesurer simplement et rapidement la distribution de dose déposée par un faisceau dans le plan du scintillateur. Comme nous l'avons vu au cours de ce travail, un tel détecteur présente des propriétés très intéressantes mais a également nécessité la levée d'un certain nombre de verrous avant de permettre le calcul de distributions de dose.

ETUDE DE DIFFERENTS SCINTILLATEURS

Il a fallu étudier, tout d'abord, six scintillateurs plastiques provenant de deux constructeurs différents (Bicron et Amcryst-H), afin de déterminer le plus adapté à notre application. Cette étude a notamment permis d'établir que la linéarité du rendement lumineux est sensiblement la même pour tous les scintillateurs étudiés, excepté le BC-430. Pour chacun d'entre eux, la réponse lumineuse est linéaire à 2.5 % près pour des énergies supérieures à une centaine de keV pour les électrons, et linéaire à 5 % près au dessus d'environ 250 keV pour les photons. Etant donné les énergies rencontrées en radiothérapie, ces limites sont tout à fait suffisantes pour garantir la linéarité du détecteur avec la dose mesurée.

Ces mesures ont été complétées par l'acquisition des spectres d'émission de chacun des scintillateurs. L'ajustement du spectre de scintillation aux différentes contraintes du dispositif (présence de rayonnement Čerenkov, efficacité quantique de la caméra...) nous a alors conduit à choisir le scintillateur UPS-974R dont le spectre s'étend d'environ 600 nm à un peu plus de 700 nm.

ETUDE DU RAYONNEMENT ČERENKOV

Le rayonnement Čerenkov, qui constitue le principal frein à la dosimétrie par scintillateurs plastiques, a ensuite été étudié. Dans le cas du DosiMap, où les volumes de fantôme irradié sont très importants, c'est une contribution lumineuse majeure qui représente 75 à 300 % de la scintillation. Outre le fait que cette contribution s'ajoute au signal de scintillation, elle présente également l'inconvénient d'exciter le scintillateur, générant ainsi une quantité de scintillation supplémentaire, non proportionnelle à la dose.

Différentes solutions ont donc été proposées pour supprimer la contribution du rayonnement Čerenkov du signal mesuré. La première d'entre elles consiste à intercaler un filtre gélatine entre le scintillateur et le fantôme, et a permis de réduire la proportion de scintillation due au rayonnement Čerenkov de 40 à 1.5 % (en champ 10 cm × 10 cm). Deux techniques de filtrage ont ensuite été proposées afin de déconvoluer le rayonnement Čerenkov de la scintillation. La première, dite soustractive, consiste à placer un damier entre le scintillateur et le fantôme, et à soustraire le rayonnement Čerenkov, mesuré au niveau d'un carré noir, au signal lumineux total, mesuré au niveau d'un carré transparent. La seconde technique, colorimétrique, effectue une analyse spectrale du signal lumineux à partir de mesures faites dans deux domaines de

longueurs d'ondes distincts (ici bleu et rouge ou vert et rouge). Cette analyse permet d'évaluer la quantité de rayonnement Čerenkov et de la soustraire.

BLINDAGE DE LA CAMERA ET SUPPRESSION NUMERIQUE DES IMPACTS

Les rayonnements diffusés par la tête de l'accélérateur (de l'ordre de 2 MeV) et par le fantôme (de l'ordre de 740 keV) constituent un verrou technique au développement du DosiMap car ils dégradent les performances de la caméra et donc, mettent en jeu sa durée de vie. De plus, les impacts occasionnés au niveau du capteur (environ 4000 /s en champ 10 cm × 10 cm) ont une incidence très importante sur les mesures de dose, puisque chaque impact sur un pixel engendre une augmentation très importante de son courant inverse, et donc une surestimation locale de la dose.

Un blindage a donc été développé, ramenant le taux d'impacts à un niveau suffisamment faible (environ 150 /s) pour pouvoir, d'une part assurer une durée de vie d'environ 18 ans à la caméra et, d'autre part, filtrer numériquement les impacts restant.

Les principaux obstacles au développement du DosiMap ayant été résolus au cours des chapitres 3 à 5, la calibration en dose du dispositif a été étudiée pour les deux techniques de déconvolution du rayonnement Čerenkov mises au point au cours de cette thèse : soustractive et colorimétrique. Ces calibrations ont ensuite été suivies, pour chacune des deux techniques, de mesures de doses dans différentes configurations d'irradiation : un rendement en profondeur en champ 10 cm × 10 cm (chapitre 6, paragraphe *C*), un profil de faisceau avec filtre en coin (chapitre 6, paragraphe *D*), et un profil de faisceau de RCMI (chapitre 6, paragraphe *E*).

REPONSE DOSIMETRIQUE POUR LE FILTRAGE SOUSTRACTIF

La déconvolution soustractive a permis d'obtenir des mesures de doses en accords avec les autres détecteurs, film dosimétrique et chambre d'ionisation, au bruit près. Celui-ci a été mesuré (hors zone de gradient) et vaut environ 1.7 % pour le rendement en profondeur et 2.65 % pour le profil avec filtre en coin. Ce bruit est majoritairement dû à une démodulation incorrecte du damier, en raison de la résolution médiocre de l'objectif de la caméra.

La mesure du faisceau de RCMI, quant à elle, a mis en évidence le manque de résolution spatiale due au damier de 4 mm. En effet, si les structures principales de la distribution de dose sont identiques à celles mesurées par le film dosimétrique, les détails de moins de 1 cm, en revanche, sont moyennés par le damier.

Ces résultats, déjà très satisfaisant, peuvent encore être améliorés en diminuant le pas du damier et en changeant l'objectif de la caméra.

REPONSE DOSIMETRIQUE POUR LE FILTRAGE COLORIMETRIQUE

Il convient tout d'abord de rappeler que la déconvolution colorimétrique a été effectuée en présence du damier, ce qui a fortement affecté ses performances.

Les mesures de doses ont mis en évidence une mauvaise déconvolution du rayonnement Čerenkov, spécialement quand celui-ci est important, en raison des modifications spectrales provoquées par l'atténuation du polystyrène en dessous de 500 nm. Les mesures ont également montré que la déconvolution colorimétrique était d'autant meilleure que le filtre associé au filtre rouge était éloigné de ce pic d'absorption, donc meilleure pour le filtre vert que pour le filtre bleu.

Les valeurs efficaces de bruit ont également été mesurées pour les filtres bleu et vert et valent respectivement 0.9 et 1.25 % pour le rendement de dose, 1.3 et 1.85 % pour la mesure avec le filtre en coin. Ici encore, le bruit est majoritairement dû à la présence du damier (en particulier pour le filtre vert).

Ces résultats sont d'ores et déjà très encourageants et facilement améliorables, en changeant de filtre vert, ce qui résoudra le problème de déconvolution spectrale, et en retirant le damier, ce qui améliorera immédiatement le bruit et la résolution spatiale de la méthode.

COMPARAISON DES DEUX METHODES DE DECONVOLUTION

Les mesures de doses présentées au chapitre 6 ont mis en évidence les réussites et les insuffisances des deux techniques :

- la méthode soustractive effectue des mesures justes mais relativement bruitées, et présente une résolution spatiale limitée.

- Les mesures faites avec la méthode colorimétrique sont biaisées par la déconvolution du rayonnement Čerenkov, mais possèdent également une valeur efficace de bruit plus faible.

L'ensemble de ces mesures tend donc à montrer que, pour cette configuration du DosiMap, la méthode soustractive donne des résultats plus satisfaisants que la méthode colorimétrique, car ceux-ci ne sont pas biaisés.

Cependant, les performances de la méthode colorimétrique peuvent être facilement améliorées. En effet, la mauvaise déconvolution du rayonnement Čerenkov pour la méthode colorimétrique devrait être résolue en mesurant le signal lumineux dans un domaine spectral plus éloigné du pic d'absorption du polystyrène. Ce point sera vérifié lors de prochaines mesures. Les mesures faites avec cette méthode présenteraient alors une bien meilleure précision (surtout si le damier est retiré) qu'avec la méthode soustractive, et la résolution spatiale ne serait limitée par la taille des pixels (environ 0.26 mm dans la configuration actuelle).

Les performances de la méthode soustractive peuvent également être améliorées. En effet, le bruit observé pour cette méthode étant essentiellement dû à la résolution médiocre de l'objectif de la caméra, sa diminution nécessite une optique parfaitement adaptée à la configuration du dispositif. Un objectif, a donc été conçu sur mesure par la société ELDIM et sera intégré au prochain prototype.

Cet objectif devrait permettre, en outre, de tester un damier plus petit afin d'améliorer la résolution spatiale du filtrage soustractif.

VERS DES MESURES EN 3 DIMENSIONS

La conception du DosiMap offre la possibilité d'effectuer des reconstructions en trois dimensions de la distribution de dose dans le fantôme. Pour cela, la translation verticale du DosiMap dans le champ d'irradiation permet l'acquisition de coupes horizontales à intervalles réguliers (Figure CCL.1). Les différents plans, ainsi obtenus, permettent alors la reconstruction de la distribution de dose dans des plans orthogonaux. La résolution spatiale dans ces plans est évidemment limitée par l'intervalle entre chaque coupe horizontale, mais constitue une alternative intéressante aux gels dosimétriques, dans les cas où le temps d'acquisition est prioritaire devant la résolution spatiale.

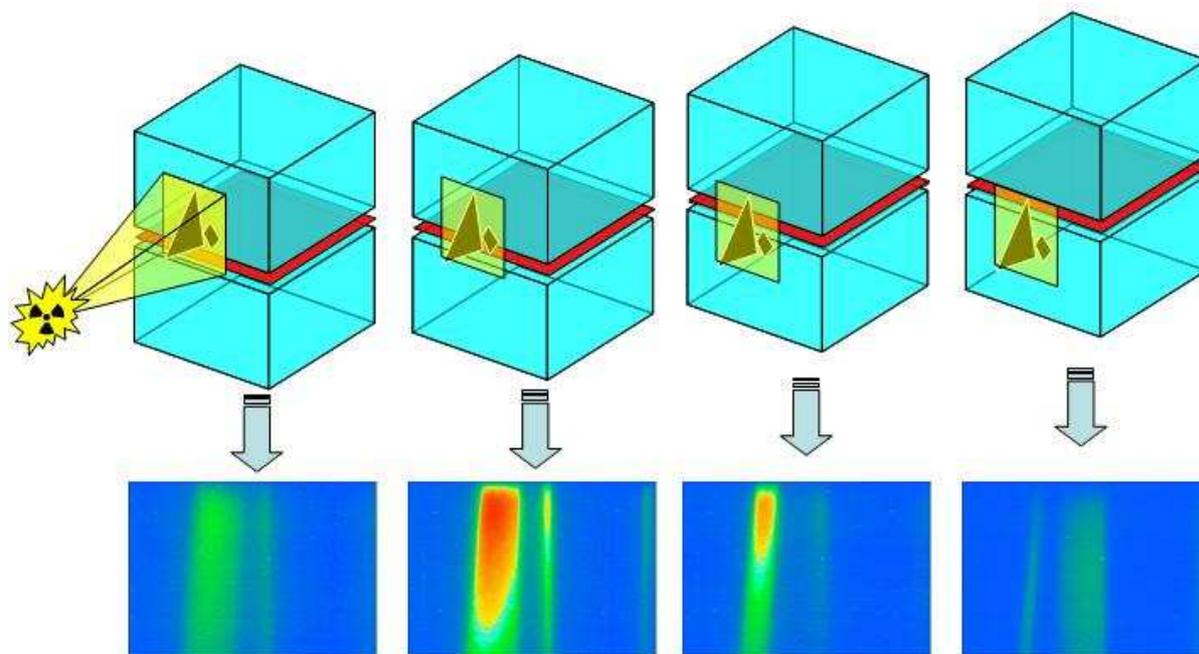


Figure CCL.1 : La translation verticale du DosiMap dans le champ d'irradiation permet l'acquisition de la distribution de dose déposée dans le scintillateur à intervalles réguliers.

CONCLUSION

Nous avons développé, au LPC Caen, un outil de dosimétrie équivalent tissu, dont la réponse est proportionnelle à l'énergie déposée aux énergies de la radiothérapie. Après une calibration préliminaire, cet instrument permet d'effectuer des mesures instantanées, sans contraintes de développement ou de numérisation, et permet d'obtenir (selon la méthode de déconvolution employée) une très bonne résolution spatiale. Les précisions obtenues sur les mesures de dose sont déjà très satisfaisantes. Nous avons également étudié les insuffisances des deux méthodes et proposé des améliorations pour le prochain prototype.

Le DosiMap constitue donc un instrument très prometteur pour le contrôle qualité en radiothérapie, simple d'utilisation et donc parfaitement adapté à une utilisation clinique

Annexe -A- Détermination du blindage optimal

Nous allons détailler, dans cette annexe, les calculs qui ont été menés pour déterminer le blindage optimal, présenté au chapitre 5.

A. Modélisation du problème

La détermination du blindage optimal requière la connaissance, d'une part de la distribution angulaire des rayonnements incidents et, d'autre part, du spectre en énergie des particules venant de n'importe qu'elle direction. Nous avons déjà déterminé la distribution angulaire, pour un faisceau de RX de 15 MV, au paragraphe chapitre 5 (Figure V.6). Elle est représentée en fonction à la Figure A.1 :

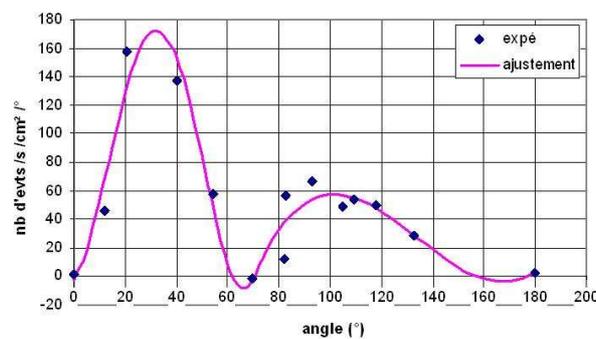


Figure A.1 : Distribution des rayonnements venant de la tête de l'accélérateur et du fantôme, en fonction de θ .

Nous ne disposons, par contre, que des énergies moyennes des rayonnements incidents venant de la tête de l'accélérateur (20°) et du fantôme (90°). Nous allons donc, dans un premier temps, déterminer le spectre des rayonnements venant de n'importe quelle direction. Pour ce faire, nous supposons que les rayonnements mesurés à un angle θ ont pour origine le faisceau délivré par la machine, diffusé, par effet Compton, dans la direction du détecteur, à cet angle.

Dans un deuxième temps, nous déterminerons le nombre de particules détectées derrière une certaine épaisseur d'un matériau donné, ces dernières étant en majorité des électrons secondaires produits dans les derniers millimètres de matériau traversé.

Nous comparerons alors cette modélisation à des données expérimentales, afin d'évaluer la pertinence des diverses hypothèses et approximations faites au cours des calculs.

1. Spectres des photons aux diverses incidences θ

Le spectre du faisceau étant lui-même inconnu, nous avons choisi d'utiliser l'ajustement proposé par le code de simulation MCNP :

$$\frac{dN}{dE} = c.e^{-\frac{E}{a}} \cdot \sqrt{sh(b.E)} \quad \text{Eq. A.1}$$

où a et b sont des paramètres ajustables, propres au faisceau considéré (ici, $a = 2.469$ et $b = 0.274$), et c un coefficient de normalisation (cf. Figure V.18).

Le spectre représentant la distribution des photons en fonction de l'énergie, par définition, la probabilité qu'un photon possède une énergie inférieure à une énergie E est donnée par :

$$P(E) = \int_0^E \frac{dN}{dE} .dE \quad \text{Eq. A.2}$$

avec $P(\infty) = 1$.

La diffusion d'un photon du faisceau initial à un angle θ se traduit donc par un changement de son énergie qui vaut alors :

$$E = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} = f(E_0, \theta) \quad \text{Eq. A.3}$$

avec $m_0 c^2$ l'énergie de l'électron au repos.

Inversement, un photon d'énergie E , mesuré à un angle θ , est issu d'un photon du faisceau initial, dont l'énergie vaut :

$$E_0 = \frac{E}{1 - \frac{E}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} = f^{-1}(E, \theta) \quad \text{Eq. A.4}$$

En supposant que le nombre de photons est conservé par la diffusion Compton (donc en ne faisant pas intervenir la section efficace différentielle de Klein-Nishina) nous pouvons écrire que :

$$P'(E) = P(E_0) \quad \text{Eq. A.5}$$

ou, après changement de variable :

$$P'(E) = P(f^{-1}(E, \theta)) \quad \text{Eq. A.6}$$

Les spectres des rayonnements diffusés aux angles θ peuvent alors en être déduits par différentiation :

$$\frac{dN'}{dE}(E) = \frac{\partial f^{-1}}{dE}(E, \theta) \times \frac{dN}{df^{-1}}(f^{-1}(E, \theta)) \quad \text{Eq. A.7}$$

Comme nous pouvons le constater sur les figures ci-dessous, si l'énergie moyenne des photons diffusés à 20° , sous ces hypothèses, n'est pas très éloignée de celle mesurée au paragraphe A (environ 2 MeV), il apparaît d'ores et déjà que l'énergie moyenne à 90° est bien inférieure aux 740 keV mesurés plus tôt.

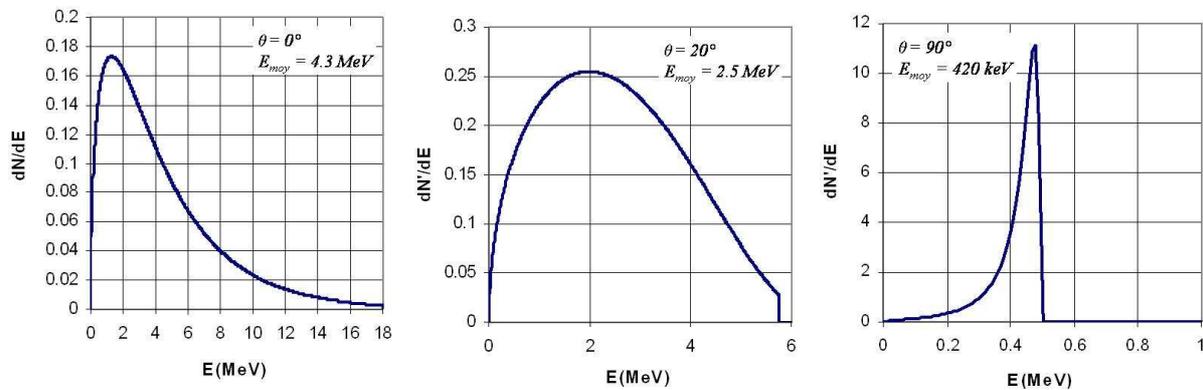


Figure A.2 : Spectre du faisceau initial et spectres des rayonnements diffusés à 0° , 20° et 90° .

2. Electrons mis en mouvement dans le blindage et atteignant le détecteur

Ayant établi une description complète des rayonnements incidents, il nous faut, maintenant, déterminer le nombre d'interactions qui auront lieu dans un détecteur de silicium placé derrière une épaisseur quelconque d'un matériau donné. La majorité de ces interactions étant produites par les électrons provenant du matériau en question, il s'agit donc de compter le nombre d'électrons produits par le faisceau diffusé, interagissant dans notre détecteur. Ces électrons sont nécessairement ceux que l'interaction des RX a produit dans une épaisseur de matériau au plus égale à leur pénétration moyenne $\langle t \rangle$.

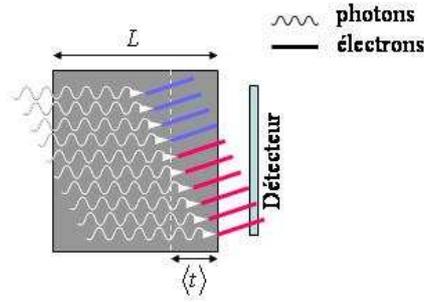


Figure A.3 : Les électrons secondaires, mis en mouvement par les photons incidents, ne sont détectés que s'ils sont mis en mouvement dans une épaisseur du matériau au plus égale à leur pénétration moyenne.

Nous allons donc déterminer, à présent, l'énergie moyenne transférée aux électrons par les photons, la pénétration moyenne qui en découle et, finalement, le nombre d'interactions résultant dans le détecteur.

La proportion de photons subissant une interaction par masse surfacique de cible est donnée par le coefficient d'atténuation massique :

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{\rho \cdot dl} \frac{dN}{N} \quad \text{Eq. A.8}$$

La fraction d'énergie transférée sous forme non radiative aux particules chargées par masse surfacique de cible est donnée, quant à elle, par :

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{1}{\rho \cdot dl} \frac{dR_{tr}}{R} \quad \text{Eq. A.9}$$

avec $\frac{dR_{tr}}{R}$ la fraction d'énergie transférée sous forme non radiative aux particules chargées.

Le coefficient de transfert d'énergie μ_{tr} est lié au coefficient d'absorption d'énergie μ_{en} par l'intermédiaire du coefficient $(1-g)$:

$$\mu_{en} = (1 - g)\mu_{tr} \quad \text{Eq. A.10}$$

où g représente la fraction d'énergie perdue par les particules chargées de façon radiative (par annihilation en vol pour les positron, ou par création de rayonnement de freinage).

Ces phénomènes étant encore marginaux aux énergies qui nous intéressent ici, même pour les faibles incidences (moins d'une quinzaine de pour cent dans le plomb à 3 MeV), nous nous contenterons d'approximer μ_{tr} par μ_{en} , qui présente l'avantage d'être largement tabulé.

L'énergie moyenne transférée à un électron par un photon d'énergie E est donc :

$$T = \frac{\mu_{tr}}{\mu} E \quad \text{Eq. A.11}$$

Connaissant l'énergie moyenne des électrons mis en mouvement dans le matériau, nous pouvons donc, à présent, déterminer leur **pénétration moyenne**. Celle-ci est donnée par :

$$\langle t \rangle = \eta \cdot R_{CSDA}(T) \quad \text{Eq. A.12}$$

où R_{CSDA} est le parcours des électrons, et où η vaut 1 pour les matériaux de faible Z , et 0.6 pour les matériaux de Z élevé ([Att86]).

Nous pouvons donc, à partir de là, déterminer le nombre d'interaction N , produites dans le détecteur par N_0 photons d'énergie E , traversant une épaisseur L de matériau :

$$N_{matériau}(E, \theta, L) = N_0(1 - e^{-\mu \cdot L}) - N_0(1 - e^{-\mu \cdot (L - \langle t \rangle)}) \quad \text{Eq. A.13}$$

d'où au 1^{er} ordre :

$$N_{matériau}(E, \theta, L) = N_0 \cdot \mu \cdot \langle t \rangle \cdot e^{-\mu \cdot L} \quad \text{Eq. A.14}$$

De plus, la proportion de photons d'énergie E , venant de la direction θ , étant définie par l'Eq. C.7, le nombre d'interactions produites par ces photons s'écrit donc finalement :

$$N_{matériau}(E, \theta, L) = \frac{\partial f^{-1}}{\partial E}(E, \theta) \times \frac{dN}{df^{-1}}(f^{-1}(E, \theta)) \cdot \mu(E) \cdot \eta \cdot R_{CSDA} \left(\frac{\mu_{en}(E)}{\mu(E)} E \right) \cdot e^{-\mu(E) \cdot L} \quad \text{Eq. A.15}$$

Et en intégrant sur le spectre en énergie des photons, le nombre d'interactions dues aux RX venant de la direction θ est donc :

$$N_{matériau}(\theta, L) = \int_0^{E_{\max}(\theta)} \frac{\partial f^{-1}}{\partial E}(E, \theta) \times \frac{dN}{df^{-1}}(f^{-1}(E, \theta)) \cdot \mu(E) \cdot \eta \cdot R_{CSDA} \left(\frac{\mu_{en}(E)}{\mu(E)} E \right) \cdot e^{-\mu(E) \cdot L} \cdot dE \quad \text{Eq. A.16}$$

Les spectres en énergie des rayonnements venant des différentes directions étant normalisées à 1, il reste à pondérer le nombre d'interactions relatif à chaque incidence par le nombre de RX incidents : $dC_0/d\theta$.

Finalement, le comptage fait par le détecteur derrière le blindage, pour toutes les contributions angulaires vaut :

$$C = \int_0^{180^\circ} \frac{dC_0}{d\theta} N_{\text{matériau}}(\theta, L(\theta)) . d\theta \quad \text{Eq. A.17}$$

avec $\frac{dC_0}{d\theta}$ la distribution angulaire de photons incidents, sans matériau interposé.

Pour conclure ce calcul, nous ne connaissons pas expérimentalement $\frac{dC_0}{d\theta}$, mais uniquement $\frac{dC_{\text{nylon}}}{d\theta}$, la distribution angulaire mesurée avec une vis de nylon de 5 cm (Figure C.1). Or :

$$\int_0^{180^\circ} \frac{dC_{\text{nylon}}}{d\theta} d\theta = \int_0^{180^\circ} \frac{dC_0}{d\theta} N_{\text{nylon}}(\theta, 5\text{cm}) . d\theta \quad \text{Eq. A.18}$$

Donc, finalement :

$$C = \int_0^{180^\circ} \frac{dC_{\text{nylon}}}{d\theta} \frac{N_{\text{matériau}}(\theta, L(\theta))}{N_{\text{nylon}}(\theta, 5\text{cm})} . d\theta \quad \text{Eq. A.19}$$

3. Confrontation aux mesures expérimentales

Nous avons donc calculé le nombre d'interactions produites dans un détecteur, derrière un blindage, mais au prix d'un certain nombre d'hypothèses et d'approximations majeures, telles que négliger la section efficace différentielle de Klein-Nishina, ou approximer le coefficient de transfert d'énergie par le coefficient d'absorption d'énergie. Nous allons donc vérifier la pertinence de ces approximations en comparant cette modélisation à des mesures expérimentales du nombre de particules, venant de 20° et de 90°, et atteignant la jonction PN après 1, 3 et 5 cm. D'après nos calculs, les comptages après ces épaisseurs, relativement au comptage après 5 cm de nylon devraient être :

$$\frac{dC_{\text{acier}}^{x\text{ cm}}/d\theta}{dC_{\text{nylon}}/d\theta} = \frac{N_{\text{acier}}(\theta, x)}{N_{\text{nylon}}(\theta, 5\text{cm})} \quad \text{Eq. A.20}$$

Les valeurs expérimentales et théoriques ont donc été comparées ci-dessous :

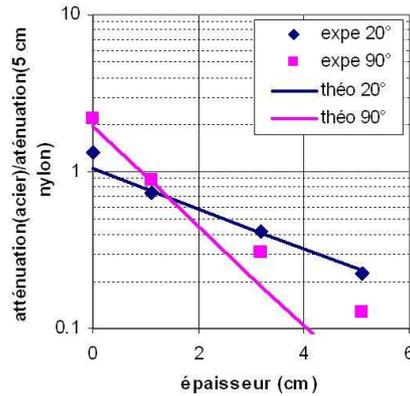


Figure C.4 : Rapports des atténuations de 5 cm nylon et de diverses épaisseurs d'acier.

Nous constatons que si l'accord est remarquable aux faibles incidences, un désaccord assez net apparaît autour de 90°. Or, comme nous l'avons montré plus tôt, si l'énergie moyenne théorique d'un faisceau incident diffusé de 20° est en accord avec la valeur de 2 MeV mesurée expérimentalement, il est par contre physiquement impossible que le même faisceau diffusé à 90° dépasse une énergie de 600 keV, et présente, à fortiori, une valeur moyenne de 740 keV, comme cela été montré expérimentalement. Cette valeur reflète donc clairement la pollution de la mesure par des photons de haute énergie et de faible incidence, atténués par "seulement" 5 cm de plomb.

Cette modélisation est donc pleinement justifiée, et nous allons, à présent, calculer le blindage optimal.

B. Calcul du blindage

L'optimisation du blindage étant maintenant rendue possible, il s'agit à présent de minimiser le comptage C en faisant varier l'épaisseur de plomb, $L(\theta)$, suivant les secteurs angulaires θ . Cette minimisation sera faite sous contrainte de masse, sachant que, en fonction des épaisseurs mises en jeu, celle ci vaut :

$$m = \rho_{pb} \cdot l \cdot \pi \cdot \int_0^{180^\circ} \frac{L^2(\theta)}{360} \cdot d\theta \quad \text{Eq. A.21}$$

avec l largeur du blindage, valant ici 10 cm.

La Figures C.5, représentée ci-dessous, montre les profils optimaux calculés pour des quantités de plomb variant de 1 à 20 kg.

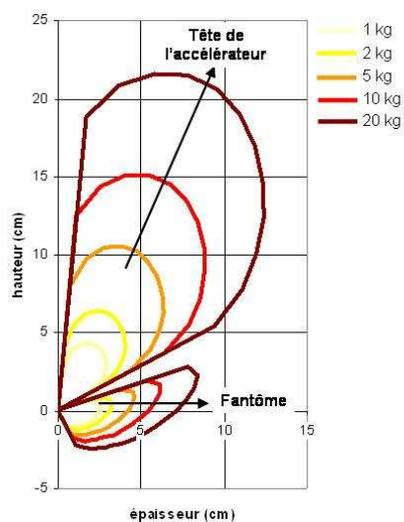


Figure A5 : Blindage optimal pour différentes masses de plomb, le détecteur se trouvant à la hauteur 0.

Annexe -B- Sources d'incertitudes et calibration des films dosimétriques

La plupart des mesures de dose effectuées au cours de cette étude ont été comparées à des mesures de dose faites à l'aide de films dosimétriques à domaine de dose étendue (les films EDR2 produits par la société Kodak). De plus la calibration du DosiMap s'effectue à l'aide d'un film dosimétrique. Il est donc indispensable de connaître la précision de ces mesures. Nous allons étudier, au cours de cette annexe, les différentes sources d'incertitude intervenant dans la dosimétrie par films.

Toutes les mesures par films ont été effectuées au Centre Régional de Lutte Contre le Cancer François Baclesse, pour des faisceaux de photons de 6 MV et 15 MV. Les films ont été développés à l'aide de la développeuse Kodak X-OMAT 2000, puis numérisés sur 16 bits à l'aide du scanner Vidar VXR-16 DosimetryPro.

L'information de dose ainsi obtenue est codée en niveaux de gris, le blanc (de valeur binaire 65535) correspondant aux zones non irradiées, et le noir (de valeur binaire 0) aux zones fortement irradiées.

Il est donc nécessaire de convertir ces données brutes en dose. Cette conversion peut passer par une conversion intermédiaire des niveaux de gris en densité optique (qui correspond à la diminution de l'intensité d'un faisceau lumineux par le film). Or comme nous allons le constater par la suite ces conversions sont, non seulement entachées d'un certain nombre d'incertitudes, mais sont en plus non linéaires.

A. Sources d'incertitudes sur les niveaux de gris

Quelque soit le détecteur employé, la mesure de dose s'accompagne forcément d'un certain nombre d'imprécisions. Mais dans le cas des films dosimétriques, les sources d'incertitudes sont relativement nombreuses et très spécifiques ([Shi06], [Buc04]).

La première de ces sources d'incertitude est liée au procédé de fabrication des films qui ne garantit pas une réponse uniforme d'un lot de films à l'autre, et même entre les films d'un même lot. En effet des variations de réponse, pouvant aller jusqu'à 16 %, ont été mesurées entre des films provenant de lots différents. Ces variations de réponse sont moindres au sein d'un même lot mais sont tout de même d'environ 5 % [Shi06].

Le développement est également source d'incertitudes. En effet, le niveau de gris obtenu pour une dose donnée est sensible au bain de développement ainsi qu'aux variations de température. Lorsque la développeuse est à sa température de fonctionnement nominale, l'incertitude due aux variations de température est de l'ordre de 3 % [Shi06].

Enfin, la numérisation du film peut, elle aussi présenter des variations spatiales de réponse de l'ordre de 3 % [Shi06].

Finalement, en supposant que tous ces phénomènes sont indépendants les uns des autres, l'incertitude sur la réponse des films peut être estimée à environ 6.5 % (dans le cas de films provenant d'un même lot).

B. Conversion en densité optique

Même si elle ne constitue pas une étape indispensable, la conversion des niveaux de gris en densité optique est souvent effectuée automatiquement par les logiciels de mesure de dose tels que le RIT 113.

Cette conversion est permise par la calibration du scanner à l'aide d'un film NIST (représenté Figure B.1) comportant 33 bandes dont la densité optique s'échelonne de 0.07 à 3.78. Cette calibration fournit la fonction de conversion entre les niveaux de gris et la densité optique (Figure B.2).

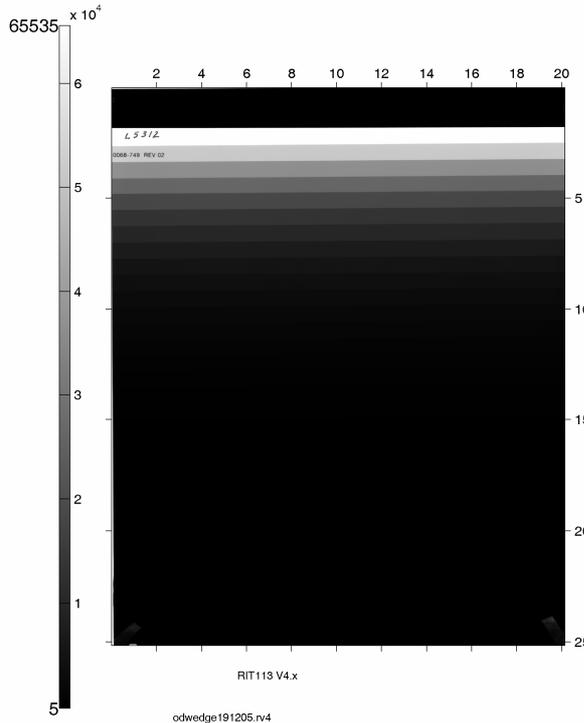


Figure B.1 : Film de calibration NIST des densités optiques

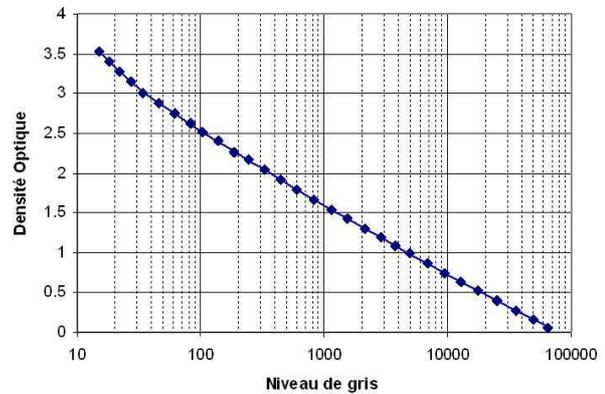


Figure B.2 : Courbe de conversion des niveaux de gris en densité optique. Son comportement est approximativement logarithmique

Il apparaît, au vu de la Figure B.2 que la conversion des niveaux de gris en densité optique est approximativement logarithmique.

C. Conversion en dose

Le passage des niveaux de gris à la densité optique n'étant pas indispensable, nous allons étudier ici la conversion directe des niveaux de gris en dose.

Cette dernière est propre à chaque énergie de faisceau et a donc été réalisée à 6 MV et à 15 MV. Néanmoins, nous n'étudierons ici que la calibration à 6 MV.

La calibration des films ayant été effectuée à de nombreuses reprises au CRLCC François Baclesse, nous disposons d'un certain nombre de courbes de conversion qui vont nous permettre de déterminer la précision des mesures tant en dosimétrie absolue qu'en dosimétrie relative.

1. En dosimétrie absolue

Les différentes courbes d'étalonnages mesurées au Centre François Baclesse pour les faisceaux de photons de 6 MV sont représentées Figure B.3 :

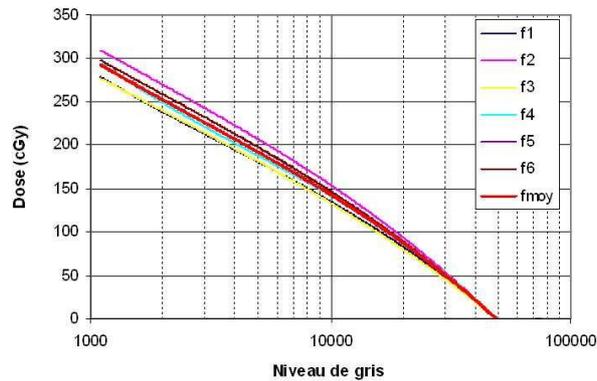


Figure B.3 : Courbes de calibration des films dosimétriques réalisées au CRLCC François Baclesse pour les faisceaux de photons de 6 MV.

Toutes ces courbes de calibration ont un comportement similaire, approximativement logarithmique, mais montrent des écarts d'autant plus grands que la dose est élevée.

L'écart type entre les différentes courbes a donc été calculé et est représenté à la Figure B.4. L'échelle de gauche donne l'écart type en cGy, alors que l'échelle de droite donne cet écart type normalisé à la dose maximum (ici 200 cGy).

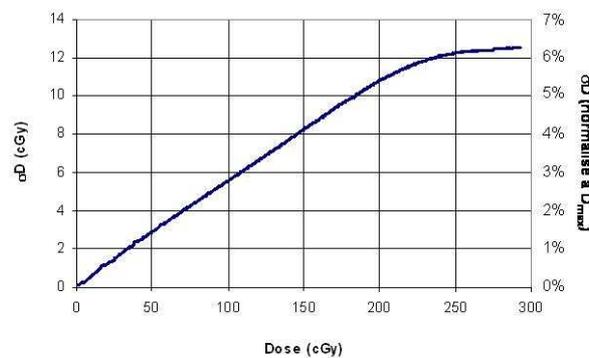


Figure B.4 : Ecart type entre les différentes courbes de calibration en fonction de la dose moyenne. L'échelle de gauche donne l'écart absolu en cGy, et l'échelle de droite l'écart normalisé à la dose maximum (ici 200 cGy).

Il est intéressant de constater (Figure B.4) que jusqu'à environ 225 cGy l'écart type entre les courbes croît linéairement avec la dose, mettant en évidence une relation homothétique entre les différentes fonctions de calibration. Ceci est typique d'une différence de concentration argentique du film, ou de concentration du bain de développement.

L'incertitude normalisée qui en résulte est inférieure à 7 % sur tout le domaine de dose.

2. En dosimétrie relative

S'il est avéré que la dosimétrie absolue par films est assez délicate à effectuer, nous allons voir que la dosimétrie relative donne, quant à elle, de bons résultats sur des domaines restreints de dose (ce qui justifie que ce soit son utilisation première).

En effet, une fois normalisées (ici à 200 cGy), les différentes courbes de calibration, représentées Figure B.6 sont extrêmement semblables.

Comme dans le cas de la dosimétrie absolue, les écarts types (absolu et normalisé à la dose maximum) entre les différentes courbes ont été calculés et sont représentés Figure B.6.

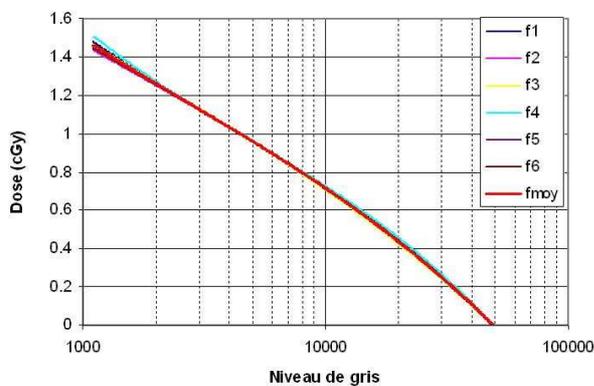


Figure B.6 : Courbes de calibration normalisées à 2 Gy.

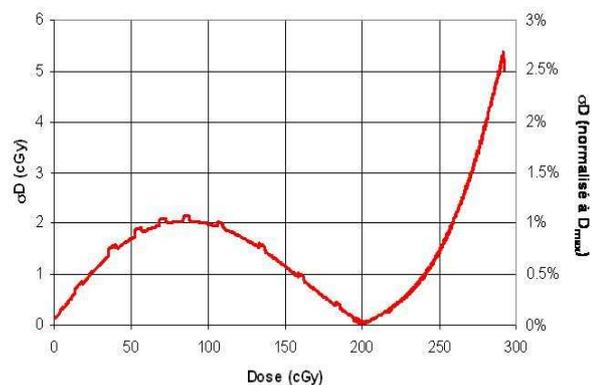


Figure B.7 : Ecart type entre les différentes courbes de calibration en fonction de la dose moyenne. L'échelle de gauche donne l'écart absolu en cGy, et l'échelle de droite l'écart normalisé à la dose maximum (ici 200 cGy).

Comme nous pouvons le constater, l'écart est nul à 0 et à 200 cGy puisqu'il s'agit des points de calibration. En dehors de ces deux points, la non linéarité de la fonction de calibration induit des écarts qui restent néanmoins inférieurs à 2 cGy pour les doses inférieures à 250 cGy.

Ces écarts restent inférieurs à 1 % de la dose maximum jusqu'à environ 250 cGy.

D. Conclusion

Nous avons montré, dans cette étude que nous pouvons considérer une précision inférieure à 1 % pour les distributions de dose relatives mesurées par films et que nous avons comparé aux mesures du DosiMap.

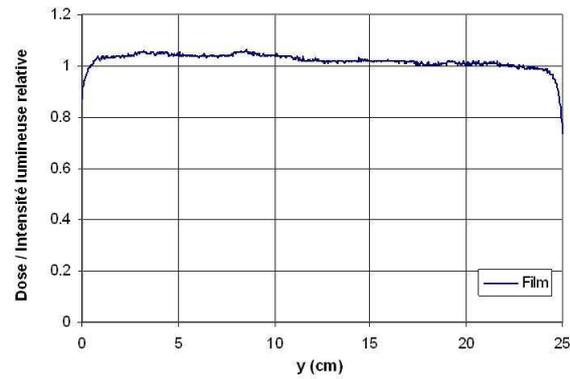


Figure B.8 : Distribution de dose normalisée à 1 mesurée par le film dosimétrique lors de la calibration du DosiMap

En ce qui concerne la calibration, comme le montre la Figure B.8, les variations de dose considérées sont de l'ordre de 5 % (soit des doses comprises entre 195 et 205 cGy). Or dans ce domaine de dose, l'incertitude est bien plus faible puisqu'elle est inférieure à 0.1 %

L'incertitude sur les mesures par films en dosimétrie relative est donc suffisamment faible, notamment sur l'intervalle 190 - 210 cGy, pour calibrer le DosiMap, ainsi que pour comparer les mesures de ce dernier.

Références bibliographiques

- [Accuray] site officiel du constructeur, www accuray.com
- [And00] P. Andreo, D. Burns, K. Hohfield, et al, "Absorbed dose determination in external beam radiotherapy: an international code of practice for dosimetry based on absorbed dose to water," Technical report, IAEA Technical Report Series **398** (2000).
- [Arc06] L. Archambault, A.S. Beddar, L. Gingras, R. Roy, and L. Beaulieu, "Measurement accuracy and Cerenkov removal for high performance, high spatial resolution scintillation dosimetry," *Med. Phys.* **33**(1), 128-135 (2006).
- [Arn96] M. R. Arnfield, H. E. Gaballa, R. D. Zwicker, Q. I. Islam, and R. Schmidt-Ullrich, "Radiation-Induced Light in Optical Fibers and Plastic Scintillators: Application to Brachytherapy Dosimetry," *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **43**, 2077-2084 (1996).
- [Art05] A. Artikov, J. Budagov, I. Chirikov-Zorin, D. Chokheli, M. Lyablin, G. Bellettini, A. Menzione, S. Tokar, N. Giokaris, A. Manousakis-Katsikakis, "Properties of the Ukraine polystyrene-based plastic scintillator UPS-923A," *Nucl. Instr. And Meth. A* **555**, 125-131 (2005).
- [Att86] F. H. Attix, *Introduction to radiological physics and radiation dosimetry*, New York, Wiley (1986).
- [Bas02] N. Bassler, Master's Thesis, "Radiation Damage in Scientific Charge-Coupled Devices" (2002).
- [Bed92-I] A.S. Beddar, T.R. Mackie, and F.H. Attix, "Water-equivalent plastic scintillation detectors for high-energy beam dosimetry: I. Physical characteristics and theoretical considerations," *Phys. Med. Biol.* **37**, 1883-1900 (1992).
- [Bed92-II] A.S. Beddar, T.R. Mackie, and F.H. Attix, "Water-equivalent plastic scintillation detectors for high-energy beam dosimetry: II. Properties and measurements," *Phys. Med. Biol.* **37**, 1901-1913 (1992).
- [Bed92-III] A.S. Beddar, T.R. Mackie, F.H. Attix, "Cerenkov light generated in optical fibres and other light pipes irradiated by electron beams," *Phys. Med. Biol.* **37**(4), 925-935 (1992).
- [Bed01] A.S. Beddar, T.J. Kinsella, A. Ikhlef, and C.H. Sibata, "A miniature Scintillator-Fiberoptic-MPT Detector System for the Dosimetry of Small Fields in Stereotactic Radiosurgery," *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **48**, 924-928 (2001).
- [Bir61] J.B. Birks, *Proc. Phys. Soc. A* **64** (1961).
- [Boe93] S.F. de Boer, A.S. Beddar and J.A. Rawlinson, "Optical filtering and spectral measurements of radiation-induced light in plastic scintillation dosimetry," *Phys. Med. Biol.* **38**, 945-958 (1993).
- [Boo98] S. N. Boon et al. "Fast 2D phantom dosimetry for scanning proton beams," *Med. Phys.* **25**(4), 464-475 (1998).
- [Boo00] S. N. Boon et al. "Performance of a fluorescent screen and CCD camera as a two dimensional dosimetry system for dynamic treatment techniques," *Med. Phys.* **27**(10), 2198-2208 (2000).
- [Bou92] J-P. Le Bourgeois, "Radiothérapie oncologique", Hermann (1992).

- [Buc02] M. Bucciolini, S. Russo, F. Banci Buonamici, S. Pini, and P. Silli, “Dosimetric characterization of a bi-directional micromultileaf collimator for stereotactic applications,” *Med. Phys.* **29**(7), 1456-1462 (2002).
- [Buc03] M. Bucciolini, F. Banci Buonamici, S. Mazzocchi, C. de Angelis, S. Onori, and G. Cirrone, “Diamond detector versus silicon diode and ion chamber in photon beams of different energy and field size,” *Med. Phys.* **30**(8), 2149-2154 (2003).
- [Buc04] M. Bucciolini, F. Banci Buonamici, and M. Casati, “Verification of IMRT film dosimetry,” *Med. Phys.* **31**, 161-168 (2004).
- [Cha03] P. M. Charland, I. J. Chetty, S. Yokoyama and B. A. Fraass, “Dosimetric comparison of extended dose range film with ionisation measurements in water and lung equivalent heterogeneous media exposed to megavoltage photons,” *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, **4**(1), 25-39 (2002).
- [Cho52] C.N. Chou, *Phys. Rev.* **87** (1952).
- [Cli00] M. Clift, R. Sutton, D. Webb, “Water equivalence of plastic scintillators in megavoltage radiotherapy bremsstrahlung beams,” *Phys. Med. Biol.* **45**, 1885-1895 (2000).
- [Cli02] M. Clift, P. Johnston, D. Webb, “A temporal method of avoiding the Cerenkov radiation generated in organic scintillator dosimeters by pulsed mega-voltage electron and photon beams,” *Phys. Med. Biol.* **47**, 1421-433 (2002).
- [Dug98] D ; M. Duggan and C. W. Coffey II. “Small photon field dosimetry for stereotactic radiosurgery,” *Medical Dosimetry*, **51**(4), 153-159 (1998).
- [Dut97] J. Dutreix, A. Desgrez, “*Biophysique des radiations et imagerie médicale*”, Masson (1997).
- [Dyk01] J. Van Dyk, T. Kron, G. Bauman, J. Battista, “Thomotherapy: a “Revolution” in radiation therapy”, London Health Sciences Centre (2001).
- [Esc02] A. Van Esch, J. Bohsung, P. Sorvari, M. Tenhunen, M. Paiusco, M. Iori, P. Engström, H. Nyström, and D. Huyskens, “Acceptance tests and quality control (QC) for the clinical implementation of intensity modulated radiotherapy (IMRT) using inverse planning and the sliding window technique: experience from five radiotherapy departments,” *Radiotherapy and Oncology* **65**, 53-70 (2002).
- [Ess96] M. Essers, R. Boellaard, M. Van Herk, H. Lanson and B. Mijnheer, “Transmission dosimetry with a liquid-filled electronic portal imaging device,” *Int. J. Radiation Oncology Biol. Phys.* **34**(4), 931-941 (1996).
- [Est02] J. Esthappan, S. Mutic, W. Harms, J. Dempsey, and D. Low, “Dosimetry of therapeutic photon beams using an extended dose range film,” *Med. Phys.* **29**(10), 2438-2445 (2002).
- [Fon02-I] J.M. Fontbonne, G. Iltis, G. Ban, A. Batalla, J.C. Vernhes, J. Tillier, N. Bellaize, C. Lebrun, B. Tamain, K. Mercier, and J.C. Motin, “Scintillating fiber dosimeter for radiation therapy accelerator,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **49**, 2223-2227 (2002).
- [Fon02-II] J-M. Fontbonne, “Conception et réalisation d’un dosimètre à scintillation adapté à la dosimétrie de faisceaux de rayonnements ionisants en radiothérapie,” Thèse de l’Université de Caen (2002).
- [Fre05] A-M. Frelin, J-M. Fontbonne, G. Ban, A. Batalla, J. Colin, A. Isambert, M. Labalme, T. Leroux, and A. Vela, “Spectral discrimination of Čerenkov radiation in scintillating dosimeters,” *Med. Phys.* **32**, 3000-3006 (2005).
- [Gam97] D-J. Gambini, G. Granier, “*Manuel pratique de radioprotection*”, Lavoisier (1997).

- [Gro00] D.E. Groom et al. "Review of Particle Physics", The European Physical Journal C15, 1 (2000).
- [Iac01] C. Iacobaeus, A. Brahme, M. Danielsson, P. Fonte, J. Ostling, V. Peskov and M. Wallmark, "A novel portal imaging device for advanced radiation therapy," IEEE TNS, **48**(4), 1496-1502 (2001).
- [ICRU44] ICRU Report 44, "Tissue substitutes in radiation dosimetry and measurements", International Commission on Radiation Units and Measurement (1988).
- [ICRU60] ICRU Report 60, "Fundamental quantities and units for ionizing radiations", International Commission on Radiation Units and Measurement (1988).
- [Inselspital] site du Département de physique médicale de l'hôpital Inselspital - université Berne (l'Abteilung für Medizinische Strahlenphysik an der Klinik für Radio-Onkologie Inselspital – Universität Bern)
- [Int01] Intensity Modulated Radiation Therapy Collaborative Working Group, "Intensity-Modulated Radiotherapy: Current Status and Issues of Interest", Int. J. Radiation Oncology Biol. Phys., **51**(4), 880-914 (2001).
- [Jac01] J. D. Jackson, "Electrodynamique classique", Dunod (2001)
- [Jan89] J. Janesick, T. Elliott, and F. Pool, "Radiation damage in scientific charge-coupled devices," IEEE TNS, **36**(1), 572-578 (1989).
- [Jan97] J. Janesick, "CCD transfert method – standard for absolute performance of CCDs and digital CCD camera systems", Solid State Sensor Arrays: Development and Applications, Proc. SPIE, 70-103 (1997).
- [Jol04] École Joliot-Curie, Les rayonnements et le vivant (2004).
- [Jur00] M. McJury, M. Oldham, V. Cosgrove, P. Murphy, S. Doran, M. Leach, and S. Webb, "Radiation dosimetry using polymer gels: method and applications," The British Journal of Radiology (2000).
- [Kaf00] KAF-1602E, "Full-Frame CCD Image Sensor, Performance and Specification," (2000).
- [Kir99] A.S. Kirov, "Towards two-dimensional brachytherapy dosimetry using plastic scintillator: New highly efficient water equivalent plastic scintillator materials," Med. Phys. **26**, 1515-1523 (1999).
- [Kno89] G. F. Knoll, "Radiation Detection and Measurement," John Wiley & Sons (1989).
- [Lau96] W. McLaughlin, J. Puhl, M. Al-Sheikhly, C. Christou, A. Miller, and A. Kovacs, "Novel radiochromic films for clinical dosimetry," Radiation Protection Dosimetry **66**, 263-268 (1996).
- [Lét99] D. Létourneau, J. Pouliot, and R. Roy, « Miniature scintillating detectors for small field radiation therapy," Med. Phys. **26**(12), 2555-2561 (1999).
- [Loe03] E.V.D. van Loef, W. Mengesha, J.D. Valentine, P. Dorenbos, and C.W.E. van Ejik, "Non-proportionality and Energy resolution of a LaCl₃:10% Ce³⁺ Scintillation Cristal," IEEE Trans. Nucl. Sci. **50**, 155-158 (2003).
- [Los98] T. LoSasso, C-H. Chui, and C. Clifton Ling, "Physical and dosimetric aspects of a multileaf collimation system in the dynamic mode for implementing intensity modulated radiotherapy," Med. Phys. **25**(10), 1919-1926 (1998).
- [Low98] D. Low, W. Harms, S. Mutic, and J. Purdy, "A technique for the quantitative evaluation of dose distributions," Med. Phys. **25**(5), 656-661 (1998).
- [Low99] D. A. Low, J. F. Dempsey, R. Venkatesan, S. Mutic, J. Markman, E. M. Haacke and J. A. Purdy, "Evaluation of polymer gels and MRI as a 3-D dosimeter for intensity-modulated radiation therapy," Med. Phys. **26**(8), 1542-1550 (1999).

- [Mar96] M. Maryansky, G. Ibbott, P. Eastman, R. Schulz, and J. Gore, "Radiation therapy dosimetry using magnetic resonance imaging of polymer gels," *Med. Phys.* **23**, 699-705 (1996)
- [Mac93] T. Mackie, T. Homes, S. Swerdloff, P. Reckwerdt, J. Deasy, J. Yang, B. Paliwal, and T. Kinsella, "Tomotherapy: A new concept for the delivery of dynamic conformal radiotherapy," *Med. Phys.* **20** (6), 1709-1719 (1993)
- [Mos02] W. Moses, "Current trends in scintillator detectors and materials," *Nucl. Instr. And Meth. A* **487**, 123-128 (2002).
- [Nir98] A. Niroomand-Rad, C. Blackwell, B. Coursey, K. Gall, J. Galvin, W. McLaughlin, A. Meigooni, R. Nath, J. Rodgers, and C. Soares, "Radiochromic film dosimetry: recommendations of AAPM radiation therapy committee task group 55," *Med. Phys.* **25**(11), 2093-2115 (1998).
- [Par98] M. Partridge, P. Evans, A. Mosleh-Shirazi, and D. Convery, "Independent verification using portal imaging of intensity-modulated beam delivery by the dynamic MLC technique," *Med. Phys.* **25** (10), 1872-1878 (1998).
- [Par00] M. Partridge, J. Symonds-Taylor, and P. Evans, "IMRT verification with a camera-based electronic portal imaging system," *Phys. Med. Biol.* **44**, 183-196 (2000).
- [Pér94] M.N. Péron and P. Cassette, "COCO, a Compton coincidence experiment to study liquid scintillator response in the 1-20 keV energy range," *Nucl. Instr. and Meth. A* **353**, 41-45 (1994).
- [Per96] M. N. Peron, P. Cassette, "A Compton coincidence study of liquid scintillator response to low-energy electrons," *Nucl. Instr. and Meth. A* **369**, 344-347 (1996).
- [Pet06] M. Petric, J. Robar, and B. Clark, "Development and characterization of a tissue equivalent plastic scintillator based dosimetry system," *Med. Phys.* **33**(1), 96-105 (2006).
- [Reb89] P. Rebourgeard, H. Blumenfeld and M. Bourdinaud, "A simple method for measuring the performance of plastic scintillator materials," *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **36**, 150-157 (1989).
- [Ren05] W. Renner, K. Norton, and T. Holmes, "A method for deconvolution of integrated electronic portal images to obtain incident fluence for dose reconstruction," *Journal of Applied Clinical Medical Physics* **6**(4), 22-39 (2005).
- [Roo96] B. Rooney and J. Valentine, "Benchmarking the Compton Coincidence Technique for measuring Electron Response Non-Proportionality in Inorganic Scintillators", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **43**, 1271-1276 (1996).
- [Shi06] C. Shi, N. Papanikolaou, Y. Yan, X. Weng, and H. Jiang, "Analysis of the sources of uncertainty for EDR2 film-based IMRT quality assurance," *Journal of Applied Clinical Medical Physics* **7**(2) (2006).
- [Tho] Thomson composants militaires et spatiaux, "The CCD image sensor".
- [Tho05] S. D. Thomas, A. M. Syme and B. G. Fallone, "Patient specific treatment verifications for helical tomotherapy treatment plans," *Med. Phys.* **32**(12), 3793-3800.
- [Tomo] site officiel du constructeur Tomotherapy Inc., www.tomotherapy.com
- [Tub86] M. Tubiana, J. Dutreix, et A. Wambersie, "Radiobiologie", Hermann (1986).
- [Varian] Site officiel du constructeur, www.varian.com
- [Vol65] R. Voltz, Thèse de doctorat ès-sciences, Université de Strasbourg (1965).

- [Val94] J. Valentine and B. Rooney, “Design of a Compton spectrometer experiment for studying scintillator non-linearity and intrinsic energy resolution,” *Nucl. Instr. And Meth. A* **353**, 37-40 (1994).
- [Wat04] Y. Watanabe, R. Mooij, G. M. Perera and M. J. Maryanski, “Heterogeneity phantoms for visualization of 3D dose distributions by MRI-based polymer gel dosimetry,” *Med. Phys.* **31**(5), 975-984 (2004).
- [Wil99] J.F. Williamson, J.F. Dempsey, A.S. Kirov, J.I. Monroe, W.R. Binns and H. Hedtjörn, “Plastic scintillator response to low-energy photons,” *Phys. Med. Biol.* **44**, 857-871 (1999).
- [Wri53] G.T. Wright, *Phys. Rev.* 91 (1953).

Développement du DosiMap : Instrument de dosimétrie pour le contrôle qualité en radiothérapie

Cette thèse porte sur le développement du DosiMap, un nouvel instrument de dosimétrie pour le contrôle des faisceaux de radiothérapie. Ce dispositif est basé sur l'utilisation d'un scintillateur plastique plan placé au sein d'un fantôme de polystyrène. La distribution lumineuse produite par le DosiMap sous irradiation, composée de scintillation et de rayonnement Čerenkov, est mesurée par une caméra CCD, puis analysée afin d'en déduire la distribution de dose déposée dans le scintillateur.

Ce dispositif possède un certain nombre d'avantages. Il est équivalent tissus, présente une bonne résolution spatiale et une réponse linéaire en énergie. Il permet également d'effectuer des mesures de dose immédiates, ce qui rend son utilisation adaptée à une utilisation clinique.

Après une introduction des notions de base de la radiothérapie, les différentes étapes du développement de cet instrument sont exposées dans ce mémoire. Différents scintillateurs plastiques ont, dans un premier temps, été testés afin de déterminer le mieux adapté à cette application. Seule la scintillation étant proportionnelle à la dose, la déconvolution de la scintillation et du rayonnement Čerenkov a ensuite été réalisée. Enfin, la caméra se trouvant en salle d'irradiation, il a été nécessaire de mettre au point un blindage afin de la protéger. La calibration en dose du dispositif ainsi que sa réponse dosimétrique sont alors exposées.

Ce travail a permis de mesurer des distributions de dose avec une incertitude inférieure à 2 % pour des faisceaux de photons homogènes. D'excellents résultats ont également été obtenus dans le cas de faisceaux modulés en intensité.

Mots clés : DosiMap, Radiothérapie, Dosimétrie, Scintillateur plastique, Caméra CCD

Development of DosiMap: dosimetry device for radiotherapy quality assurance

This thesis deals with the development of a new dosimetry device for the control of radiotherapy beams. This device is composed of a plane plastic scintillator which is set within a polystyrene phantom. When the DosiMap is irradiated, light is produced. This light is composed of scintillation and Čerenkov radiation, and is accurately measured by a CCD camera. The analysis of the light distribution enables us to deduce the dose distribution in the scintillator plan.

This device has many advantages such as tissue equivalence, a good spatial resolution, and a linear response with regard to energy. It also provides immediate measurements, and as a consequence, it is a very adapted tool for clinical use.

After the introduction about the basic notions of radiotherapy, the different steps of the DosiMap development are exposed in this thesis. In a first time, plastic scintillators have been tested to determine the best one for this application. Then, the deconvolution of scintillation and Čerenkov radiation have been studied, because we only use scintillation to calculate the dose distribution. The camera being in the irradiation room, a lead shield has also been developed to protect the CCD detector from scattered radiations. Finally, the dose calibration and the dose response of DosiMap are exposed.

All this work made feasible the measurement of dose distributions with a precision which turns out to be better than 2% for homogeneous photon beams. Excellent results were also obtained when modulated intensity beams are used.

Key Words: DosiMap, Radiotherapy, Dosimetry, Plastic scintillator, CCD camera

Discipline : Physique nucléaire

**Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen – U.M.R. 6534
ENSICAEN – 6 Boulevard du Maréchal Juin, 14050 CAEN Cedex**