

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Ingénierie pour la santé, la cognition et l'environnement**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

« **Isabelle FONTEILLE** »

Thèse dirigée par « **Jean-Yves GIRAUD** » et
codirigée par « **Yannick ARNOUD** »

préparée au sein du **Laboratoire Physique Subatomique et de
Cosmologie**
dans l'École Doctorale EDISCE

Etude et conception d'un détecteur 2D transparent permettant le suivi en temps réel de l'administration des traitements RCMI

Thèse soutenue publiquement le « **27/05/2016** »,
devant le jury composé de :

Pr. Jaques, BALOSSO

PU-PH, CHU de Grenoble (Président)

Pr. Gilles, BAN

Professeur, ENSICAEN et LPC (Rapporteur)

Dr. Pascal, FRANCOIS

Physicien médical HDR, CHU de Poitiers (Rapporteur)

Dr. David, SARRUT

Directeur de Recherche, CNRS Créatis (Membre)

Dr. Jean-Yves, GIRAUD

Physicien médical HDR, CHU de Grenoble (Directeur)

Dr. Yannick, ARNOUD

Maître de conférences, Uni. Joseph-Fourier et LPSC (Co-encadrant)

Introduction générale

La radiothérapie consiste à détruire les cellules cancéreuses d'une tumeur en les exposant à un rayonnement ionisant. C'est une arme majeure de la lutte contre le cancer puisqu'elle est utilisée pour plus de la moitié des patients, de manière exclusive ou associée à une autre thérapie comme la chirurgie ou la chimiothérapie. Le but de la radiothérapie est de délivrer une forte dose à la tumeur tout en minimisant la dose délivrée aux tissus sains environnants. Il existe deux familles de traitements de radiothérapie. La radiothérapie interne regroupe les traitements pour lesquels des sources radioactives sont localisées dans la tumeur : implants, injection de radioéléments se fixant fonctionnellement sur la tumeur. La radiothérapie externe, plus fréquemment utilisée, regroupe tous les traitements pour lesquels la source de rayonnement est un faisceau de particules, électrons, photons, ou ions, donc une source externe au patient.

Lorsqu'une particule ionisante interagit avec un milieu, une partie de son énergie est transférée à celui-ci. Ce processus est gouverné par les lois physiques des interactions rayonnement-matière, qui sont propres à chaque type de particule. Ce transfert d'énergie au milieu conduit à une répartition en trois dimensions de la dose, c'est-à-dire de l'énergie absorbée par unité de masse (1). L'unité de la dose est le gray noté Gy ($1 \text{ Gy} = 1 \text{ Joule/kg}$). Selon le type de particule et l'énergie utilisés, la distribution spatiale du dépôt de dose varie considérablement. L'observation pour différentes particules de l'évolution de la dose déposée dans l'eau en fonction de la distance de pénétration dans la direction du rayonnement, appelée rendement en profondeur, montre bien ces différences (figure 0-1). L'eau est le milieu de référence en radiothérapie puisque c'est le matériau le plus proche des tissus mous humains.

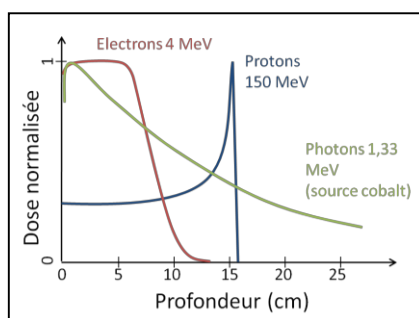


Figure 0-1 : Rendements en profondeur pour des faisceaux d'électrons, de photons et d'ions.

Pour les traitements de tumeurs peu profondes, il est préférable d'utiliser des électrons (2). Du fait de leur faible parcours dans les tissus biologiques aux énergies considérées (de 2 cm pour une énergie de 4 MeV à 9 cm pour une énergie de 18 MeV), les tissus sains situés derrière la tumeur ne sont pas atteints par le rayonnement, et sont donc épargnés. Pour les tumeurs situées en profondeur, l'idéal serait d'utiliser des ions : proton, particule alpha ou ion carbone (3). Leur rendement en profondeur présente la forme caractéristique du pic de Bragg, avec un dépôt d'énergie beaucoup plus important en toute fin de parcours. Cela permet de déposer une forte dose à la tumeur en irradiant faiblement seulement les tissus sains en amont de la tumeur. Cependant, l'accélération des ions a un coût de production important. L'utilisation d'un faisceau de protons accélérés par interaction laser-plasma plutôt que par les accélérateurs radiofréquences actuels semble être une alternative prometteuse, permettant la diminution du coût et de la taille des infrastructures tout en facilitant la réalisation pratique des traitements (4). Mais ces travaux sont encore au stade de la recherche, et aujourd'hui il n'existe dans le monde qu'une soixantaine de centres cliniques utilisant des faisceaux d'ions. La grande majorité des traitements de radiothérapie externe est réalisée avec des photons de « haute » énergie d'environ 1 MeV à 30 MeV. Avec ce rayonnement, contrairement aux traitements réalisés avec les électrons ou les ions, le faisceau d'irradiation traverse le patient de part en part. L'utilisation de plusieurs faisceaux d'irradiation avec différents angles d'incidence, c'est-à-dire différents

points d'entrée autour du patient, permet de déposer une dose importante seulement à l'intersection des faisceaux.

Depuis les années 1900, date des premières tentatives de radiothérapie avec des faisceaux de photons, cette modalité de traitement n'a cessé d'évoluer, principalement grâce aux développements de l'électronique et de l'informatique. Il est maintenant possible de réaliser des traitements modulés en intensité (Radiothérapie Conformationnelle Modulée en Intensité, RCMI) qui permettent d'obtenir une répartition de dose homogène dans la tumeur tout en épargnant les tissus sains environnants. Néanmoins, la réalisation de cette technique de haute précision, complexe, s'accompagne d'une augmentation du risque d'erreur.

Selon la Commission Internationale de Protection Radiologique (CIPR), les risques en radiothérapie sont principalement liés (5) :

- à l'utilisation de très fortes doses de rayonnements (20 à 80 Grays),
- à l'utilisation de faisceaux de rayonnements directement focalisés sur le patient,
- aux nombreuses étapes et aux nombreux intervenants engagés dans la préparation et l'administration du traitement,
- au manque de procédures formalisées/écrites,
- à l'utilisation de technologies sophistiquées et qui ne cessent d'évoluer.

Parmi ces cinq items, les deux premiers sont reliés au principe même de la radiothérapie, et font ressortir l'aspect ambivalent des rayonnements ionisants, à la fois thérapeutiques et toxiques. Les deux suivants sont la conséquence du déroulement d'un traitement, qui est composé d'étapes faisant intervenir les acteurs de la radiothérapie. Le dernier item est d'autant plus vrai pour les traitements RCMI.

Pour éviter que des incidents ne se produisent, le ministère de la santé a rendu obligatoire la mise en place d'un contrôle en temps réel de la dose reçue par tout patient pris en charge. Ce contrôle, appelé la dosimétrie *in vivo*, peut être réalisé soit en mesurant directement la dose au niveau de la peau du patient, soit en déduisant la dose au patient à partir d'une mesure réalisée dans le faisceau d'irradiation. Pour les traitements modulés en intensité, seuls des détecteurs de mesure à deux dimensions peuvent être utilisés pour contrôler l'intégralité du traitement. Une des possibilités est l'utilisation d'un détecteur dédié situé en sortie de l'accélérateur médical, donc en amont du patient, qui permet un suivi en deux dimensions de la fluence délivrée. L'objet de cette thèse est le développement d'un détecteur répondant à ce besoin, appelé le TraDeRa (*Transparent Detector for Radiotherapy*). Le projet a débuté sous l'impulsion conjointe de mes deux directeurs de thèse. J.-Y. Giraud du CHU de Grenoble, responsable radiophysique du service de radiothérapie. Et Y. Arnoud du Laboratoire de Physique Subatomique et Cosmologique (LPSC) de Grenoble, physicien des particules spécialiste dans la conception et l'exploitation de détecteurs de particules, désirant mettre ses compétences au profit d'applications médicales. L'équipe DAME (Développements et Applications pour le Médical) a été créée au LPSC en mars 2009, avec pour objectif le développement d'un détecteur transparent bidimensionnel dédié au contrôle en ligne des faisceaux modulés en intensité.

Les deux premiers chapitres de ce manuscrit introduisent le travail réalisé. Le *chapitre 1* décrit comment est obtenu et caractérisé un faisceau clinique de photons, avant de présenter les contrôles de l'administration des traitements actuellement effectués en routine clinique. Le *chapitre 2* est ensuite focalisé sur les détecteurs amont tels que celui développé. Le rôle et l'utilisation de ce type de détecteur sont détaillés et un état de l'art des solutions existantes est réalisé. Le projet TraDeRa est présenté, et le choix d'utiliser un détecteur type chambre d'ionisation plane, à air, avec anode segmentée est expliqué.

Les trois chapitres suivants concernent l'étude théorique du détecteur réalisée à l'aide de simulations utilisant les méthodes Monte-Carlo. Le *chapitre 3* est dédié aux validations du code utilisé, GEANT4 (*GEometry ANd Tracking*), et de la modélisation d'accélérateur retenue. Le développement d'un modèle de faisceau complexe aurait monopolisé une partie trop importante des trois années imparties à la thèse. Le choix a donc été fait de modéliser le faisceau par une unique source ponctuelle de photons poly-énergétiques. Deux études ont

permis de valider ce choix. D'une part une étude globale a consisté à comparer pour un détecteur existant le courant prédit par simulation à celui mesuré expérimentalement. Et d'autre part une étude détaillée a permis de comparer les caractéristiques des particules au niveau de la sortie de l'accélérateur entre le modèle analytique utilisé et un modèle plus réaliste issu de la base de données de l'IAEA sous forme d'espace de phase. Une fois les outils validés, le *chapitre 4* s'intéresse à la réponse simulée d'un détecteur présentant la géométrie classique d'une chambre d'ionisation plane avec anode segmentée. Nous verrons que les paramètres caractérisant le détecteur (transparence, sensibilité, résolution spatiale et sensibilité aux électrons de contamination) varient avec les paramètres géométriques du détecteur de façon antagoniste. Les valeurs de ces quatre caractéristiques, ainsi que leurs variations avec les paramètres géométriques du détecteur, sont quantifiées. Pour rompre les compromis existants, une géométrie de détection innovante, objet du *chapitre 5*, a été imaginée. Des plots en matière plastique et disposés en damier sont introduits dans le volume sensible de la chambre d'ionisation plane, permettant de limiter le parcours latéral des électrons. L'apport de la structure en damier sur les caractéristiques du détecteur est mis en évidence, toujours par simulations Monte-Carlo.

Le dernier chapitre du manuscrit, le *chapitre 6*, est consacré aux développements expérimentaux. Le fonctionnement d'une chambre d'ionisation plane et la mesure de signal associée sont d'abord rappelés. Le prototype de détecteur conçu en début de projet et son électronique de lecture dédiée sont ensuite étudiés séparément. Le prototype de détecteur est caractérisé grâce à des mesures acquises avec un picoampèremètre commercial, et l'électronique de lecture est validée grâce à des mesures réalisées en sortie d'une chambre d'ionisation plane commerciale. Pour terminer, le prototype et son électronique dédiée sont exploités conjointement sous faisceau.

Liste des abréviations

AAPM American Association of Physicists in Medicine
AFSSAPS Agence Française de Sécurité Sanitaire des Produits de Santé
ANSM Agence Nationale de la Sécurité du Médicament
ASIC Application-Specific Integrated Circuit
ASN Autorité de Sûreté Nucléaire
ASTRO American Society for Radiation Oncology
CIPR Commission Internationale de Protection Radiologique
CQ Contrôle Qualité
CBCT Cone Beam Computed Tomography
CERN Centre Européen de recherche Nucléaire
CNRC Centre National de Recherche du Canada
CSDA Continuous Slowing-Down Approximation
DAMe Développement et Application pour le Médical
DDP Différence De Potentiel
DICOM Digital Imaging and Communication in Medicine
DKFZ Deutsches Krebsforschungszentrum
DSD Distance Source Détecteur
DSP Distance Source Peau
EEDL Evaluated Electron interaction Data Library
EGS Electron Gamma Shower
EM Electro-Magnétique
EPDL Evaluated Photon interaction Data Library
EPID Electronic Portal Imaging Device
ESF Edge Spread Function
ESRF European Synchrotron Radiation Facility
ESTAR Electrons STopping power And Range
ESTRO European Society for Radiotherapy and Oncology
FOC Facteur d'Ouverture du Collimateur
FTM Fonction de Transfert de Modulation
GAMOS GEANT4-based Architecture for Medicine-Oriented Simulations
GATE GEANT4 Application for Tomographic Emission
GEANT4 GEometry ANd Tracking 4
HDV Histogramme Dose-Volume (DVH en anglais)
HT Haute Tension
IAEA International Atomic Energy Agency
ICRU International Commission on Radiation Units & Measurements
INCa Institut National du Cancer

Liste des abréviations

IQM Integral Quality Monitor

IRM Imagerie par Résonance Magnétique

LNHB Laboratoire Nationale Henri Becquerel

LPSC Laboratoire de Physique Subatomique et Cosmologique

LSF Line Spread Function

MC Monte-Carlo

MCNP(x) Monte Carlo N-Particle (eXtended)

MLC MultiLeaf Collimator

MICROMEAS MICROMesh Gaseous Structure

MOSFETs Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor

NIST National Institute of Standards and Technology

PAC PréAmplificateur de Charges

PCB Printed Circuit Board

PENELOPE Penetration and ENERGY LOSS of Positrons and Electrons

PMMA PolyMethyl MethAcrylate (PolyMéthacrylate de Méthyle)

PSF Point Spread Function

R&V Record and Verify

RC3D Radiothérapie Conformationnelle 3D

RCMI Radiothérapie Conformationnelle Modulée en Intensité

REX Retour d'EXpérience

RF Radio-Fréquence

ROIS Radiation Oncology Information System

SLAC Stanford Linear Accelerator Center

SFPM Société Française de Physique Médicale

SFRO Société Française de Radiothérapie Oncologique

TEP Tomographie par Emission de Positrons

TLD ThermoLuminescent Detector

TMP TetraMethylPentane

TPS Treatment Planning System

TraDeRa Transparent Detector for Radiotherapy

UM Unité Moniteur

Table des matières

Introduction générale.....	1
Liste des abréviations.....	4
Table des matières.....	5
1. La radiothérapie externe et le contrôle des traitements.....	11
1.1. Le faisceau clinique de photons : obtention et caractérisation.....	11
1.1.1. Les accélérateurs médicaux en mode photons.....	11
1.1.2. Caractérisation dosimétrique du faisceau clinique de photons.....	14
1.2. Contrôle de l'administration du traitement.....	19
1.2.1. Le traitement et les événements indésirables.....	19
1.2.2. Les systèmes de contrôles propres à l'accélérateur.....	23
1.2.3. Les contrôles réglementaires.....	24
1.2.4. Contrôles propres aux traitements modulés en intensité.....	26
1.3. Conclusion du chapitre.....	32
2. Le projet TraDeRa : développement d'un détecteur amont de contrôle de fluence délivrée.....	34
2.1. Les détecteurs amonts : rôle et utilisation.....	34
2.1.1. Rôle d'un détecteur amont de contrôle de fluence délivrée.....	34
2.1.2. Exploitation de la réponse du détecteur pour déterminer la dose dans le patient.....	34
2.2. Etat de l'art des détecteurs amonts.....	36
2.2.1. Chambre plane intégrale.....	36
2.2.2. Chambre liquide pixélisée.....	36
2.2.3. Le détecteur plan (imageur portal).....	37
2.2.4. La chambre David de PTW.....	37
2.2.5. Le détecteur en transmission d'IBA : Compass.....	38
2.2.6. L' <i>Integral Quality Monitor</i>	40
2.2.7. Le détecteur à fibres scintillantes.....	41
2.2.8. Le détecteur Delta4AT de Scandidos.....	42
2.2.9. Le Magic Plate.....	42
2.2.10. Le détecteur MOSFET « Vanilla ».....	43
2.2.11. Conclusion.....	44
2.3. Le projet TraDeRa.....	46
2.3.1. Début du projet : le détecteur MICROMEeGAs.....	46
2.3.2. La solution retenue : la chambre d'ionisation plane segmentée.....	48
2.4. Conclusion du chapitre.....	49

3. Simulations de Monte-Carlo d'un accélérateur médical.....	51
3.1. GEANT4 : présentation et validation.....	51
3.1.1. Les codes de Monte-Carlo	51
3.1.2. Présentation du code Geant4	53
3.1.3. Validation de Geant4 « option3 » pour notre application.....	55
3.2. Modélisation d'un accélérateur.....	58
3.2.1. Choix d'un modèle analytique rapide	58
3.2.2. Validation globale du modèle analytique par comparaison pour un détecteur connu du courant obtenu par simulation ou par mesure	61
3.2.3. Confrontation du modèle analytique à un espace de phase IAEA.....	64
3.3. Conclusion du chapitre.....	78
4. Etude par simulations de la réponse d'une chambre d'ionisation plane segmentée	80
4.1. Existence de compromis liés à la détection indirecte des photons	80
4.1.1. Introduction.....	80
4.1.2. Influence du convertisseur.....	82
4.1.3. Influence de la taille des pavés.....	83
4.1.4. Influence de la hauteur du volume du volume sensible	83
4.1.5. Résumé des compromis.....	83
4.2. Etude détaillée de la construction de la réponse du détecteur en fonction de ses paramètres géométrique	85
4.2.1. Introduction.....	85
4.2.2. Matériels et méthodes	85
4.2.3. Résultats	88
4.2.4. Conclusion de l'étude détaillée de la réponse du détecteur.....	100
4.3. Etude globale de la réponse du détecteur sous faisceau et impact sur le dépôt de dose en aval.....	101
4.3.1. Introduction.....	101
4.3.2. Matériels et méthodes	102
4.3.3. Résultats	103
4.3.4. Conclusion de l'étude globale de la réponse du détecteur	115
4.4. Conclusion du chapitre.....	116
5. Etude d'une géométrie innovante : la structure en damier.....	119
5.1. Introduction	119
5.2. Matériels et méthodes.....	120
5.3. Résultats	121
5.3.1. Influence des plots sur l'atténuation.....	121
5.3.2. Origine des électrons participant au dépôt d'énergie.....	122
5.3.3. Influence des plots sur la résolution spatiale.....	126
5.3.4. Influence des plots sur la sensibilité aux électrons de contamination.....	128

5.3.5. Influence des plots sur la sensibilité	130
5.4. Conclusion du chapitre.....	131
6. Développement expérimental : mise en œuvre d'un prototype de chambre d'ionisation segmentée avec une électronique de lecture à l'échelle temporelle d'une impulsion du faisceau	134
6.1. La chambre d'ionisation plane parallèle à air : fonctionnement, génération du signal et facteurs d'influence.....	134
6.1.1. Fonctionnement de la chambre d'ionisation plane parallèle à air.....	134
6.1.2. La génération du signal.....	137
6.1.3. Les électroniques de lectures	139
6.2. Développements du prototype et de l'électronique dédiée	143
6.2.1. Le prototype de détecteur TraDeRa.....	143
6.2.2. L'électronique de lecture à l'échelle d'une impulsion du faisceau.....	147
6.3. Exploitation du prototype de détecteur avec son électronique dédiée.....	154
6.3.1. Système d'acquisition monovoie : évolution temporelle de la charge par impulsion	154
6.3.2. Système d'acquisition multivoies : les premières images du faisceau	158
6.4. Conclusion du chapitre.....	164
7. Revue chronologique des travaux réalisés, conclusion et perspectives	166
7.1. Revue chronologique des travaux réalisés	166
7.2. Conclusion.....	169
7.3. Perspectives.....	169
Annexe A. Etude de l'impact de modification de positions de lames du MLC	172
Annexe B. Introduction au code Geant4	173
B.1. La définition, les étapes clés, l'exploitation de la simulation	173
B.1.1. Les trois classes obligatoires pour la définition d'une simulation	173
B.1.2. Les étapes clés de la simulation	173
B.1.3. L'exploitation de la simulation.....	174
B.2. Le suivi des particules	175
B.2.1. La philosophie du suivi des particules	175
B.2.2. Limitation de la taille des pas	176
B.2.3. La production des particules secondaires.....	177
B.3. La physique dans GEANT4	177
B.3.1. Les processus et les modèles.....	177
B.3.2. Le transport des photons.....	179
B.3.3. Processus de perte d'énergie des particules chargées.....	179
B.3.4. Processus de diffusion multiple pour les particules chargées légères.....	180
Annexe C. Vérification des relations de Compton et de la formule de Klein-Nishina, et analyses des caractéristiques des particules obtenues.....	181
C.1. Introduction	181

Table des matières

C.2. Matériels et méthodes	181
C.2.1. Description de la simulation	181
C.2.2. Les relations théoriques	182
C.3. Résultats	183
C.3.1. Comparaison entre GEANT4 et la théorie	183
C.3.2. Analyse des caractéristiques des photons et électrons	183
Bibliographie	185

Chapitre 1

La radiothérapie externe et le contrôle des traitements

1. La radiothérapie externe et le contrôle des traitements

Le but de ce chapitre est de présenter le contexte qui a motivé le développement du détecteur TraDeRa, pour comprendre l'intérêt du projet. Ce chapitre commence par une présentation de la radiothérapie dans laquelle l'obtention du faisceau de photons et sa caractérisation dosimétrique sont expliqués. Puis l'aspect organisationnel est abordé : les techniques de traitements sont introduites et les différents contrôles existants mis en place pour assurer la sécurité des traitements sont exposés.

1.1. Le faisceau clinique de photons : obtention et caractérisation

1.1.1. Les accélérateurs médicaux en mode photons

Un descriptif détaillé des accélérateurs médicaux est réalisé dans le chapitre 11 du *Handbook of Radiotherapy Physics : Theory and Practice* (6). Une autre source d'intérêt est l'article de revue écrit par D. Thwaites et J. Tuohy, publié dans le numéro spécial des cinquante ans du journal *Physics in Medicine and Biology*, présentant un historique du développement et de l'utilisation des accélérateurs médicaux (7). Un équipement classique de radiothérapie se compose de trois parties : le statif, le bras rotatif (ou *gantry*) qui permet une rotation de 360° du faisceau autour du patient, et la table de traitement. L'intersection de l'axe de rotation du bras, de l'axe du faisceau et de l'axe de la table est appelée isocentre et se situe généralement à 100 cm de la cible. En 2014 les deux principaux constructeurs d'accélérateurs médicaux classiques (autres que la tomothérapie et le Cyberknife) sont Varian et Elekta, Siemens ayant été racheté par Varian en 2012. Moins connus, des accélérateurs sont également proposés par des constructeurs chinois (8).

1.1.1.1 Le faisceau focalisé d'électrons

Le faisceau mono énergétique d'électrons de haute énergie s'obtient en trois étapes :

- **P'injection.** Elle se déroule sous vide depuis le canon à électrons qui peut être simplement composé d'une cathode, sous la forme d'un filament, et d'une anode. La cathode, portée à haute température par effet Joule, produit des électrons par émission thermoionique. Ceux-ci sont ensuite accélérés vers l'anode sous l'application d'une différence de potentiel.
- **P'accélération.** La sortie du canon est directement reliée à l'entrée d'une section accélératrice, également sous vide, composée de plusieurs cavités. La présence d'une onde accélératrice radiofréquence (RF) à haute puissance, stationnaire ou progressive selon les modèles, permet l'accélération des électrons par transfert d'énergie de l'onde RF aux électrons. L'onde RF est fournie par un magnétron ou par un klystron.
- **la déviation.** Dans la majorité des cas la section accélératrice est perpendiculaire à l'axe du faisceau de traitement. En sortie de la section accélératrice le faisceau d'électron doit donc être dévié, avec de préférence un dispositif achromatique qui permet que la légère dispersion en énergie du faisceau ne conduise pas à une dispersion spatiale du faisceau (c.-à-d. que les électrons n'ayant pas la même énergie mais entrant dans le système de déviation en un même point ressortent en un même point).

Du fait de la puissance considérable de l'onde RF, de l'ordre de quelques mégawatts, l'accélérateur ne fonctionne pas en continu mais en mode pulsé. Un modulateur contrôle l'alimentation en haute tension du générateur RF (magnétron ou klystron) et l'alimentation du canon à électron. Le faisceau d'électrons est présent pendant quelques microsecondes (typiquement 5 μ s) toutes les quelques millisecondes (typiquement 5 à 30 ms). Cette structure temporelle ne doit pas être confondue avec la structure plus fine d'arrivée des électrons par paquets pendant l'impulsion, liée à la fréquence de l'onde accélératrice, de l'ordre de 3 GHz (période de 0,33 nsec). Le débit moyen d'électrons en sortie de la cavité accélératrice est modifiable par palier, en jouant sur le temps de répétition entre les impulsions (voir [6.2.2.1](#)).

1.1.1.2 Du faisceau d'électrons au faisceau clinique de photons

Les éléments permettant d'obtenir le faisceau clinique de photons à partir du faisceau d'électrons sont situés dans la partie du bras nommée tête de l'accélérateur. Les éléments les plus importants sont :

- **la cible.** De haut numéro atomique, le plus souvent du tungstène, elle permet de générer principalement par rayonnement de freinage des photons dont la distribution en énergie varie d'une énergie quasiment nulle jusqu'à l'énergie du faisceau d'électrons incident. Aujourd'hui, cette énergie est au maximum de 25 MeV, limitée par la taille de la section accélératrice. La position de la cible est considérée être la position de la source de photons. La distance séparant la cible de l'isocentre est de classiquement de un mètre.
- **le collimateur primaire.** Situé sous la cible, c'est une ouverture conique dans un bloc de tungstène. Il limite la section du faisceau pour des raisons de radioprotection du patient et définit le diamètre maximal du champ disponible.
- **le cône égalisateur.** Aux énergies considérées, le rayonnement de freinage se fait principalement vers l'avant. En sortie de cible, la fluence en photons n'est donc pas homogène. Le cône égalisateur, plus épais et donc plus absorbant sur l'axe du faisceau qu'en périphérie, permet de compenser ce phénomène. Sa forme varie selon les constructeurs et les énergies de faisceau. Il est conçu pour obtenir un dépôt de dose dans l'eau homogène à 3 % près sur toute la surface utile du faisceau à 10 cm de profondeur, et pour une distance source-surface de l'eau de 100 cm.
- **la chambre moniteur.** Ce sont deux chambres d'ionisation situées l'une sur l'autre sous le cône égalisateur. La mesure de chaque chambre, comptée en Unité Moniteur (UM, voir la définition en 1.2.2.1), permet de suivre en continu la dose et le débit de dose délivrés par l'accélérateur. C'est à partir de cette mesure que le faisceau est arrêté lorsque le nombre d'UM planifié est atteint. Il y a deux chambres pour doubler la mesure, ce qui prévient le risque d'accident lié au mauvais fonctionnement d'une des deux chambres. Si aucune des chambres ne fonctionne, c'est l'horloge de l'accélérateur qui mettra fin au traitement. Nous verrons au paragraphe 1.2.2.1 comment la chambre moniteur joue un rôle primordial dans le contrôle de la stabilité du faisceau.
- **le miroir de simulation lumineuse.** Il s'agit d'une feuille de mylar¹ aluminisé, plastique transparent sur lequel est déposée une couche de quelques microns d'aluminium. Positionnée en biais dans le faisceau, il réfléchit la lumière d'une ampoule pour réaliser une simulation lumineuse de la forme du champ d'irradiation.
- **le collimateur de champ rectangulaire.** Placées sous le miroir, deux paires de « mâchoires » permettent de définir un champ rectangulaire de la dimension souhaitée. Chaque paire de mâchoires est composée de deux blocs pouvant se déplacer de façon asymétrique par rapport au centre du faisceau, dans la direction X pour l'une et Y pour l'autre, l'axe Z étant l'axe du faisceau. Sur de nombreux modèles, le mouvement des mâchoires n'est pas une translation pure : une rotation autour de l'axe Y (resp. X) pour les mâchoires X (resp. Y) permet que, au niveau de la délimitation du champ, les rayons soient tangents à la mâchoire. Dans ce cas, les mâchoires sont dites focalisées. Le collimateur et tous les éléments situés sous lui peuvent tourner autour de Z.
- **P'écran de sortie et le réticule.** C'est une simple feuille de mylar qui ferme la tête de l'accélérateur et sur laquelle est matérialisé le centre du faisceau (intersection des lignes X=0 et Y=0).

Eventuellement, un filtre en coin peut être utilisé, pour compenser une obliquité de surface par exemple. Sa présence dans le faisceau conduit, pour un faisceau d'incidence normale, à des isodoses non parallèles à la surface. Trois types de filtre existent : les filtres physiques, les filtres motorisés et les filtres dynamiques.

¹ Le mylar est le nom commercial du polyethylene terephthalate

1.1.1.3 Le collimateur multi-lame

Depuis les années 90, un collimateur multi-lame (*Multi Leaf Collimator, MLC*) permet de délivrer des faisceaux de forme quelconque et plus seulement rectangulaire. Il est constitué de paires de lames parallèles, de 4 à 10 mm de large en dimension projetée à l'isocentre, pouvant se déplacer indépendamment. Placé dans la tête de l'accélérateur, il se situe selon les modèles au-dessus ou au-dessous du collimateur secondaire, ou parfois même en remplacement d'une paire de mâchoires. Les définitions des caractéristiques d'un collimateur multilames sont rassemblées dans le rapport AAPM 72 datant de 2001(9). Une description des principaux modèles existants en 2006, disponible dans le tableau 11.2 de la section 11.4.3 du *Handbook of Radiotherapy Physics : Theory and Practice* (6), est résumé dans le tableau 1-1. La vitesse des lames peut aller jusque 4 cm/s, et les précisions de positionnement des lames annoncées valent 0,5 ou 1 mm.

Modèle MLC	Elekta MLCi	Elekta Beam Modulator	Varian MLC-120	Siemens 160 lames
Nombre de paire de lames	40	40	60	80
Epaisseur projetée à 100 cm	10 mm	4 mm	5 mm (40 paires centrales) 10 mm (paires externes)	5 mm
Taille de champ maximale à 100 cm	40 cm x 40 cm	16 cm x 21 cm	40 cm x 40 cm	40 cm x 40 cm
Transmission intra-lame	< 2 %	< 1 %	< 2,5 %	-
Fuite inter-lame	< 5 %	< 1,7 %	< 3 %	-
Précision de positionnement	1 mm	0,5 mm	1 mm	0,5 mm
Vitesse de déplacement	2 cm/sec	-	3 cm/sec	4 cm/sec

Tableau 1-1 : Récapitulatif des caractéristiques des principaux MLC disponibles en 2006, issu de (6).

Contrairement aux mâchoires qui s'ouvrent avec un mouvement circulaire, tous les modèles de MLC Varian et Elekta se déplacent dans un plan, ne présentant donc pas de focalisation axiale (dans le sens de déplacement des lames). Seul Siemens proposait un MLC avec mouvement circulaire. La forme de l'extrémité de la lame, globalement arrondie, est complexe et calculée pour avoir une pénombre de transmission la plus constante possible sur toute la longueur de déplacement (voir définition de la pénombre en 1.1.2.4). Pour tenir compte de la divergence du faisceau, certains modèles de MLC présentent des lames avec des côtés inclinés pour avoir une focalisation transverse (perpendiculaire au sens de déplacement des lames). Le côté des lames n'est pas une face plane car cela conduirait à une fuite inter-lame (c.-à-d. entre deux lames adjacentes) trop importante. La forme des lames varie selon les modèles, mais le profil est toujours en forme de marches (figure 1-1, gauche).

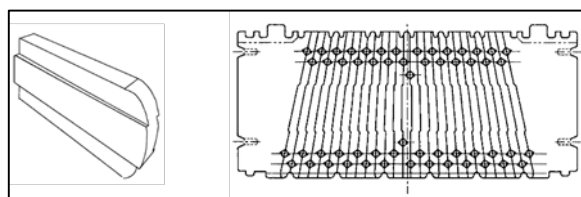


Figure 1-1 : Schéma d'une lame (gauche) et vue de face d'un MLC avec focalisation transverse (droite), issus de (9).

1.1.1.4 Accélérateur nouvelle génération : fonctionnement sans cône égalisateur

Une nouvelle génération d'accélérateurs est apparue sur le marché au début des années 2010 : les accélérateurs sans cône égalisateur (*Flattening Filter Free* en anglais, FFF), avec le modèle TrueBeam chez Varian et VersaHD chez Elekta (10). Ils sont dédiés aux traitements modulés en intensité, pour lesquels il n'est pas nécessaire d'avoir un dépôt de dose uniforme sur une grande surface. L'intérêt d'un fonctionnement sans cône égalisateur est l'augmentation sensible du débit de dose. De 600 UM/min pour un fonctionnement classique, le débit maximal passe à 2400 UM/min. Les vitesses de lames doivent donc être plus rapides. Grâce à un système combinant un déplacement du chariot support des lames au déplacement individuel des lames, le MLC Agility d'Elekta a une vitesse maximale de 6,5 cm/s. Pendant quelques années, les autorités françaises ont jugé que nous n'avions pas suffisamment de recul sur les

conséquences radio-biologiques de l'effet de ce haut débit de dose, et les traitements FFF ne sont autorisés que depuis 2015.

1.1.2. Caractérisation dosimétrique du faisceau clinique de photons

Caractériser dosimétriquement le faisceau revient à déterminer la distribution de dose engendrée dans une cuve à eau. L'eau est le milieu de référence en radiothérapie puisque c'est le matériau le plus proche des tissus mous humains. Dans cette section, nous commencerons par faire un rappel des interactions rayonnement matière et des grandeurs dosimétriques. Puis, le dépôt de dose étant directement lié aux caractéristiques des particules sortant de l'accélérateur (type, énergie, position, direction), nous détaillerons les différentes composantes du faisceau. Nous verrons ensuite comment le faisceau est caractérisé en dose absolue, ce qui permet de déterminer la dose en un point (aussi appelé étalonnage du faisceau), et en dose relative, ce qui permet de déterminer la répartition de dose.

1.1.2.1 Rappels sur les interactions rayonnement matière, les grandeurs dosimétriques et la mesure de la dose

Les interactions rayonnements matière

Les **électrons et positrons** se déplacent dans la matière par suite d'interactions élastiques ou inélastiques avec les noyaux et les électrons du milieu. L'approche courante est de considérer que la perte d'énergie est continue (CSDA pour *Continuous Slowing-Down Approximation*). Elle est alors caractérisée par les pouvoirs d'arrêts collisionnel (S_{coll}) et radiatif (S_{rad}) (perte d'énergie par unité de longueur), qui varient avec l'énergie de la particule et la composition du milieu traversé. Les valeurs de ces pouvoirs d'arrêt sont tabulées dans des bases de données telles que la base ESTAR¹ du *National Institute of Standards and Technology* (NIST), ou la base EEDL² du *Lawrence Livermore National Laboratory*. Le parcours des électrons, qui correspond à la distance maximale que peut parcourir un électron dans un milieu en fonction de son énergie initiale, se trouve également dans les mêmes bases, calculée à partir des pouvoirs d'arrêt. La trajectoire de la particule pouvant être fortement sinueuse, le parcours ne doit pas être confondu avec la profondeur de pénétration dans le milieu.

L'interaction **d'un photon** avec la matière est un phénomène aléatoire qui obéit à une probabilité d'interaction, caractérisée par le coefficient d'atténuation linéique, qui varie avec l'énergie du photon et la composition du milieu traversé. Tout comme les pouvoirs d'arrêt électroniques, ces coefficients se trouvent dans les bases de données comme celle du NIST (XCOM³), ou de Livermore (EPDL). La notion de parcours n'a plus de sens et est remplacée par celle de libre parcours moyen, égal à l'inverse du coefficient d'atténuation, qui correspond à la distance pour laquelle une fraction 1/e des photons incidents a interagité. Il est important de souligner que contrairement aux particules chargées, les photons ne déposent pas d'énergie sur leur parcours. Le seul dépôt d'énergie qui peut être considéré comme un dépôt local est l'énergie de liaison de l'éventuel électron mis en mouvement lors de l'interaction. Les photons sont donc indirectement ionisants : ils peuvent transmettre par interaction tout ou partie de leur énergie à des particules chargées légères, qui elles vont déposer de l'énergie sous forme d'ionisation dans le milieu le long de leur parcours. Seule la diffusion Compton est détaillée ici car aux énergies de la radiothérapie c'est l'interaction qui prédomine.

¹ *Electrons STopping power And Range*, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>

² *Evaluated Electron interaction Data Library* et *Evaluated Photon interaction Data Library* sur le site de l'IAEA : <https://www-nds.iaea.org/epdl97/libsall.htm>

³ <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>

La **diffusion Compton** (aussi appelée incohérente) est l'interaction d'un photon avec un électron peu lié d'un atome du milieu qui va être éjecté de l'atome (11). Au cours de cette interaction, le photon incident cède une partie de son énergie à l'électron et subit un changement de direction. Les relations de Compton donnent, en fonction de l'angle de diffusion du photon, d'une part la relation entre les énergies du photon diffusé et de l'électron Compton (équ. 1-1) et d'autre part la relation entre les angles de diffusion du photon diffusé et de l'électron Compton (équ. 1-2). La distribution angulaire des photons diffusés est donnée par la formule de Klein-Nishina (équ. 1-3).

$$E_{\text{diff}} = \frac{E_0}{1 + \alpha (1 - \cos \theta)} \quad (\text{Équ. 1-1})$$

$$\frac{1}{\tan \varphi} = (1 + \alpha) \tan \frac{\theta}{2} \quad (\text{Équ. 1-2})$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{E_{\text{diff}}}{E_0} \right)^2 \left(\frac{E_{\text{diff}}}{E_0} + \frac{E_0}{E_{\text{diff}}} - \sin^2 \theta \right) \quad (\text{Équ. 1-3})$$

Avec :

- E_0 et E_{diff} les énergies du photon incident et du photon diffusé respectivement
- $\alpha = E_0/m_e c^2$ avec $m_e c^2 = 0,511 \text{ MeV}$.
- θ l'angle entre le photon diffusé et le photon incident
- φ l'angle entre l'électron Compton et le photon incident
- $d\sigma/d\Omega$ la section efficace différentielle angulaire par unité d'angle solide
- r_0 le rayon classique de l'électron

Les grandeurs dosimétriques

Les définitions considérées sont celles du rapport ICRU n° 85 intitulé « *Fundamental quantities and units for ionizing radiation* » (1). La grandeur de référence en physique médicale est la **dose absorbée D**, définie pour un élément de volume, comme le rapport entre l'énergie déposée dans le volume, notée dE, et la masse du volume notée dm (équ. 1-4). C'est la référence puisque l'objectif d'un traitement de radiothérapie est défini en terme de dose prescrite au volume cible et en limites de dose aux organes à risque.

$$D = dE/dm \quad (\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} = \text{Gy}) \quad (\text{Équ. 1-4}) \quad \text{Kerma} = dE_{\text{tr}}/dm \quad (\text{Gy}) \quad (\text{Équ. 1-5})$$

Le **KERMA** (*Kinetic Energy Released per Mass Unit*), également défini pour un élément de volume mais qui ne concerne que les particules non chargées, est le rapport entre l'énergie transmise notée dE_{tr} , et la masse notée dm (équ. 1-5). L'énergie transmise est la somme des énergies cinétiques initiales de toutes les particules chargées mises en mouvement dans le volume considéré suite à l'interaction d'une particule neutre. La dose et le KERMA peuvent être définis par unité de temps. Il s'agit alors du débit de dose et du débit de KERMA.

Une autre grandeur d'intérêt est la fluence. La **fluence en particule Φ** est définie, pour un élément de volume sphérique infinitésimal de section dA traversée par un nombre dN de particules quel que soit leur angle d'incidence, comme le rapport entre le nombre de particules traversant la section et la section (équ. 1-6). Et la **fluence en énergie Ψ** représente la quantité d'énergie emportée par le faisceau à travers la section dA. Si le faisceau est monoénergétique, la fluence énergétique est simplement le produit de la fluence en énergie par l'énergie des particules, noté E (équ. 1-7). Pour les faisceaux polyénergétiques, une intégration sur le spectre en énergie est nécessaire (équ. 1-8). Des débits de fluence en particule et en énergie peuvent être définis.

$$\Phi = dN/dA \text{ (m}^{-2}\text{)} \quad \text{(Équ. 1-6)}$$

$$\Psi_{\text{mono}} = \Phi \cdot E \text{ (J. m}^{-2}\text{)} \quad \text{(Équ. 1-7)} \quad \Psi_{\text{poly}} = \int_E dN(E)/dA \cdot dE \text{ (J. m}^{-2}\text{)} \quad \text{(Équ. 1-8)}$$

En radiothérapie, pour les traitements modulés en intensité, la notion de **fluence intégrée** (ou « carte de fluence ») peut être utilisée pour représenter la distribution spatiale de la fluence en sortie de la tête de l'accélérateur. Cette donnée contient donc l'information de modulation d'intensité soit pour l'intégralité du faisceau (RCMI) soit pour une section d'angle de rotation du bras (IMAT). Le calcul de la dose dans le patient par les logiciels de planification de traitement (TPS pour *Treatment Planning System*) se fait généralement en deux étapes. La première consiste à déterminer trois fluences intégrées à partir des données du traitement, celles correspondant aux photons primaires, aux photons diffusés tête et aux électrons de contamination (voir 1.1.2.2). La seconde étape consiste à passer de chaque fluence intégrée à la dose dans l'eau avant de sommer les trois dépôts de dose dans l'eau. Nous pouvons préciser que si l'algorithme est basé sur le principe de superposition, la fluence en énergie est utilisée alors que pour les calculs Monte-Carlo c'est la fluence en particules.

D'autres grandeurs dosimétriques, plus rarement utilisées, existent mais ne seront pas détaillées ici : l'exposition, le CEMA (*Converted Energy per Mass*) et le TERMA (*Total Energy Released per Mass*).

La mesure de la dose

Il existe plusieurs façons de classer les détecteurs de rayonnements ionisants (12), comme par exemple en fonction du mécanisme de fonctionnement, ou en fonction de leur utilisation. En radiothérapie, la grandeur d'intérêt est la dose dans l'eau et les détecteurs sont donc majoritairement des dosimètres. Nous n'allons pas faire ici une revue des différents types de détecteurs de rayonnement utilisés en radiothérapie. Des informations sur ce sujet se trouvent dans l'article de revue de J. Seco datant de 2014 (13). Il présente dans un premier temps les caractéristiques et propriétés des différents détecteurs de rayonnement existants, puis détaille les applications dans le domaine de l'imagerie et de la dosimétrie.

1.1.2.2 Particules en sortie de la tête de l'accélérateur

Le rapport AAPM 97, intitulé « *In-air output ratio, Sc, for megavoltage photon beams* » (14), divise les particules composant le faisceau de photons en sortie de la tête de l'accélérateur selon quatre catégories :

- **les photons directs** : directement issus du rayonnement de freinage produit dans la cible et n'ayant subi aucune interaction. Leur contribution en dehors du champ est appelée « rayonnement de fuite ». Il y a une légère diminution de l'énergie moyenne du spectre lorsque la distance au centre du faisceau augmente car l'atténuation du cône, plus importante pour les photons de basse énergie, est plus forte au centre.
- **les photons indirects ou « diffusés tête »** : photons ayant interagi dans un des composants de la tête, principalement le collimateur primaire et le cône égalisateur. Ils présentent une forte dispersion angulaire sont présents dans et hors du faisceau. Cette composante est parfois appelée rayonnement extra-focal. Le spectre en énergie est plus riche en basses énergies par rapport à celui des photons primaires.
- **les électrons et de positrons de contamination** : particules chargées légères issues des interactions des photons dans un élément de la tête. Les positrons étant minoritaires, cette composante est appelée électrons de contamination.
- et seulement pour les faisceaux d'énergie supérieure à 7 MV, les interactions avec les matériaux lourds présents dans la tête peuvent générer **des neutrons secondaires**. Cette composante est faible et pour le moment négligée par les logiciels de calcul de dose au patient.

1.1.2.3 Dosimétrie absolue : étalonnage d'un faisceau

L'étalonnage du faisceau consiste à établir une relation, dans des conditions de référence, entre la dose en un point et le nombre de photons générés par l'accélérateur. Cette dernière donnée n'étant pas accessible, c'est la mesure de charge collectée par la chambre moniteur qui est prise comme référence et une « unité moniteur » (UM) est alors définie comme la charge mesurée par la chambre moniteur qui permet d'obtenir une dose de 1 cGy au point de mesure où est réalisé l'étalonnage. Il existe différents protocoles déterminants les conditions de références (conditions d'irradiation et point de mesure), les détecteurs devant être utilisés et le mode opératoire à suivre. Le protocole actuellement recommandé internationalement par l'IAEA est le TRS 398 (15). Le détecteur utilisé doit avoir été étalonné dans un laboratoire primaire ou secondaire de métrologie (le Laboratoire National Henri Becquerel, LNHB, en France).

1.1.2.4 Dosimétrie relative : composantes de la dose, FOC, rendements et profils

Cette dosimétrie est dite relative car les données sont normalisées et peuvent toutes, pour une énergie de faisceau, être rapportées à la mesure de dose absolue de référence.

Composantes de la dose dans l'eau

D'après la terminologie du rapport AAPM 97 (14), déjà abordé pour définir les composantes du faisceau de photons dans l'air, la dose dans l'eau se divise en cinq composantes :

- **la dose primaire directe**, résultant de l'énergie déposée par l'électron issu de la première interaction d'un photon direct (c.-à-d. directement issu de la cible).
- **la dose diffusée patient directe**, résultant de l'énergie déposée par les électrons issus des interactions suivantes.
- **les doses primaire et diffusée patient indirectes**, analogues aux deux précédentes mais issus des photons diffusés tête.
- **la dose due aux électrons de contamination**, non nulle uniquement sur les premiers centimètres.

La dose issue des photons diffusés tête étant minoritaire, même en sommant les composantes primaire et diffusée patient, les deux composantes ne sont généralement pas traitées séparément dans les algorithmes de calcul de dose (16). Le dépôt de dose peut donc être représenté par le schéma de la [figure 1-2](#), avec seulement quatre composantes.

Facteurs d'ouverture du collimateur

Le Facteur d'Ouverture du Collimateur (FOC) représente pour des champs carrés la variation relative de la dose dans l'eau, dans les mêmes conditions de mesure que celles utilisées pour l'étalonnage, en fonction de la taille de champ. Etant mesuré dans l'eau, le FOC est influencé à la fois par la variation du diffusé tête et celle du diffusé patient. Pour distinguer les deux composantes, le FOC dans l'air est également défini, qui n'est influencé que par les variations du diffusé tête. Il est mesuré au même point de mesure que le FOC dans l'eau, mais en remplaçant le milieu diffusant par un mini-fantôme dont les dimensions permettent d'éliminer la contribution des électrons de contamination et d'assurer les conditions d'équilibre électronique latéral quelle que soit l'énergie du faisceau : mesure à 10 cm de profondeur, et section de 4 cm (17).

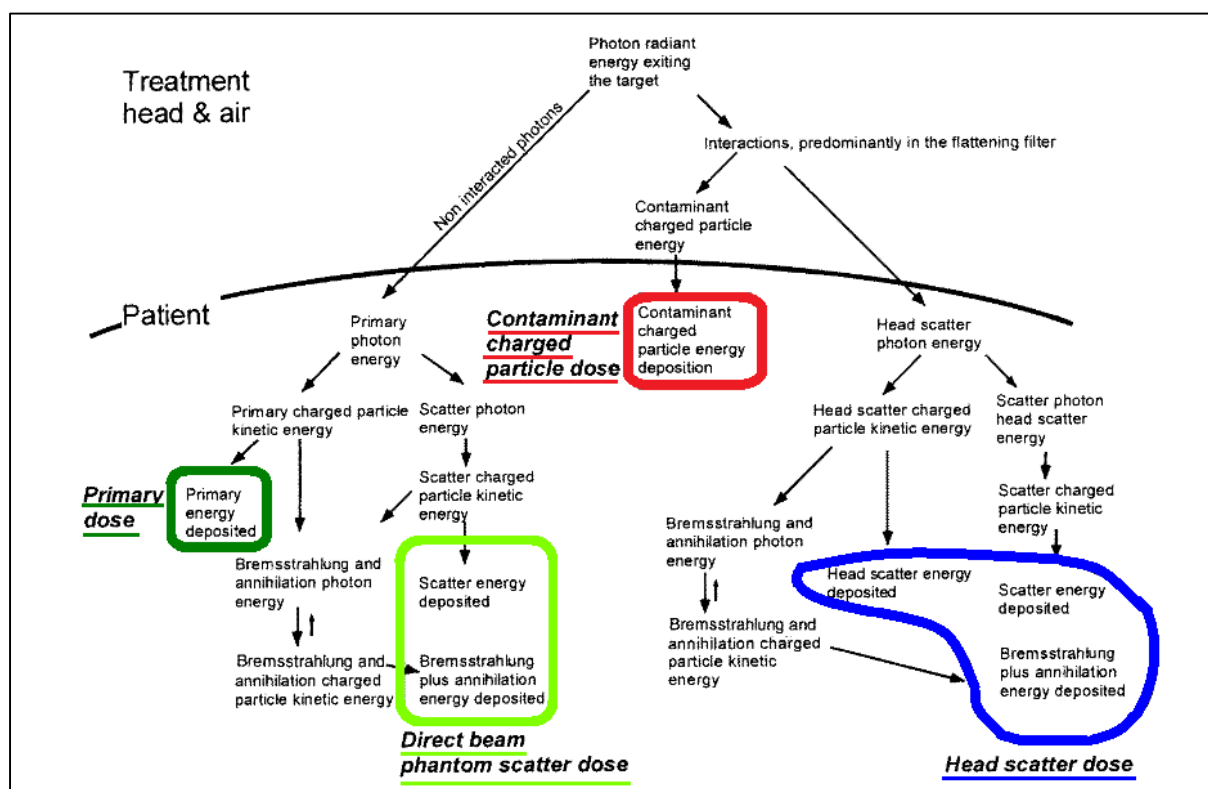


Figure 1-2 : Schéma représentant l'histoire des interactions conduisant au dépôt d'énergie pour les quatre composantes, issu de (16).

Rendement en profondeur

L'évolution de la dose sur l'axe du faisceau en fonction de la profondeur est appelé rendement en profondeur :

- **la dose à l'entrée, ou en surface**, représente la dose à la peau. Il est nécessaire qu'elle soit relativement basse pour limiter les effets indésirables précoces de la radiothérapie (brûlures). Les photons de basse énergie, les électrons de contamination et la rétrodiffusion provenant du patient contribuent à cette dose.
- **la zone de build-up** est la zone de mise en équilibre électronique longitudinal. C'est le résultat de l'ionisation des particules secondaires chargées émises par les interactions photoniques. La profondeur du maximum, z_{max} , est proche de la profondeur de pénétration moyenne des particules secondaires mises en mouvement à la surface.
- **le dépôt de dose en profondeur** est fonction de l'atténuation du faisceau (donc du spectre des photons), de l'éloignement à la source, et de la quantité de diffusé patient. L'atténuation peut être caractérisée par l'indice de qualité du faisceau, rapport de la dose mesurée à 20 cm sur la dose mesurée à 10 cm : $IQ = D20/D10$.

Profils de dose

L'évolution de la dose dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau à une profondeur donnée est appelée profil de dose. Du fait de la divergence du faisceau et de la présence du cône, les profils acquis à faible profondeur ont une forme creuse, avec des maxima obtenus en périphérie, qui sont couramment nommés les « cornes » du faisceau. Avec la profondeur qui augmente, la forme du profil va de plus en plus s'arrondir. La transition entre les points à 20% et à 80% de la dose à l'axe est appelée pénombre et se décompose en trois pénombres individuelles :

- **la pénombre géométrique** due à la taille finie de la source,
- **la pénombre de transmission** due à l'atténuation de la composante primaire à travers les mâchoires ou lames du MLC. La pénombre de transmission à la profondeur du maximum est d'environ 7 mm pour un MLC alors qu'elle est de l'ordre de 6 mm pour les mâchoires (6).
- **la pénombre diffusée** due à la dose diffusée patient présente en dehors du champ.

La taille du champ d'irradiation est définie par la position de l'isodose 50 %, la normalisation se faisant à l'axe. Pour les MLC, du fait de la géométrie arrondie du bout de lame, il n'y a pas de relation linéaire entre le déplacement physique de la lame et la taille de champ (voir [1.2.2.2](#)).

Dans cette première partie du chapitre 1, nous venons de voir comment est obtenu et caractérisé un faisceau clinique de photons. Nous allons maintenant voir comment ce faisceau est utilisé pour le traitement du patient, quels événements indésirables peuvent survenir et quels contrôles sont effectués en routine pour limiter les incidents.

1.2. Contrôle de l'administration du traitement

1.2.1. Le traitement et les événements indésirables

1.2.1.1 La radiothérapie avec modulation d'intensité

La radiothérapie conformationnelle avec modulation d'intensité (RCMI) utilise pour chaque faisceau du traitement (c.-à-d. pour chaque angle d'incidence) une fluence spatialement inhomogène pour que le dépôt de dose de l'ensemble du traitement se conforme au mieux au volume de la tumeur. Cela permet une plus grande liberté dans la répartition tridimensionnelle de la dose, avec en particulier la possibilité de réaliser des dépôts de dose concaves, ou encore avec des inhomogénéités programmées à l'intérieur du volume cible. La [figure 1-3](#), compare schématiquement les fluences délivrées pour un traitement conformationnel ou RCMI, et montre l'apport de la modulation qui permet d'avoir des isodoses plus conformées au volume cible. Permettant une meilleure précision balistique que la radiothérapie conformationnelle, elle permet soit d'augmenter la dose délivrée à la tumeur, la dose aux tissus sains environnant restant égale (c'est l'« escalade de dose »), soit au contraire de diminuer la dose aux tissus sains, la dose à la tumeur restant égale, soit la combinaison des deux. La RCMI offre donc une meilleure efficacité thérapeutique, ou une réduction des complications.

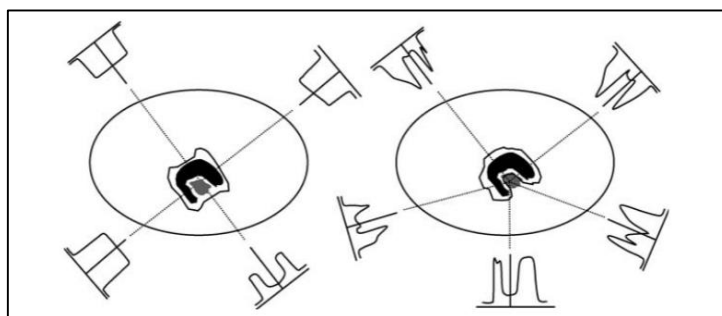


Figure 1-3 : Comparaison de la fluence et de la forme typique d'une isodose pour un traitement conformationnel (gauche) et RCMI (droite). Le volume noir est le volume cible et le volume gris un organe à risque. Issu de (18).

En pratique, la modulation du faisceau est obtenue à l'aide du MLC qui définit successivement plusieurs « sous-faisceaux », appelés segments, de formes différentes. L'enchaînement des segments peut être statique (« *Step-And-Shoot* ») ou dynamique. Dans le cas dynamique, la modulation d'intensité est construite par le mouvement relatif des lames pendant l'irradiation qui permet de jouer sur le temps d'exposition au faisceau. Chaque lame peut se déplacer de façon indépendante, avec une vitesse variable. Le traitement peut également être délivré en continu pendant la rotation du bras autour du patient : il s'agit alors d'IMAT en

anglais (*Intensity Modulated Arc Therapy*)¹. La vitesse de rotation du bras, la vitesse de déplacement des lames et le débit de l'accélérateur évoluent pendant la rotation pour optimiser la conformation du dépôt de dose tridimensionnel à la tumeur.

Qu'il soit délivré en dynamique ou en statique, un faisceau de traitement modulé est défini par un ensemble de points de contrôle. Pour chaque point de contrôle, tous les paramètres de l'accélérateur sont déterminés : fraction d'UM délivrée, débit en UM/min, positions des mâchoires et de toutes les lames du MLC, angles du bras et collimateur. Le débit et les paramètres de vitesse (déplacement des lames et rotation du bras) sont constants entre deux points de contrôles successifs. Le premier (resp. dernier) point de contrôle correspond à la situation initiale (resp. finale). Pour les traitements modulés avec bras statique, le nombre de points de contrôles n'est pas imposé par l'utilisateur : c'est le TPS qui les crée, un point de contrôle étant créé dès qu'au moins un paramètre de vitesse est modifié (par exemple la vitesse de déplacement d'une lame). Pour les traitements IMAT, le nombre de points de contrôle est imposé en début de dosimétrie et correspond à une division de l'arc total en segments d'arc égaux.

Les techniques de radiochirurgie et la tomothérapie ne sont pas présentés ici car elles ne font pas parties des applications visées pour le détecteur développé.

1.2.1.2 Gestion des mouvements

Les traitements modulés en intensité pouvant présenter d'importants gradients de dose, le positionnement du patient est crucial. L'installation du patient sur la table de traitement est réalisée par les manipulateurs qui font coïncider les projections de l'isocentre dans les trois plans de l'espace, matérialisés par un jeu de lasers, avec des repères marqués à la peau du patient. Malgré le soin apporté, il peut y avoir des écarts entre la position planifiée et la position réelle. Les écarts sont dus d'une part à la mise en place répétée du patient séance après séance sous la machine, source d'erreur aléatoire qui varie quotidiennement, et d'autre part aux mouvements internes de certains organes. Ces écarts sont en partie pris en considération par l'utilisation de marges appliquées aux volumes devant être irradiés lors de la planification du traitement (19, 20). Mais pour réduire ces marges, le recours à l'imagerie est indispensable, et nous allons voir comment elle est utilisée actuellement en routine.

Mouvement inter-séance : la radiothérapie adaptative

Le mouvement inter-séance est dû aux écarts de repositionnement et aux mouvements lents des organes. Ces derniers peuvent varier quotidiennement, comme par exemple la position de la prostate qui dépend sensiblement de l'état de la vessie et du rectum, ou peuvent être continus et évoluer progressivement au cours du traitement suite à l'amaigrissement du patient ou à la fonte tumorale par exemple. Régulièrement, de façon quotidienne, bihebdomadaire ou hebdomadaire selon les centres de traitements et les localisations, la position du patient est vérifiée grâce à l'acquisition d'images. Un imageur portal (EPID pour *Electronic Portal Imaging Device*), détecteur plan solidaire du bras et situé sous le patient en vis-à-vis de la tête de l'accélérateur, permet de réaliser une radiographie du patient avec le faisceau de traitement, avec un contraste faible. De plus en plus d'accélérateurs sont équipés d'un système d'imagerie additionnel placé à 90° de la tête de l'accélérateur : un tube à rayons X qui produit un rayonnement de basse énergie (kV) et le détecteur associé. Sur les images obtenues, le contraste entre les poumons, les tissus mous et l'os est plus important car avec l'énergie qui diminue les différences de coefficient d'atténuation des matériaux augmentent. Pour avoir un contraste encore plus élevé qui permette de distinguer entre eux les tissus mous, des acquisitions tomographiques (*Cone Beam Computed Tomography*, CBCT) peuvent être réalisées (21). Il est alors possible de se recalcr directement sur les volumes cibles et non plus sur les structures osseuses ou sur des marqueurs préalablement implantés, seuls recalages possible avec les images 2D. Le CBCT donne également l'anatomie

¹ VMAT (*Volumetric Modulated Arc Therapy*) est l'appellation propre à Elekta et RapidArc est celle de Varian.

du patient, information qui permet d'évaluer le dépôt de dose délivrée et de le comparer, après recalage, au dépôt de dose planifié à partir du scanner dosimétrique. Si l'écart est jugé trop important, un nouveau plan de traitement est déterminé, optimisé à la nouvelle anatomie du patient. C'est la radiothérapie adaptative (22). Jusque récemment, en routine clinique, cette pratique était très peu répandue et le traitement était replanifié seulement pour quelques cas pour lesquels un changement sensible de morphologie était manifeste. Le facteur limitant était le temps nécessaire à la replanification complète d'un nouveau traitement : un nouveau scanner de référence doit être acquis, le médecin doit de nouveau contourer les volumes cibles et les organes à risque et une nouvelle planification dosimétrique doit être réalisée et vérifiée sur fantôme si c'est un traitement RCMi (voir 1.2.4.1). Aujourd'hui, la radiothérapie adaptative, avec adaptation quotidienne en fonction de l'anatomie du jour, devient envisageable grâce d'une part au progrès de recalage d'images non-rigide qui permet de ne pas avoir à contourer les volumes d'intérêt puisque les contours sont obtenus à partir de la déformation non-rigide des contours réalisés sur le scanner de planification dosimétrique (23, 24). Et d'autre part grâce à la possibilité d'effectuer une planification dosimétrique en ligne (25, 26). Dans ce cas, un contrôle de l'administration du traitement doit être réalisé en ligne pour toutes les séances de traitement (27). Les détecteurs de contrôle de fluence en ligne, tels que celui développé dans ce projet, sont alors tout particulièrement indiqués.

Mouvement intra-séance : le blocage respiratoire, le gating et le tracking

Le mouvement intra-séance est principalement dû, pour les localisations concernées, aux mouvements rapides liés à la respiration. L'approche historique, pour prendre en compte le mouvement respiratoire, est d'irradier un volume correspondant au volume tumoral autour duquel des marges centimétriques ont été ajoutées. Mais cela a pour conséquence d'irradier beaucoup de tissus sains. Pour les traitements modulés, un phénomène « *d'interplay* » peut également se produire, conséquence du mouvement relatif des lames par rapport au mouvement du volume cible (28). Pour pallier l'influence du mouvement respiratoire, trois techniques se sont développées (29) : **le blocage respiratoire** qui consiste à figer l'anatomie du patient dans une phase du cycle respiratoire ; **le gating** qui consiste à ne délivrer le faisceau que pendant une phase du cycle respiratoire ; et **le tracking** qui consiste à suivre le mouvement de la tumeur, en ajoutant par exemple au mouvement prédéfini des lames un mouvement de l'ensemble des lames permettant de suivre la tumeur. Si les deux premières techniques sont utilisées en clinique depuis quelques années, le premier traitement réalisé avec un *tracking* du MLC sur un accélérateur classique date seulement de fin 2013 (30). Pour les trois techniques le mouvement de la tumeur est suivi en temps réel soit par imagerie embraquée, soit par l'utilisation d'un dispositif dédié. Comme pour la radiothérapie adaptative, l'utilité d'un détecteur de contrôle de fluence délivrée est indéniable, tout particulièrement pour le *tracking*.

1.2.1.3 Les événements indésirables

En radiothérapie, une exposition est considérée comme accidentelle s'il existe des écarts hors tolérance entre le dépôt de dose volumétrique prescrit et celui réellement administré au patient. Les surdosages augmentent la toxicité aux organes sains, avec risque de décès ou de complications graves, alors que les sous dosages peuvent entraîner une diminution des chances de guérison ainsi que des rechutes. Depuis le début de la radiothérapie, des incidents de gravité plus ou moins importante se sont produits à travers le monde (31, 32). En juillet 2007, l'ASN (Autorité de Sécurité Nucléaire) a élaboré en concertation avec la SFRO (Société Française de Radiothérapie Oncologique) une échelle destinée à classer les événements de radioprotection affectant les patients dans le cadre d'une procédure de radiothérapie, qui a été publiée en 2008 : l'échelle ASN-ESTRO¹.

¹ Délibération n° 2008-DL-0008 de l'Autorité de sûreté nucléaire du 24 juillet 2008 relative à l'entrée en vigueur de l'échelle ASN-ESTRO.

Un traitement de radiothérapie est composé de plusieurs étapes faisant intervenir différents acteurs. Cet enchaînement est en lui-même une cause d'erreurs de type organisationnel dont l'incidence peut être diminuée en mettant en place des méthodes rétrospectives, comme le Retour d'Expérience (REX) ou des méthodes prospectives de gestion des risques (33). Aussi, chaque étape présente un risque de défaillance :

- les **logiciels de planifications de traitement** permettent de calculer la dose déposée dans le patient en utilisant d'une part des algorithmes plus ou moins évolués tenant compte des interactions rayonnement/matière dans le patient, communs à tous les accélérateurs, et d'autre part une modélisation propre à chaque accélérateur basée sur des mesures réalisées sous faisceau dans des conditions de références. Ainsi, des erreurs de calculs dosimétriques peuvent être la conséquence soit des limites des algorithmes utilisés, soit d'une mauvaise modélisation du faisceau. Ce dernier risque est plus important en RCMI, pour deux raisons. D'une part la mesure des caractéristiques dosimétriques (rendements et profils) des petits champs, nécessaires pour la RCMI seulement, nécessite une attention particulière (34). D'autre part, les caractéristiques dosimétriques du MLC, qui n'affectent que les bords de champ en radiothérapie classique, impacte significativement la forme et la valeur du dépôt de dose en RCMI (35) (voir 2.1.2.1).
- une erreur peut survenir lors du **transfert des données du TPS** vers la console de traitement.
- suite à une **défaillance matérielle**, le traitement réellement délivré par l'accélérateur peut ne pas correspondre au traitement planifié. Cela peut résulter d'une erreur mécanique ou d'une instabilité de fonctionnement de l'accélérateur. Ce risque est accru en RCMI du fait de la complexité de réalisation des traitements.
- les **erreurs de positionnement** du patient tout comme les changements de morphologie du patient au cours du traitement modifient le dépôt de dose. L'impact est plus important en RCMI du fait de l'existence de gradients de dose plus importants.

De nombreux projets de recherche portent actuellement sur l'amélioration de la qualité et de la sécurité en radiothérapie. Les avancées les plus prometteuses pour les différentes étapes sont notamment :

- l'utilisation des **simulations de Monte-Carlo** (voir 3.1.1) pour l'amélioration des algorithmes de calcul de dose implémentés dans les TPS (36). Il s'agit de la méthode la plus évoluée pour reproduire une distribution de dose. Le principal inconvénient de cette méthode est le très long temps de calcul, mais l'utilisation des grilles de calculs (37) et le recours aux calculs basés sur les processeurs graphiques (38) permettra le déploiement de ces algorithmes en routine clinique.
- la mise en place de **systèmes informatiques plus sécurisés** garantissant le bon transfert des données.
- le recours à l'**imagerie de repositionnement quotidien et en continue** pendant la séance de traitement, qui sera rendu possible avec l'imagerie IRM non irradiante. Un équipement de radiothérapie couplé à une IRM est déjà disponible sur le marché depuis 2014 (39). La présence du champ magnétique perturbant le fonctionnement de l'accélérateur, le modèle proposé par la société ViewRay n'est pas un accélérateur mais un télécobalt. Actuellement dans le monde, trois projets d'accélérateurs IRM sont en développement. Les deux les plus avancés sont celui de l'université d'Utrecht, en partenariat avec Elekta et Philipps (40), et celui de l'université d'Alberta avec un accélérateur et une IRM non commerciaux (41). Le troisième projet, plus récent, est un projet australien (42).

Le contrôle de l'administration du traitement étant le sujet de cette thèse, nous allons voir en détails l'état actuel des contrôles réalisés en routine clinique ainsi que les solutions émergentes ou en développement dédiées au contrôle en ligne des traitements modulés.

1.2.2. Les systèmes de contrôles propres à l'accélérateur

Du fait de la complexité des traitements, des systèmes de contrôle avec des boucles d'asservissement sont présents sur les accélérateurs. Nous allons les présenter ici en regroupant d'une part ceux concernant les propriétés dosimétriques du faisceau, basés sur les mesures de la chambre moniteur, et d'autre part ceux concernant les propriétés mécaniques de l'accélérateur (mâchoires, MLC, collimateur et bras).

1.2.2.1 Contrôles dosimétriques : la chambre moniteur

Le rôle de la chambre moniteur est multiple. En mode photon comme en mode électron, elle permet le suivi : de la dose cumulée délivrée, du débit de dose et des paramètres d'homogénéité et de symétrie du faisceau. Pour le mode photon seulement, elle permet également le contrôle de l'énergie du faisceau.

Les électrodes des deux chambres sont divisées en plusieurs secteurs dont le nombre et les formes diffèrent selon les modèles (figure 1-4). Par exemple une électrode peut être composée de cinq secteurs : un rond central entouré de quatre quarts d'anneaux périphériques. Quelle que soit la géométrie choisie, une différence de mesure entre les différents secteurs périphériques permet de détecter un problème de **symétrie ou d'homogénéité du faisceau** selon la direction gauche-droite ou tête-pied. Une boucle d'asservissement permet d'adapter en ligne, en fonction de cette mesure, le point d'impact et l'angulation du faisceau d'électrons sur le cône égalisateur, en contrôlant les électro-aimants responsables du centrage du faisceau dans la section accélératrice.

Le contrôle de **l'énergie du faisceau** peut être fait en exploitant le fait que le ratio entre la dose déposée au centre du faisceau et la dose en périphérie est dépendant de l'énergie du faisceau (mesure qui exploite l'effet « *Hump* ») (6).

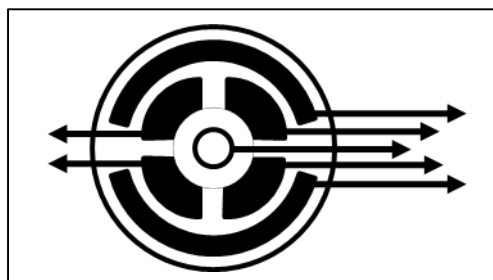


Figure 1-4 : Exemple d'une géométrie de chambre moniteur divisée en secteurs. Issu de (6).

1.2.2.2 Contrôles des paramètres mécaniques

Chez les deux principaux constructeurs, les **angles de rotation du collimateur et du bras** sont mesurés à l'aide d'inclinomètres. Pour la **mesure de position des mâchoires et des lames**, les solutions diffèrent. Varian utilise pour chaque élément un capteur de position à potentiomètre linéaire alors qu'Elekta exploite un système plus original dont le principe est explicité sur la figure 1-5. Des réflecteurs lumineux sont placés sur l'extrémité haute de chaque lame et sur les bords des mâchoires. La lumière réfléchie par ces réflecteurs est enregistrée par une caméra, l'image est analysée pour déduire les positions mesurées qui sont comparées aux positions attendues. Un étalonnage, opération qui consiste à relier le signal observé (tension du potentiomètre ou position de l'image du réflecteur dans l'image acquise par la caméra) à la position de la lame, doit être effectué périodiquement (9). Pour les modèles Elekta, les positions de lame sont déterminées à partir d'images acquises avec l'imageur portal. Pour les modèles Varian un système optique dédié est capable de détecter l'extrémité physique de l'arrondi du bout de lame. Dans ce cas, une correction de position doit être appliquée pour que l'isodose 50 % corresponde à la taille de champ. Cette correction, directement liée à la forme de l'arrondi du bout de lame, dépend de la distance de la lame par rapport au centre du champ (9, p. 16).

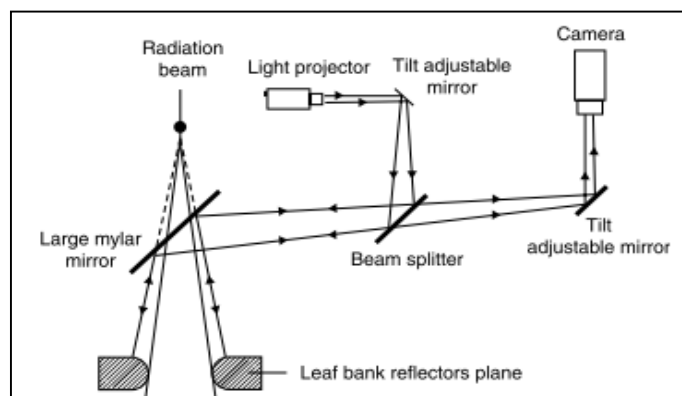


Figure 1-5 : Schéma illustrant la mesure de position des lames pour les MLC Elekta. Issu de (6).

Chez les deux constructeurs, si les paramètres mesurés (en fonction de la dose délivrée et non en fonction du temps) ne correspondent pas aux paramètres attendus à une tolérance près, le faisceau est interrompu pour attendre que le ou les paramètre(s) concerné(s) atteigne(nt) la valeur attendue. Ce contrôle est réalisé tous les 50 ms environ par le système de contrôle du traitement de l'accélérateur (*Treatment Control System*). Les paramètres attendus sont donc interpolés à partir des paramètres définis pour les points de contrôles.

1.2.3. Les contrôles réglementaires

En France, deux types de contrôles réglementaires sont discernés. Ceux imposés par l'ANSM (anciennement AFSSAPS), qui concernent le matériel du centre (TPS et accélérateur), et ceux imposés par l'INCa, appelés critères d'agrément INCa, qui concernent l'organisation du service et les contrôles devant être réalisés pour chaque patient.

1.2.3.1 Contrôles réglementaires ANSM

L'audit dosimétrique externe¹ permet de vérifier l'étalonnage du faisceau et le calcul d'UM réalisé par le TPS pour des géométries de champs simples imposées. Il est piloté par un laboratoire externe agréé qui effectue à distance la lecture de détecteurs TLD irradiés par les physiciens du centre. Il est obligatoire en France depuis 2004. Pour le moment, les techniques propres à la RCMI ne sont pas concernées mais cela devrait être le cas prochainement.

Des contrôles qualité (CQ) périodiques de l'accélérateur² doivent être effectués en interne pour vérifier la justesse des caractéristiques électromécaniques de l'accélérateur d'une part et les caractéristiques dosimétriques des champs de forme simple d'autre part. Le [tableau 1-2](#) regroupe les différents paramètres contrôlés et la périodicité associée.

Paramètre contrôlé	Périodicité
Correspondance axe collimateur et axe faisceau	Mensuelle
Stabilité de la position de l'isocentre avec la rotation du bras	Mensuelle
Justesse du télémètre (affichage de la distance à la source)	Hebdomadaire
Orthogonalité et symétrie des mâchoires du collimateur	Semestrielle
Affichage des dimensions du champ d'irradiation	Hebdomadaire ou mensuelle selon affichage
Echelles angulaires du collimateur et du bras	Hebdomadaire ou mensuelle selon affichage.

¹ JORF n°94 du 21 avril 2004 page 7264 texte n° 11

puis JORF n°187 du 14 août 2007 page 13602 texte n° 35

² JORF n°93 du 20 avril 2004 page 7218 texte n° 15

puis JORF n°209 du 9 septembre 2007 page 14846 texte n° 12

Concordance champ d'irradiation / champ lumineux	Mensuelle bras 0°, annuel 90°, 180°, 270°
Homogénéité et symétrie des faisceaux d'irradiation	Mensuelle bras 0°, annuel 90°, 180°, 270°
Valeur de la pénombre	Semestrielle et après démontage du collimateur
Stabilité de l'énergie (mesure de l'indice de qualité du faisceau)	Mensuelle
Rendement et profils à différentes profondeurs	Annuelle
Cohérence des mesures des 2 chambres moniteur	Mensuelle
Reproductibilité des unités moniteurs	Semestrielle
Proportionnalité des unités moniteurs avec la dose	Semestrielle
Stabilité de l'étalonnage du faisceau	Quotidienne
Déplacement vertical de la table	Semestrielle
Rotation isocentrique de la table	Semestrielle
Rigidité de la table et horizontalité du plateau	Semestrielle
Echelle de position de la table de traitement	Semestrielle
Dispositif annexe du centrage du patient	Mensuelle

Tableau 1-2 : Récapitulatif des contrôles réglementaires à effectuer lors des CQ périodiques de l'accélérateur.

1.2.3.2 Les critères d'agrément INCa

Entre 2003 et 2007, cinq incidents de radiothérapie sont survenus en France à Grenoble, Lyon, Tours, Epinal et Toulouse¹. En réponse, fin 2007 l'INCa a établi une liste de 18 critères d'agrément pour la radiothérapie externe². Applicables depuis 2011³, ils doivent être remplis pour l'obtention de l'autorisation de pratique délivrée pour 5 ans. Ceux qui concernent l'administration du traitement sont :

- critère 13 : « *les paramètres de traitement sont enregistrés et vérifiés par un système informatique dédié* ». Cette opération est assurée par un système d'information dédié au service de radiothérapie, le « *Radiation Oncology Information System* » (ROIS), qui est au cœur du réseau, regroupe les dossiers médicaux des patients (comportant les données nécessaires à la planification, à la réalisation et au suivi du traitement) et assure l'échange des informations. Lors de l'administration d'un faisceau, le ROIS et l'accélérateur échangent en permanence les informations sur les paramètres faisceaux. Ceux-ci sont conservés dans la base de données (« *Record* »), et le système vérifie également qu'ils correspondent bien aux paramètres programmés à la tolérance définie près (« *Verify* »), d'où le nom de fonction « **Record and Verify** » ou R&V. Au niveau de l'accélérateur, les paramètres sont contrôlés tous les 50 ms environ, mais la fonction R&V récupère seulement les paramètres correspondant aux points de contrôle.
- critère 14 : « *l'ensemble des caractéristiques géométriques de chaque nouveau faisceau est vérifié lors de sa première utilisation* ». Pour les traitements non modulés, cette opération est réalisée en prenant une **image portale de chaque faisceau** avec le patient en place, avant ou lors de la première séance de traitement, analysée visuellement par les manipulateurs au pupitre de traitement puis validée par le radiothérapeute avant la séance suivante. Pour les traitements modulés, cette analyse visuelle au pupitre n'est pas possible car les caractéristiques du faisceau évoluent en permanence au cours du traitement.

¹ http://www.irsn.fr/FR/connaissances/Sante/applications-medicales/accidents-sanitaires/accidents-radiotherapie/Pages/2-exemples_accidents_radiotherapie.aspx#.VdIV0ZdtwW4

² http://www.e-cancer.fr/content/download/58314/531708/file/criteres_radiotherapie_160608.pdf

³ Instruction DGOS/R3/INCa n° 2012-297 du 30 juillet 2012

- critère 15 : « une **dosimétrie in vivo (DIV)** est effectuée pour chaque faisceau techniquement mesurable, lors de la première ou de la deuxième séance d'irradiation, ainsi qu'à chacune des modifications du traitement ». Il s'agit d'une vérification globale prenant en compte les étapes de préparation de traitement, jusqu'au transfert des données vers l'appareil de traitement, de mise en place du patient ainsi que d'administration du traitement (43–45). L'approche la plus simple consiste à utiliser des détecteurs ponctuels. Chaque faisceau est contrôlé soit par une mesure de dose à l'entrée du patient, soit par une double mesure réalisée en entrée et en sortie du patient qui permet de déduire la dose à mi-épaisseur du patient. Dans la grande majorité des cas, des diodes sont utilisées, malgré l'inconvénient de devoir utiliser de nombreux facteurs correctifs (46). Plus rarement, des détecteurs TLD ou des mosfets, qui nécessitent moins de facteurs correctifs, sont utilisés. Le désavantage des TLD est d'avoir une lecture différée et de nécessiter une organisation plus complexe. Les mosfet ont l'inconvénient d'avoir une mesure moins répétable, d'avoir une sensibilité qui évolue avec la dose cumulée ce qui implique de réétalonner le détecteur régulièrement, et une durée de vie limitée qui nécessite un changement fréquent. L'utilisation de scintillateurs plastique, qui présentent des avantages prometteurs, est inexistante en routine clinique car aucune solution n'est disponible dans le commerce (47, 48). Une approche originale consiste à recourir à un dosimètre implantable, ce qui permet d'avoir directement accès à la dose délivrée au centre du volume cible ou au centre d'un organe à risque (49, 50). Quand des détecteurs en entrée de faisceaux sont utilisés, du fait de la perturbation de la distribution de dose dans le patient engendrée par la présence du détecteur et de l'ajout de travail qui accompagne la réalisation de la dosimétrie in vivo, le contrôle n'est effectué que pour une des premières séances de traitement. Ce contrôle ne permet donc pas de détecter la survenue d'une erreur aléatoire (c.-à-d. survenant pour une seule séance de traitement), mais la présence d'une erreur systématique qui serait alors présente pour toutes les séances de traitement. Toutes ces solutions de mesures ponctuelles ne sont pas adaptées aux traitements modulés en intensité puisque, la forme du faisceau évoluant continuellement, il n'existe pas de position où le détecteur serait présent dans le champ pour l'intégralité du traitement.

Nous pouvons voir que les contrôles réglementaires actuels ne sont pas adaptés aux traitements RCMI. Nous allons donc voir à présent les contrôles spécifiques à la RCMI.

1.2.4. Contrôles propres aux traitements modulés en intensité

La législation française n'impose aucun contrôle spécifique aux traitements modulés en intensité. Le consensus international, préconisé par les sociétés savantes de physique médicale (18, 51–55) est de réaliser :

- des **contrôles périodiques supplémentaires** afin de détecter certains dysfonctionnements de l'accélérateur qui peuvent avoir un impact beaucoup plus important en RCMI que pour les traitements classiques. Les tests à réaliser dépendent de la technique de traitement utilisée (RCMI *Step & Shoot*, RCMI dynamique avec bras statique ou arcthérapie). Les tests concernent principalement le MLC : la précision de positionnement des lames est testée pour toutes les pratiques de RCMI. Pour les modulations non *Step & Shoot*, les performances dynamiques du MLC pour différents angles de bras et éventuellement pendant la réalisation d'un arc sont testées. La vitesse de rotation du bras et les variations de débits sont également testés si l'arcthérapie est pratiquée.
- le **contrôle du plan de traitement de chaque patient**, alternative de la DIV et des images portales. Actuellement, la solution adoptée par la grande majorité des centres est de réaliser un contrôle en prétraitement sur fantôme. Mais de plus en plus de solutions de contrôles en ligne, c'est-à-dire réalisés avec le patient, sont désormais possibles. Les solutions existantes pour ces deux approches vont être l'objet de la fin de ce chapitre d'introduction.

1.2.4.1 Validation du plan de traitement en prétraitement sur fantôme

Il s'agit d'un contrôle global qui permet de valider par la mesure le bon déroulement de plusieurs étapes de la planification dosimétrique à l'administration du traitement : le calcul de dose du TPS, le bon transfert de données du TPS vers la console de traitement ainsi que la faisabilité du traitement, dépendant de la complexité propre à chaque traitement.

Le fantôme utilisé est couramment homogène et solide. Ce contrôle ne permet donc pas de vérifier la prise en compte des hétérogénéités par l'algorithme de calcul de dose. Le matériau doit être équivalent eau, c'est-à-dire qu'il présente un rapport des coefficients d'atténuation massique eau/matériaux qui ne varie pas avec l'énergie des photons, et un rapport des pouvoirs d'arrêt également constant avec l'énergie des électrons. Il doit au minimum permettre d'effectuer une mesure ponctuelle de dose absolue, pour contrôler la valeur de la dose délivrée, et une mesure dans un plan de la dose relative, pour contrôler la distribution spatiale de la dose délivrée. Différents détecteurs sont classiquement utilisés (56) (figure 1-6) :

- dans les cas d'un **fantôme non équipé d'électronique intégrée**, comme un simple cube de plaques d'un matériau équivalent eau, une chambre d'ionisation est utilisée pour effectuer la mesure absolue et un film radiosensible permet la mesure de la dose relative.
- de nombreux **détecteurs 2D dédiés, matrice de détecteurs ponctuels avec électronique intégrée**, sont présents sur le marché. Il existe des modèles de matrice de chambres d'ionisation : Seven29 de PTW, aussi appelée 2D-ARRAY Type 10024 qui a ensuite été remplacé par le détecteur Octavius 1500 (57–59) ; et détecteur Matrixx de Scanditronix devenu IBA (60, 61). Un modèle de matrice de diodes : MapCheck puis MapCheck2 de SunNuclear (62–64). Et un modèle de matrice de chambres d'ionisation liquide, Octavius 1000SRS de PTW (65), dédié aux traitements en conditions de stéréotaxie nécessitant une meilleure résolution spatiale.
- deux détecteurs **pseudo-3D**, matrices de diodes, sont également commercialisés (66). Ce sont tous les deux des fantômes cylindriques. Le Delta4-PT (Scandidos) comporte deux plans de diodes positionnés en croix, et le modèle ArcCHECK (SunNuclear) comporte des diodes disposées hélicoïdalement sur une surface pseudo-cylindrique. Le tableau 1-3 résume les caractéristiques des détecteurs disponibles dans le commerce en 2014.
- le recours à l'**imageur portal** est également fréquent (67). Plusieurs approches sont possibles et ne seront pas détaillées ici car elles sont proches de celles utilisées pour les contrôles en ligne (voir 1.2.4.2).
- enfin, des solutions de **dosimétrie tridimensionnelle** existent. Les articles de revue de la conférence internationale sur la dosimétrie tridimensionnelle IC3DDose, biennale dont la dernière édition date de 2014, sont une riche source d'informations sur ce sujet (68). Deux familles de dosimétrie tridimensionnelle sont distinguables, selon si la mesure est réellement réalisée en 3D, ou si une mesure 2D ou pseudo-3D est exploitée pour calculer une répartition de dose 3D.

	MapCHECK [®] 2 (Sun Nuclear)	Matrixx ^{Evolution} (IBA Dosimetry)	OCTAVIUS [®] 1500 /OCTAVIUS [®] 4D (PTW)	ArcCHECK [®] (Sun Nuclear)	Delta ⁴ (Scandidos)
Phantom shape	2D array	2D array	2D array/Cylinder	Cylinder	Cylinder
Detector	Diode	Ion chamber	Ion chamber	Diode	Diode
Detector area (mm ²)	0.64	15.9	19.4	0.64	0.78
Detector vol. (cm ³)	0.000019	0.08	0.06	0.000019	0.000039
Detector dist. (mm)	7.07	7.62	7.1	10	5/10
No. of detectors	1527	1020	1405	1386	1069
Detector pattern	Plane	Plane	Plane	Cylinder	2 orth. planes
Max field size (cm)	32 x 26	24.4 x 24.4	27 x 27	27	20
Weight (kg)	7.1		6/29	16	27

Tableau 1-3 : Récapitulatif des caractéristiques des détecteurs 2D et pseudo-3D disponibles dans le commerce en 2014.

Issu de (69).

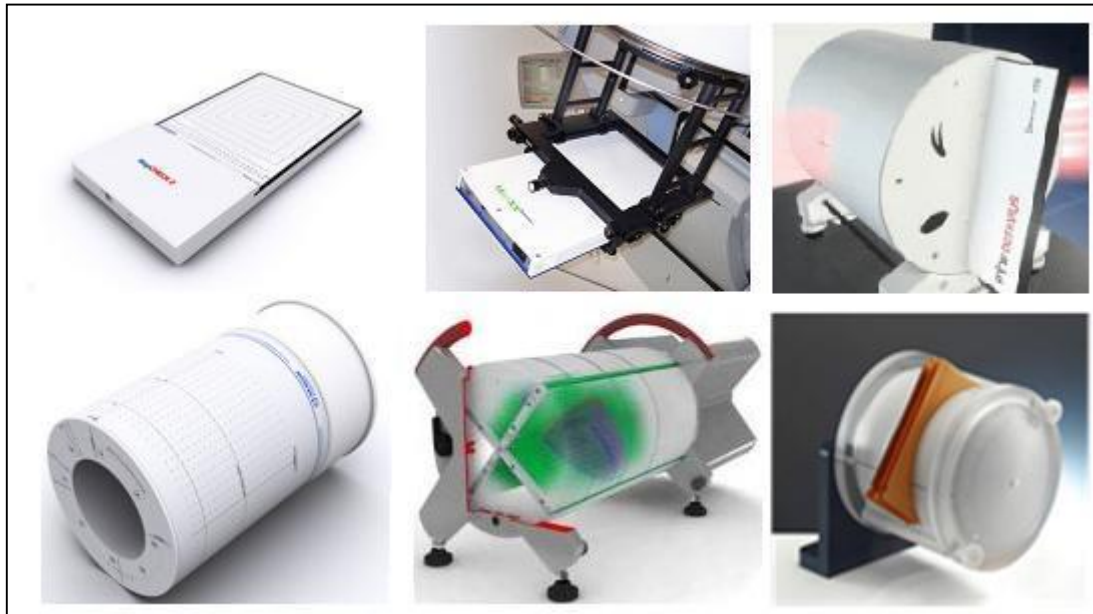


Figure 1-6 : Représentations des différents détecteurs 2D et pseudo-3D dédiés aux contrôles des plans patient RCMI en prétraitement. En haut, de gauche à droite : MapCHECK (SunNuclear), Matrixx embarqué (IBA), détecteur Seven79 dans le fantôme Octavius (PTW). En bas, de gauche à droite = ArcCHECK (SunNuclear), Delta4PT (Scandidos) et fantôme cylindrique avec films.

Le contrôle peut être réalisé indépendamment pour chaque faisceau ou pour l'intégralité des faisceaux, et avec le bras en position de traitement ou maintenu à 0° . Cela permet, quand un détecteur matriciel 2D placé sur la table est utilisé, d'avoir le faisceau toujours perpendiculaire au plan de détection, et ainsi d'éviter les déviations de mesure de dose dues à la dépendance angulaire de réponse du détecteur (70). Pour comparer deux distributions de dose bidimensionnelles, une analyse en écart de dose ou en écart de distance peut être faite selon que l'on se situe dans une région de faible ou de fort gradient de dose. Plus couramment, une analyse en indice gamma (71), qui combine les deux notions, est généralement réalisée en routine clinique. Certains logiciels proposent également de faire une analyse segment par segment. Chaque acquisition est alors celle du faisceau non-modulé mais avec une forme complexe.

Il est difficile, à partir de ces comparaisons de dose 2D, d'évaluer l'impact clinique d'un éventuel écart de dose observé. Le critère couramment accepté est d'avoir plus de 95% des points étudiés qui ont un indice gamma inférieur à 1, pour une tolérance en dose de 2 à 4% et une tolérance en distance de 2 à 4 mm selon la technique utilisée et la localisation traitée. Plusieurs équipes ont récemment étudié la corrélation entre ces comparaisons dosimétriques 2D à l'aide du gamma index et des comparaisons dosimétriques 3D reposant sur l'analyse d'Histogramme Dose Volume¹ (72–78). Elles concluent qu'il y a peu de corrélation. Ainsi, la tendance actuelle est de privilégier un contrôle tridimensionnel. Les constructeurs ont donc récemment rendu disponibles sur le marché des solutions permettant de déduire, à partir de l'image scanner du patient et des mesures de doses acquises sur fantômes, la dose 3D qui aurait été délivrée au patient. Les solutions logicielles associées aux détecteurs 2D et pseudo-3D déjà présentés sont : Compass pour le détecteur Matrixx (79), voir 2.2.5), Octavius VerySoft pour les détecteurs PTW (80), 3DVH pour les détecteurs de SunNuclear (74) et Delta4DVH pour le détecteur Delta4-PT (81). D'autres logiciels réalisent la même fonction mais à partir de la mesure d'un film radiosensible ou de la mesure d'un EPID : Dosimetry Check de Math Resolution (82), et EPIDose de Sun Nuclear (tableau 1-4). Pour pouvoir acquérir les mesures avec les vrais angles de bras tout en ayant le détecteur orthogonal au faisceau, des systèmes supplémentaires

¹ Un Histogramme Dose Volume cumulatif est la représentation en ordonnée du pourcentage en volume d'une structure d'intérêt (volume cible ou organe à risque) recevant une dose au moins égale à une valeur donnée (axe des abscisses). C'est leur étude qui permet de valider ou non un plan de traitement.

doivent être utilisés. Le détecteur Matrixx d'IBA doit être embarqué, maintenu solidaire de l'accélérateur, et le détecteur PTW est inséré dans un fantôme cylindrique animé d'un mouvement circulaire asservi au mouvement du bras.

Software	3DVH [®] /EPIDose [™] (Sun Nuclear)	COMPASS (IBA Dosimetry)	Dosimetry Check [™] (Math Resolutions)	VenSoft [®] (PTW)	Delta ^{4D} [™] (ScandiDos)
Compatible with	MapCHECK [®] , ArcCHECK [®] and EPIDs	MatriXX ^{Evolution}	EPIDs and other 2D arrays and 3D phantoms	OCTAVIUS [®] 4D	Delta ⁴

Tableau 1-4 : Récapitulatif des logiciels associés aux détecteurs 2D et pseudo-3D permettant une évaluation tridimensionnelle de la dose dans le patient à partir d'une mesure bidimensionnelle acquise dans un fantôme. Issu de (69).

Ces contrôles étant réalisés en prétraitement, ils ne permettent pas de détecter des erreurs aléatoires pouvant survenir en cours de traitement. Seul un contrôle en temps réel réalisé pour toutes les séances de traitement pendant l'irradiation du patient le permettrait. Actuellement, principalement trois approches sont en développement et vont maintenant être détaillées. La première possibilité, ne reposant pas sur une mesure réalisée dans le faisceau, est l'exploitation des paramètres enregistrés par l'accélérateur. La seconde consiste à détourner l'utilisation de l'imageur portal. Et la troisième est l'utilisation d'un détecteur amont dédié au contrôle de la fluence délivrée, placé en sortie de la tête de l'accélérateur.

1.2.4.2 Le contrôle en ligne du plan de traitement

Exploitation des données mesurées par l'accélérateur

Nous avons vu en 1.2.2.b que les accélérateurs linéaires, via le système de contrôle du traitement, mesurent en temps réel toutes les 50 ms environ certains paramètres de l'irradiation. Principalement le nombre d'UM délivré, les positions des éléments de collimation (lames et mâchoires) et les angles du bras et du collimateur sont relevés. Ces paramètres peuvent être récupérés via des fichiers appelé *log files*¹ pour les deux constructeurs. Nous avons également vu en 1.2.3.2 que les paramètres enregistrés par l'accélérateur sont transférés à un logiciel externe, le R&V. La fiabilité des données récupérées a été montrée par plusieurs équipes (83–85). La possibilité de les exploiter pour contrôler en ligne le bon déroulement d'un traitement IMRT a également été démontrée. L'analyse peut être réalisée directement au niveau des paramètres enregistrés, qui sont comparés aux paramètres attendus (27, 86–90). Les solutions plus avancées permettent de calculer la dose tridimensionnelle dans le patient, grâce au recours à un code de calcul dédié ou au TPS utilisé en clinique, et en exploitant soit les données patient du scanner de référence soit le CBCT du jour (85, 91–94).

On peut reprocher à cette approche de ne pas réaliser un contrôle indépendant de l'accélérateur. Plus particulièrement, la façon dont sont relevées les positions des éléments de collimation est critiquable. Les positions sont déduites de la mesure des systèmes de contrôle décrits précédemment. Ainsi, si une erreur de calibration existe, elle ne sera pas détectée. Pour contrôler réellement la forme du faisceau, la seule solution est d'effectuer une mesure de rayonnement à l'aide d'un détecteur interceptant intégralement le faisceau.

Exploitation de l'imageur portal

L'utilisation première de l'imageur portal est la réalisation d'une image anatomique du patient afin de vérifier son positionnement sous le faisceau. Cependant, l'acquisition d'un cliché en cours de traitement contient, en plus de l'information morphologique du patient, une information sur le traitement administré, et il est

¹ L'accès aux fichiers est plus facile pour les modèles Varian, ce qui explique sans doute que dans la littérature on trouve beaucoup plus d'études exploitant les fichiers Varian, appelés DynaLog.

possible d'utiliser l'EPID pour des applications de dosimétrie. Les informations reportées ici sont issues de l'article de revue d'Antonuk datant de 2002 (95), et des sections 14.3.2.2 et 40.1 du *Handbook of Radiotherapy Physics : Theory and Practice* (6).

La majorité des EPID sont aujourd'hui des détecteurs au silicium amorphe. Ils sont composés d'une fine couche en métal (généralement du cuivre) qui convertit les photons de haute énergie en électrons Compton, d'un écran phosphore ($Gd_2O_3:Tb$) qui émet de la lumière visible par scintillation suite à l'ionisation due au passage des électrons, et d'une matrice de détection 2D avec des pixels de l'ordre de 500 μm . Un pixel, intégré dans le silicium amorphe, est un couple composé d'une photodiode et d'un transistor à effet de champ qui permet de contrôler la décharge de la photodiode. Le principal inconvénient de ces imageurs, pour les applications dosimétriques, est la présence du phosphore de densité électronique élevée qui rend l'EPID plus sensible que l'eau aux photons de basse énergie. Egalement, la profondeur équivalente de mesure est de 9 mm, donc dans le *build-up* où l'incertitude sur la mesure de la dose est plus importante car d'une part l'équilibre électronique longitudinal n'est pas établi et d'autre part le gradient de dose est important. La mesure est donc influencée par l'orientation du panneau par rapport à l'axe du faisceau. Des phénomènes de retard d'image (*Image Lag*) et de rémanence (*Ghosting Effect*) existent aussi. Enfin, le rétrodiffusé n'est pas homogène sur toute la surface puisque différentes pièces sont positionnées sous l'imageur, et en particulier le bras qui relie l'imageur à l'accélérateur.

A partir d'une acquisition, trois images différentes peuvent être produites :

- **l'image brute.** La valeur d'un pixel de l'image est proportionnelle à l'énergie déposée dans la photodiode correspondante.
- **l'image en niveau de gris**, déterminée à partir de l'image brute à laquelle trois corrections sont appliquées. En premier, les pixels défectueux sont corrigés par interpolation des pixels voisins (« *pixel default map* »). Puis l'image du bruit de fond (« *Dark Field* » ou « *offset* ») est soustraite. Et enfin, les différences de gain des couples photodiode-transistor sont corrigées. Pour cette dernière correction, l'image acquise pour la plus grande taille de champ est exploitée (image « *Flood Field* » ou *gain*), en considérant que celle-ci est acquise avec un faisceau homogène alors qu'en réalité le faisceau présente des « cornes ». Cette hypothèse est acceptable pour le repositionnement du patient, elle ne l'est pas pour les applications dosimétriques.
- **l'image en dose**, aussi appelée dose portale, qui correspond à la dose qui serait déposée à une profondeur de 9 mm dans un volume d'eau qui serait placé au niveau de l'EPID à la place de celui-ci. Il n'y a pas de proportionnalité entre l'image en niveau de gris et l'image en dose, d'une part à cause de la correction de gain qui repose sur l'hypothèse de faisceau homogène et d'autre part à cause des propriétés de l'EPID :
 - o l'EPID est composé de matériaux de numéros atomiques et de densité électroniques supérieurs à ceux de l'eau. L'énergie déposée par les photons de basse énergie dans le volume sensible correspondant à un pixel du détecteur est nettement plus importante que celle qui aurait été déposée dans ce même volume sensible positionné dans un volume d'eau. La réponse de l'EPID surestime la contribution des photons de basse énergie. Les photons de basses énergies qui atteignent le détecteur sont principalement les photons diffusés issus d'interactions dans le patient, dont la proportion par rapport aux photons primaires dépend de la taille de champ et de l'épaisseur du patient. De plus, la proportion du diffusé n'est pas homogène spatialement : elle est moins importante au centre du faisceau qu'en périphérie, et la forme de cette décroissance évolue avec la distance entre la sortie du patient et le détecteur.
 - o le retard d'image et la rémanence entraînent également des non linéarités entre la mesure en niveau de gris et la dose. La conséquence est une dépendance au débit de dose et, pour des faisceaux de petits nombre d'UM (< 10 UM), à la quantité de dose déposée.
 - o l'acquisition séquentielle de l'image, typique d'un capteur plan (96), peut aussi être à l'origine de non linéarité avec le débit de dose et la durée de l'irradiation.

Ainsi, pour déduire l'image en dose à partir de l'image en niveau de gris, des corrections tenant compte de la taille de champ, de l'épaisseur du patient ou de son anatomie réelle, de la distance entre la sortie du patient et le détecteur, du débit de dose, du nombre d'UM et de la durée d'irradiation doivent être appliquées. Cette opération est donc délicate et repose sur un étalonnage dosimétrique de l'EPID basé sur des mesures acquises dans différentes conditions, avec une chambre d'ionisation placée dans un volume d'eau positionné au niveau de l'EPID.

Les mesures réalisées avec l'imageur portal pendant l'irradiation du traitement permettent une évaluation de la dose délivrée au patient. Les différentes approches vont être très brièvement décrites ici, les informations complètes peuvent être trouvées dans l'article de revue de W. Van Elmpt sur l'utilisation des EPID pour la dosimétrie, datant de 2008 (67). Des travaux plus récentes sont également résumés par McCurdy en 2013 (97). Trois méthodes existent :

- la première méthode est une **comparaison au niveau de l'EPID**. Deux stratégies sont possibles. L'image en niveau de gris peut être prédite à l'aide d'un logiciel dédié non commercial (simulation de Monte-Carlo par exemple) et comparée à l'image acquise par l'EPID. Ou bien l'image acquise par l'EPID en niveaux de gris est convertie en image en dose, comme décrit précédemment, puis comparée à la dose prédite par le TPS.
- une autre approche consiste à calculer la **dose dans le patient par rétroprojection** de la mesure obtenue au niveau de l'imageur portal. Cette méthode est appelée méthode de rétroprojection ou encore dosimétrie *in vivo* de sortie. La première étape consiste à convertir l'image en niveau de gris en image de dose. Puis cette dose est rétroprojetée, pour obtenir la dose à une profondeur donnée dans le patient ou dans un fantôme, tenant compte de l'effet de l'inverse carré des distances, de l'atténuation et de la diffusion des photons dans le patient.
- enfin, la dernière approche consiste à déterminer la **fluence délivrée par l'accélérateur** pour ensuite reconstruire la dose en 3D dans le patient. Deux approches sont possibles. La première exploite l'image intégrée et consiste à estimer, à partir de l'image en dose au niveau du détecteur, la fluence primaire atteignant le détecteur, par exemple à l'aide d'un calcul itératif de la contribution des photons diffusés dans le patient ou par calcul Monte-Carlo. Cette fluence primaire est dans un second temps rétroprojetée par correction de l'inverse carré des distances et de l'atténuation à travers le patient, à l'aide des données anatomiques du patient, pour obtenir la fluence délivrée par l'accélérateur en amont du patient. Les données anatomiques utilisées sont soit celles du scanner de référence soit celles du CBCT du jour. Le dépôt de dose en 3D dans le patient est alors calculé, soit à l'aide du TPS, soit en utilisant d'autres algorithmes de dépôt de dose. La deuxième approche exploite les « images instantanées » en niveau de gris et consiste à déterminer la forme du champ d'irradiation à chaque instant. La fluence primaire intégrée peut donc être déterminée et utilisée pour effectuer le calcul de dose 3D.

En 25 ans de recherche, les techniques de dosimétries *in vivo* portal se sont largement répandues et diversifiées et présentent des résultats prometteurs. L'équipe du *Netherland Cancer Institute* est particulièrement pionnière sur le sujet et pratique la dosimétrie *in vivo* portal en routine clinique pour les traitements modulés ou non depuis déjà plusieurs années (98–101). Cependant, dans la majorité des techniques utilisées, le facteur limitant est la première étape qui consiste à convertir l'image en niveau de gris en image en dose. L'EPID est loin d'être un dosimètre idéal, et cela tout simplement car il n'a pas été conçu dans cette optique et que ses caractéristiques ont été optimisées pour réaliser des images de repositionnement de bonne qualité. Avec le développement des imageurs RX additionnels, qui assurent le repositionnement du patient, il est possible d'imaginer de remplacer l'imageur portal par un détecteur dédié à la dosimétrie *in vivo*, qui ne présenterait pas les inconvénients des détecteurs actuels au silicium amorphe. Différentes approches sont présentées dans la littérature (102–104). Un autre point limitant est le manque de précision du positionnement de l'EPID : la position de l'imageur par rapport au centre du faisceau varie avec l'angle de rotation du bras.

Egalement, la mesure avec l'imageur portal étant réalisée sous le patient, il est difficile de séparer, en cas d'erreur détectée, la contribution du changement d'anatomie du patient et celle de l'erreur de fluence délivrée par l'accélérateur. Aussi, nous avons vu que les solutions de dosimétrie *in vivo* portale les plus récentes passent par une étape de détermination de la fluence délivrée par l'accélérateur avant d'en déduire la dose délivrée en 3D dans le patient. On comprend donc que, en parallèle du développement de la dosimétrie *in vivo* portale, l'idée d'utiliser un détecteur dédié au contrôle du faisceau s'est également développée. Ce nouveau type de détecteur est solidaire de l'accélérateur, placé au niveau de la sortie de la tête, en amont du patient. Utilisés sans imageur RX additionnel, ces deux détecteurs jouent des rôles complémentaires : le détecteur amont permet de détecter une déviation des caractéristiques du faisceau, et l'imageur portal permet alors de détecter une déviation de l'anatomie du patient. Avec l'imageur RX additionnel, il est possible soit d'utiliser les deux détecteurs, pour faire un contrôle redondant, soit d'utiliser l'un ou l'autre seulement. Le chapitre suivant va être dédié à la présentation détaillée de ce type de détecteur, appelé détecteur amont, avant de présenter le projet qui a été l'objet de la thèse : le projet TraDeRa.

1.3. Conclusion du chapitre

La première partie de ce chapitre d'introduction a été consacrée à la présentation du faisceau de photons clinique. Le fonctionnement de l'accélérateur permettant son obtention a été expliqué et les éléments présents dans la tête d'irradiation ont été décrits. Après un bref rappel sur les interactions rayonnement matière, sur les grandeurs dosimétriques et sur la mesure de la dose, le faisceau de photons a été décrit. Les différentes composantes du faisceau en sortie d'accélérateur ont été présentées, et les formalismes permettant de caractériser le faisceau en dose absolue et en dose relative ont été introduits.

La deuxième partie du chapitre a ensuite été consacrée aux contrôles mis en place pour prévenir la survenue d'incident. Ils ont été divisés en trois catégories : ceux effectués par l'accélérateur lui-même, ceux demandés par la législation française et ceux spécifiques aux traitements modulés en intensité, préconisés par les sociétés savantes.

Nous allons maintenant nous intéresser aux détecteurs positionnés en sortie d'accélérateur, dédiés au suivi en ligne et en temps réel de la fluence délivrée par l'accélérateur, dont le besoin est apparu avec la démocratisation de la pratique des traitements modulés.

Chapitre 2

Le projet TraDeRa : développement d'un détecteur amont de contrôle de fluence délivrée

2. Le projet TraDeRa : développement d'un détecteur amont de contrôle de fluence délivrée

L'objectif de ce chapitre est de présenter le projet TraDeRa (*Transparent Detector for Radiotherapy*), objet de ce travail de thèse. Pour commencer, le rôle d'un détecteur amont est expliqué. Un état de l'art des solutions existantes ou en développement est ensuite réalisé, avant que le projet TraDeRa soit présenté.

2.1. Les détecteurs amonts : rôle et utilisation

2.1.1. Rôle d'un détecteur amont de contrôle de fluence délivrée

Le rôle d'un détecteur amont est de détecter une erreur d'administration du traitement. Bien que principalement dédié au contrôle en ligne des faisceaux modulés, il peut également être utilisé pour réaliser un contrôle de faisceaux non modulés. Il peut également être exploité pour réaliser un suivi périodique du faisceau. Il est même possible d'imaginer que le contrôle en continu, effectué pendant les traitements des patients, remplace certains contrôles périodiques comme la vérification de la symétrie et de l'homogénéité du champ et la vérification de la justesse de positionnement des éléments de collimation.

Pour pouvoir contrôler la fluence délivrée durant le traitement d'un patient, la mesure du détecteur doit être comparée à une référence. Celle-ci peut être **une mesure de référence**, acquise sans patient, en prétraitement, pendant la réalisation du contrôle patient sur fantôme. La validité de la mesure réalisée sur fantôme entraîne la validité de la mesure de référence du détecteur amont. Une approche plus avantageuse consiste à réaliser **un calcul prédictif de la mesure attendue**. Cette solution diminue la charge de travail, et surtout elle est compatible avec les techniques de *tracking* ou de radiothérapie adaptative, pour lesquelles les paramètres du traitement délivré sont adaptés au mouvement respiratoire du patient ou à son anatomie qui peut évoluer au cours du traitement. Pour ces techniques, le plan de traitement n'est pas identique pour toutes les séances, et il n'est donc pas possible d'avoir recourt à une mesure réalisée en prétraitement.

On peut imaginer différents fonctionnements de détecteur. Le plus simple réalise **une unique mesure par faisceau**, intégrée sur toute la surface du faisceau et pendant toute la durée d'irradiation. Dans ce cas, il est possible de détecter des non-conformités, mais il est impossible de les identifier. Certaines non-conformités peuvent également se compenser et ainsi ne pas être détectées. Le plus complexe réalise **une mesure segmentée dans l'espace et dans le temps**, ce qui revient à acquérir le film du faisceau. On sait donc où il y a une déviation entre la mesure attendue et la mesure réalisée, et à quel moment. Ce pose alors la question de l'impact dosimétrique, pour le patient, de la non-conformité détectée.

2.1.2. Exploitation de la réponse du détecteur pour déterminer la dose dans le patient

L'impact dosimétrique d'une non-conformité est difficile à évaluer puisqu'une même erreur peut conduire à différentes conséquences dosimétriques. C'est particulièrement le cas des erreurs de position des lames du MLC pour les traitements modulés, sujet qui fait l'objet de plusieurs publications.

2.1.2.1 Impact et évaluation dosimétrique d'une non-conformité de MLC

L'impact d'une erreur systématique, constante et commune à toutes les lames, et l'impact d'erreurs aléatoires, différentes pour chaque lame, ont été étudiés (105–113). Ces types d'erreur peuvent se rencontrer en clinique en cas d'erreur d'étalonnage de une ou de l'ensemble des lames du MLC. En cas de décalage de l'ensemble

des lames, toutes les études montrent une relation linéaire entre l'écart en dose engendré, et la valeur du décalage. Le facteur de proportionnalité varie d'une étude à l'autre, car il dépend du degré de modulation du traitement, donc du type de traitement (RCMI statique ou dynamique, IMAT) et de la localisation.

Pour le cas simple d'une fente glissante, T. LoSasso (114) a établi que l'erreur relative sur la dose ponctuelle à l'axe est proportionnelle à l'erreur de position de l'ensemble des lames et inversement proportionnelle à la largeur de la fente : $\Delta D/D$ (%) \propto Erreur/ L_{fente} . Ainsi, pour une fente de 2 cm, une erreur de 1 mm conduit à un écart de dose de 5 % (figure 2-1).

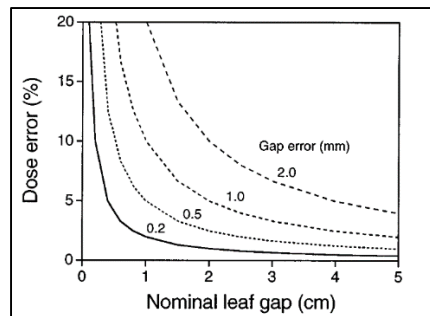


Figure 2-1 : Evolution, pour des fentes glissantes, de l'écart relatif de dose à l'isocentre en fonction de la largeur nominale de la fente, dans le cas d'erreurs sur la largeur de la fente de 0,2 à 2 mm. Issu de (114) .

Au cours de cette thèse, un travail a été réalisé sous ma supervision dans le cadre du stage de Master 2 d'Emilie Guettet. Le but était d'étudier la possibilité d'établir une relation simple reliant la valeur d'un décalage systématique et uniforme de l'ensemble des lames à la déviation en dose engendrée dans le PTV. Nous voulions établir une équation analogue à celle établie par T. Lossaso *et al.* pour les fentes glissantes, mais pour des traitements réels. Une approche équivalente est décrite dans la littérature par P. Zygmansky *et al.* (115). L'intégralité du traitement doit être résumée par un unique paramètre, qui remplacerait la largeur de la fente dans la formule de T. LoSasso. Les travaux réalisés et les résultats obtenus sont présentés dans l'annexe A (voir p.155) sous la forme du rapport de stage d'Emilie. Nous avons retenu comme paramètre unique pour caractériser le traitement le « Gap Moyen Pondéré par les UM ». Ce paramètre représente l'ouverture moyenne des paires de lames intervenant dans la modulation d'intensité, en prenant en compte la fraction d'UM correspondant à chaque ouverture. Mais résumer l'intégralité du traitement à un seul paramètre est réducteur, et la relation permet seulement d'évaluer à 10% près l'écart de dose engendré au PTV. Le fait de ne pas considérer l'impact de l'erreur sur les organes à risque peut également être reproché à cette approche simple.

2.1.2.2 De la mesure du détecteur à la dose dans le patient

Nous avons vu en 1.2.4.1 que, pour les contrôles des traitements RCMI réalisés en prétraitement, la tendance actuelle est de privilégier l'étude de dose 3D dans le patient à l'étude de dose 2D dans le plan de mesure. Le calcul de la dose dans le patient à partir de la réponse d'un détecteur amont peut être possible mais cette opération n'est pas triviale. Le détecteur doit nécessairement fournir une information spatiale, donc être pixélisé. Deux approches sont envisageables :

- soit il est possible de déduire les trois composantes de la fluence (photons primaires, photons diffusés tête et électrons de contamination) à partir de la mesure intégrée dans le temps, pour le faisceau complet en RCMI ou une section d'arc en IMAT. La distribution de dose peut donc être calculée, avec les mêmes algorithmes que ceux utilisés par les logiciels TPS.
- soit, de façon analogue aux contrôles en ligne utilisant les paramètres mesurés par l'accélérateur disponibles dans les fichiers *log*, les fluences intégrées des 3 composantes du faisceau peuvent être calculées à partir du suivi des caractéristiques du faisceau au cours de l'irradiation, principalement de la forme du champ.

Dans les deux cas, l'inclinaison du bras et la rotation de la tête de l'accélérateur doivent également être connues : un inclinomètre doit donc être associé au détecteur.

Avant de présenter notre projet de détecteur, nous allons faire ici un état de l'art des solutions existantes, en les classant par ordre chronologique d'apparition.

2.2. Etat de l'art des détecteurs amonts

2.2.1. Chambre plane intégrale

Le premier détecteur dédié au contrôle de l'administration du traitement en temps réel date de 1996 et a été décrit par B.R. Paliwal, de l'équipe de l'université du Wisconsin Madison (116). A cette époque, les traitements de RCMi n'étaient pas pratiqués et ce détecteur était donc dédié au contrôle de champs statiques. Il ne s'agissait pas encore d'un détecteur 2D mais d'une simple chambre d'ionisation à face parallèle, solidaire de la tête de traitement. Il permettait de détecter des erreurs telles qu'une erreur d'unité moniteur, une mauvaise taille de champ, l'oubli d'un cache ou d'un filtre.

2.2.2. Chambre liquide pixélisée

En 2003, K. Eberle de l'institut de physique nucléaire de Karlsruhe, publie les premiers résultats obtenus avec un prototype de détecteur 2D de chambre d'ionisation liquide pixélisée, fonctionnant avec du TetraMethylPentane (TMP) purifié (117) (figure 2-2). La zone sensible est constituée de 24 x 20 pixels carrés de 3,3 mm de côté avec un pas de 3,5 mm. La fréquence d'acquisition d'une image est de 10 Hz. L'atténuation n'est pas précisée, mais le détecteur étant composé entre autres d'un circuit imprimé multicouches et d'une zone sensible de 5 mm de TMP, l'estimation de son atténuation est de l'ordre de 5 %. La détermination de la taille de champ est réalisée à partir de l'analyse de profils, en réalisant un ajustement linéaire avec la fonction erreur¹ (118). L'écart moyen, entre position attendue et position mesurée, vaut - 0,243 mm, avec un écart-type de 0,134 mm. Le détecteur présente une dépendance au débit de dose typique des détecteurs liquides, due à l'efficacité de collection des charges : le courant mesuré est doublé en passant d'un débit de dose de 0,2 à 0,6 Gy/min. Cette dépendance n'est pas présentée comme un facteur limitant car elle peut être corrigée à partir de la connaissance de la fonction puissance qui la caractérise. Cependant, cette dépendance au débit de dose, et le manque de simplicité d'utilisation (TMP purifié nécessaire), peuvent expliquer que, depuis la communication des premiers travaux il y a plus de dix ans, aucun autre article n'ait été publié sur le projet.

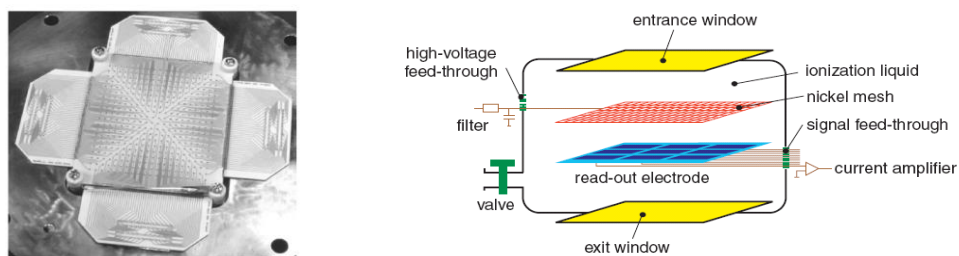


Figure 2-2 : Photo et schéma du prototype de chambre d'ionisation liquide développé par K. Eberle. Figures extraites de la référence (117).

¹ La fonction erreur est l'intégrale d'une gaussienne et sera détaillée dans le chapitre V du manuscrit.

2.2.3. Le détecteur plan (imageur portal)

En 2006, B.M. Hesse du DKFZ (*Deutsches Krebsforschungszentrum*) de Heidelberg dépose un brevet concernant un dispositif d'imagerie RX embarqué sur un accélérateur, avec le générateur RX situé en vis-à-vis de la tête de l'accélérateur et le détecteur plan correspondant, rétractable, positionné juste en sortie de la tête de l'accélérateur (119–121) ([figure 2-3](#)). Cette configuration présente plusieurs intérêts. D'une part le système d'imagerie voit les mouvements du volume cible dans le plan orthogonal au faisceau, information la plus pertinente pour réaliser un traitement en *tracking*, ce qui n'est pas le cas des systèmes montés à 90° de la tête. D'autre part le détecteur plan situé en sortie de l'accélérateur à une double utilité puisqu'il permet également le suivi de la fluence délivrée par l'accélérateur. Ce système a fait l'objet de plusieurs présentations orales ou affichées lors de congrès internationaux. Le détecteur utilisé est l'imageur portal au silicium amorphe utilisé sur les accélérateurs Siemens. Dans un article qui étudie l'utilisation du système pour l'acquisition de CBCT et non pour le suivi de fluence délivrée, il est indiqué que pour prendre en compte la présence du détecteur les UM des traitements doivent être multipliées par 1,18, suggérant que le détecteur atténue le faisceau de 18 % (122). Sa présence est donc loin d'être négligeable. C'est pourquoi ils proposent une utilisation du détecteur pour l'application de suivi de fluence pour seulement la ou les quelques première(s) séance(s) de traitement. Plus récemment, la possibilité de modifier l'imageur portal commercial pour l'application visée a été étudiée par simulations de Monte-Carlo (123).



Figure 2-3 : Photo du prototype de détecteur plan positionné en sortie d'accélérateur développé au DKFZ.

2.2.4. La chambre David de PTW

Apparue sur le marché en 2007, la chambre DAVID (*Device for Advanced Verification of IMRT Deliveries*) proposée par la société PTW est un détecteur gazeux pour lequel l'anode est un ensemble de fils parallèles situés à l'aplomb de chaque paire de lame du MLC (124–126). Les fils sont situés dans une couche d'air de 2 mm d'épaisseur, entouré de part et d'autre par des plaques de PMMA de 4 mm d'épaisseur sur lesquelles une couche d'aluminium a été déposée, suffisamment mince pour assurer la transparence aux photons lumineux ([figure 2-4](#)). Les caractéristiques annoncées par le fabricant sont une résolution spatiale de 0,5 mm pour un champ à la peau du patient de 10 cm x 10 cm, ou de 1 mm pour un champ de 20 cm de côté, une atténuation de 4,7% pour un faisceau de 6 MV et une période d'échantillonnage de 1 sec. L'atténuation du faisceau, déduite de mesure de dose avec et sans détecteur dans un fantôme de plaques à 10 cm de profondeur, est indépendante de la distance source peau, mais varie avec la taille de champ et l'énergie : elle vaut entre 6,1 et 7,2 % pour un faisceau de 6 MV et entre 4,5 et 5,3% pour un faisceau de 10 MV. La dose à la peau a été évaluée en mesurant les doses à 1,5 et 3,5 mm de profondeur. Elle augmente avec la taille de

champ et diminue avec la distance source-peau. Pour un champ de 20 cm x 20 cm, l'introduction du détecteur dans un faisceau 6 MV augmente la dose à 1,5 mm de 6 % en DSP 70 cm et de 2 % en DSP 100 cm, et pour un faisceau 10 MV l'augmentation est de 13 % à 70 cm et 5 % en DSP 100 cm.

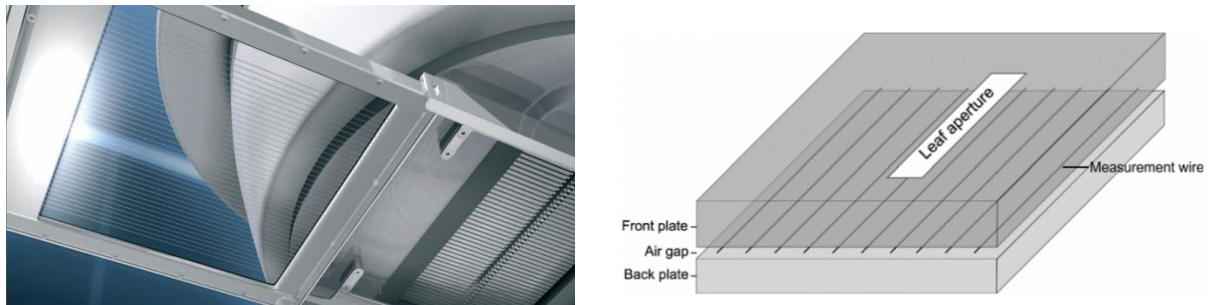


Figure 2-4 : Photo et schéma du détecteur David, extrait de (127).

Pour améliorer la capacité de détection des erreurs propres à chaque paire de lames, une déconvolution itérative peut être réalisée (127). Grâce à cette étape, le signal mesuré par chaque fil ne dépend quasiment plus que de l'ouverture de la paire de lame à son aplomb. Sans déconvolution, pour une mesure acquise avec seulement 1 paire de lame ouverte sur 20 cm, si la mesure du fil à l'aplomb de la paire ouverte est normalisée à 100 %, le signal mesuré sur le fil voisin est de 21 % en 6 MV et 22 % en 10 MV.

L'utilisation proposée au départ reposait sur une mesure de référence, acquise lors de la réalisation du contrôle en prétraitement sur fantôme, à laquelle pour chaque séance de traitement la mesure du jour va être comparée. Un article de 2014 (128) présente un outil permettant de prédire la réponse du détecteur. L'approche utilisée est simple. Pour chaque segment du faisceau, le signal de chaque fil est proportionnel au nombre d'UM et à la somme pondérée de l'ouverture de toutes les paires de lame, le coefficient de pondération étant directement défini par l'écart latéral entre le fil considéré et la paire de lame grâce à une fonction décroissante établie expérimentalement ne dépendant que de l'énergie du faisceau et nom de la taille de champ. Cette approche ne permet donc que de détecter des erreurs importantes. L'auteur conclut en précisant que des travaux exploitant les simulations de Monte-Carlo sont en cours pour améliorer leur outil de prédiction.

La principale critique imputable à ce détecteur est qu'il ne détecte pas réellement la position des lames, mais seulement l'écart entre deux lames placées face à face. Cette technologie est donc limitée puisqu'elle ne permet pas de détecter le décalage d'une paire de lame, ni d'identifier sur quelle lame de la paire de lame a lieu l'erreur. La détermination de la dose 3D dans le patient est également impossible.

2.2.5. Le détecteur en transmission d'IBA : Compass

Bien qu'IBA ait sorti une brochure en 2009 présentant l'utilisation d'un détecteur en transmission pouvant être utilisé pendant le traitement du patient, c'est seulement 6 ans plus tard, en novembre 2014, qu'une version de ce produit a été disponible commercialement. Objet de plusieurs publications, son nom change selon les années et les auteurs : Compass, Transmission Detector TRD, 2D Transmission Detector T2D, Compass Transmission detector (129–132) (figure 2-5). Dans la suite, nous retiendrons le nom original de Compass. Le détecteur décrit dans les publications est un détecteur analogue au détecteur Matrixx¹ d'IBA utilisé pour le contrôle en prétraitement (60). C'est une matrice de 40 x 40 chambres d'ionisation, c'est-à-

¹ La géométrie du détecteur Matrixx est analogue à celle de T2D mais avec un pas de 7,62 mm, des chambres de diamètre 4,5 mm et une hauteur de 5 mm.

dire un ensemble de cavités d'air cylindriques dans un support de RW3, plastique équivalent eau. Chacune de ces cavités a un diamètre de 3,8 mm, une hauteur de 2 mm, et le pas entre deux chambres est de 6,5 mm. L'épaisseur en amont des chambres est équivalente à 3 mm d'eau. L'atténuation est en moyenne de 3,3% pour un faisceau 6 MV, et la période d'échantillonnage est de 20 msec.

L'impact clinique de l'introduction du détecteur a été étudié expérimentalement ainsi que par simulation Monte-Carlo. L'atténuation moyenne du faisceau, est considérée indépendante de la distance source peau et de la taille de champ et vaut en moyenne 3,3 %. L'augmentation de la dose en surface due à l'introduction du détecteur a été étudiée : elle augmente avec la taille de champ et diminue avec la distance source-peau. Le principal défaut du détecteur est sa géométrie non uniforme. D'une part, son atténuation varie de ~2,8% à ~4,3%, ce qui crée des inhomogénéités dans le dépôt de dose. D'autre part, cela conduit à une réponse du détecteur non uniforme spatialement : des effets « d'interplay » peuvent se produire selon la position du bord du champ par rapport à la position au centre d'une cavité.

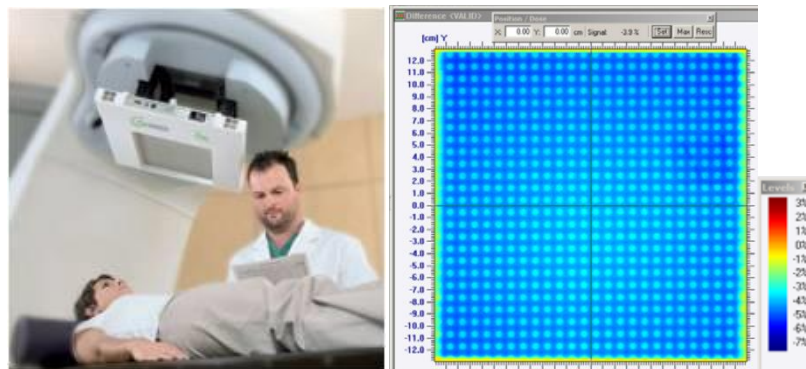


Figure 2-5 : Photo (gauche) et atténuation du détecteur en transmission Compass (droite). D'après (130) .

L'utilisation présentée permet, à partir de la mesure et de la connaissance de l'anatomie du patient, la reconstruction de la dose en 3D dans le patient (79, 133). Le calcul de dose est réalisé par le logiciel Compass, également utilisé avec le détecteur Matrixx pour les contrôles en prétraitement. Pour pallier la faible résolution spatiale de la mesure, aussi bien avec le détecteur Matrixx en prétraitement qu'avec le détecteur en transmission, le fichier DICOM RTplan, contenant les paramètres faisceaux, est exploité. La fluence¹ théorique est calculée et la réponse théorique du détecteur est prédite. Une fois la mesure acquise, la fluence réellement délivrée est déduite de la différence entre la réponse du détecteur mesurée et la réponse prédite. Cette fluence délivrée est alors le point de départ du calcul de dose (figure 2-6). Alors que plusieurs articles ont évalué l'utilisation de Compass avec le détecteur Matrixx en prétraitement (133–135) , un seul a évalué l'utilisation des deux détecteurs (136). Les différences entre les deux montages sont : la distance source-détecteur, qui est de 76,2 cm pour Matrixx et de 65 cm pour T2D ; et la profondeur de mesure, Matrixx mesurant une dose à 5,33 cm et T2D à 3,1 mm. Il conclut que la dose 3D calculée est conforme à la dose attendue au niveau du volume cible mais pas pour les régions en dehors du champ. La cause semble être une mauvaise prise en compte des électrons de contamination. Du fait de la faible profondeur de mesure des chambres d'ionisation dans le détecteur T2D, les électrons ne sont pas négligeables. Comme ils ne participent pas à la dose en profondeur, leur contribution est évaluée et est soustraite de la fluence mesurée avant d'effectuer le calcul de dose. Les résultats obtenus semblent indiquer que cette correction surestime la contribution des électrons de contamination.

¹ Il n'est pas précisé s'il s'agit de la fluence en photons primaire seulement, de la fluence totale ou si le principe est appliqué en parallèle pour les deux composante de la fluence totale (primaire et diffusé tête).

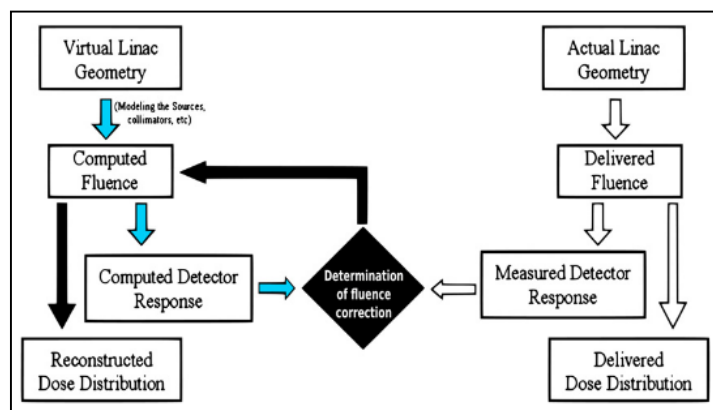


Figure 2-6 : Schéma expliquant le principe utilisé par le logiciel Compass pour calculer la dose déposée dans le patient. La fluence théorique, obtenue à partir du DICOM RTplan, est corrigée à partir de la mesure du détecteur pour établir la fluence délivrée, point de départ du calcul de dose.

La solution commerciale, présentée en novembre 2014, porte finalement le nom de *Dolphin* (figure 2-7). Le logiciel associé est toujours Compass. D'après la brochure technique¹, le détecteur permet de couvrir une surface de traitement de 40 cm x 40 cm, grâce à 1513 chambres d'ionisation identiques à celles décrites dans les publications. Les chambres ne sont plus réparties uniformément : l'espacement est de 5 mm dans une zone centrale de 15 cm de côté, puis plus important en périphérie sauf sur les diagonales et six lignes de profils (trois dans chaque direction). La sensibilité annoncée est de 1,8 nC /Gy, correspondant à la mesure réalisée dans la zone centrale du détecteur pour 1 Gy déposé avec un faisceau 6 MV de 10 cm de côté sous 5 cm d'eau en DSP 95 cm. La période d'échantillonnage minimale est de 20 ms.

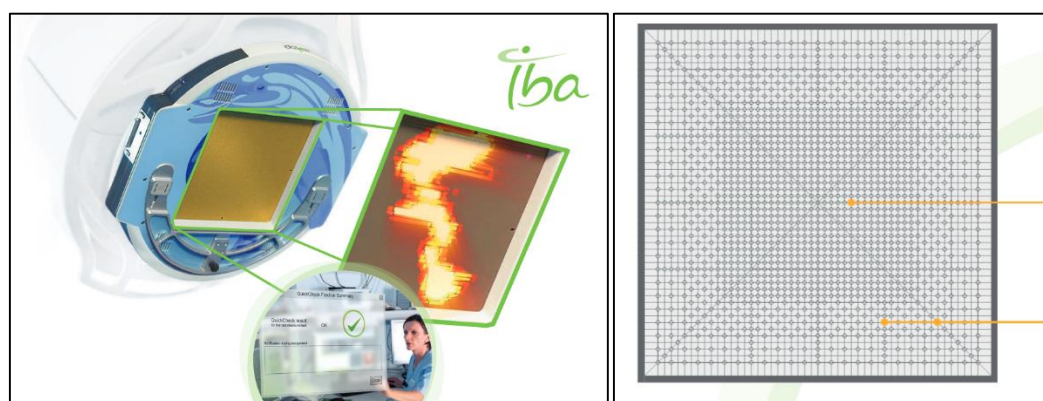


Figure 2-7 : Schéma et disposition des chambres d'ionisation du *Dolphin*, extraits de la brochure technique.

2.2.6. L'Integral Quality Monitor

En 2009, l'équipe canadienne du Princess Margaret Hospital a publié les résultats obtenus avec leur détecteur IQM (*Integral Quality Monitor*) (137). Celui-ci permet une unique mesure sur l'intégralité de la surface du faisceau, mais avec la particularité d'avoir une sensibilité variable selon la direction X de déplacement des lames (figure 2-8). Cette variation est obtenue en utilisant un volume sensible dont l'épaisseur évolue linéairement selon X. Un tel dispositif permet d'avoir une variation de la réponse de la chambre de 0,5 % par mm de décalage de position d'une lame. Les mesures de validation présentées dans l'article sont réalisées pour des champs de RCMI *step and shoot*, chaque segment de faisceau étant caractérisé par une mesure de courant. L'avantage d'avoir une sensibilité qui varie spatialement est qu'il permet de détecter avec seulement

¹ http://www.iba-dosimetry.com/sites/default/files/resources/Dolphin-Technology_RT-BR-E_Rev.4_0615_web.pdf

une mesure aussi bien une erreur sur la forme du faisceau qu'une erreur sur la position du faisceau. Mais il est cependant possible d'imaginer qu'une erreur de forme combinée à une erreur de position se compensent : dans ce cas, l'erreur de traitement ne serait pas détectée. La présence du détecteur dans un faisceau 6 MV conduit à une atténuation de 7%. Pour un champ carré de 10 cm de côté, la dose en entrée est augmentée de 15 % à DSP 90 cm. Le dispositif est accompagné d'un module informatique qui permet de prédire, à partir des données du traitement, la réponse attendue du détecteur.

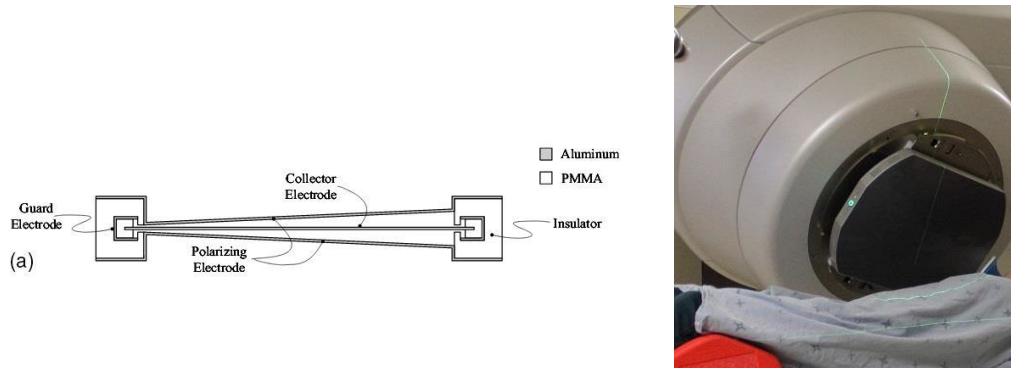


Figure 2-8 : Schéma en coupe du détecteur mettant en évidence la variation de hauteur du volume sensible, responsable de la variation de sensibilité spatiale, issu de (137) (gauche) et photo du détecteur IQM commercialisé depuis 2015 (droite).

Un second article, datant de 2013, présente une étude de faisabilité d'utilisation du détecteur pour le contrôle en radiothérapie adaptative avec un champ de traitement adapté quotidiennement à la position du patient du jour (138). L'étude est réalisée sur fantôme. Pour simuler un détecteur qui serait composé de deux étages, le second étage ayant un gradient de sensibilité dans la direction perpendiculaire au déplacement des lames, chaque acquisition est doublée. Le détecteur est tourné de 90° entre les 2 mesures.

Au printemps 2015, la société i-RT rend disponible sur le marché une version commerciale de l'IQM, avec seulement un étage de détection (139).

2.2.7. Le détecteur à fibres scintillantes

En 2011, M. Goulet *et al* présentent un détecteur de suivi de fluence constitué de 60 fibres scintillantes (140) (figure 2-9).

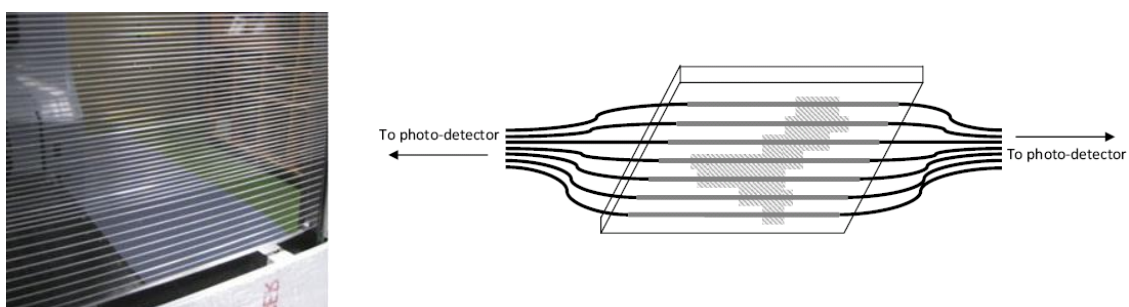


Figure 2-9 : Photo et schéma du détecteur à fibres scintillantes, extraits de (140).

Chaque fibre est à l'aplomb d'une paire de lames, comme pour le détecteur David. Les deux extrémités de chacune des fibres sont reliées à un photodétecteur via une fibre optique. En exploitant les signaux aux deux extrémités de la fibre, il est possible de déterminer la valeur de l'ouverture entre les lames via l'amplitude du signal, et la position du milieu de cette ouverture via le décalage temporel entre les deux signaux. La limite de détection est de 1 mm pour l'ouverture de la paire de lame, et de 2 mm sur la position de la paire de lame. La présence du détecteur atténue un faisceau 6 MV de 1,7 % pour toutes les tailles de champ et toutes les distances source détecteur. Pour un champ de 20 cm de côté, la dose à la surface augmente de 20,9 % pour

une distance source détecteur de 90 cm. Le système est capable de détecter des erreurs de position sur une seule lame de l'ordre de 3 mm uniquement pour des petits champs, et des erreurs de l'ensemble des lames de l'ordre de 1 mm même pour des grands champs.

2.2.8. Le détecteur Delta4AT de Scandidos

La société Scandidos fait depuis 2012 la promotion du détecteur Delta4AT (figure 2-10). La seule source d'information disponible dans la littérature scientifique est un poster présenté lors du congrès AAPM de 2011 (141). Selon la brochure¹, le détecteur est une matrice de diodes, mais aucune information technique n'est disponible. L'atténuation annoncée est de l'ordre du pourcent. L'utilisation proposée est, comme pour le détecteur en transmission d'IBA, une reconstruction de la dose en 3 dimensions.



Figure 2-10 : Photo du détecteur Delta4AT extraite de la brochure commerciale.

2.2.9. Le Magic Plate

En avril 2012, l'équipe du *Center for Medical Radiation Physics* de Woolongang en Australie publie un article sur le *Magic Plate*, matrice de diodes (142–144) (figure 2-11). Le détecteur est étudié pour deux applications : la mesure de dose dans un fantôme équivalent eau et le suivi de l'administration du traitement en transmission. L'enveloppe de la partie sensible du détecteur est adaptée, au choix, à l'une ou l'autre de ces deux applications. Le prototype présenté couvre une surface carrée de 10 cm de côté. Les diodes, déposées sur un substrat en Kapton de 0,5 mm d'épaisseur, ont une section de 0,5 mm de côté avec un pas de répétition de 1 cm. La dépendance au débit de dose, point faible des diodes, a été étudiée : le Magic Plate présente une réponse stable sur la gamme des débits attendus en RCMI. L'atténuation, indépendante de la taille de champ, vaut 1 %. L'augmentation de dose en surface a été mesurée pour des champs de 20 et 30 cm de côté et pour des DSP de 80 et 90 cm.

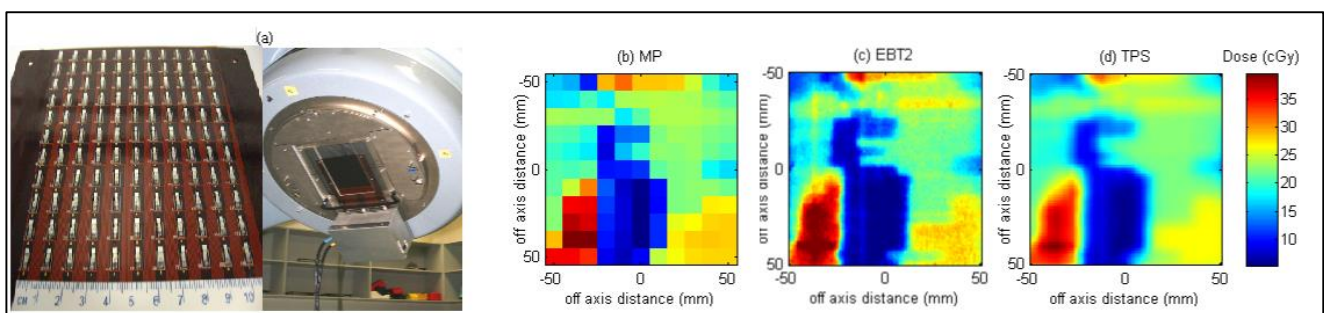


Figure 2-11 : Photos du Magic Plate en mode transmission (a), et exemple de mesure obtenue en mode mesure de dose pour un faisceau RCMI (b), comparée à la distribution spatiale de dose mesurée par film Gafchromic (c) et planifiée par le TPS (d). Extraits de (143).

¹ http://scandidos.com/upload/Documents/Brochures/D012%2003%20002%2001_ScandiDos-AT_your%20insurance%20for%20patient%20safety_20130415.pdf

2.2.10. Le détecteur MOSFET « Vanilla »

Enfin, en juin 2013, Velthuis *et al* propose l'utilisation d'un détecteur CMOS, classiquement utilisés comme capteurs d'image, comme détecteur en transmission (145–147). L'avantage est donc d'avoir des pixels de très petite dimension, de seulement 15 ou 25 μm selon le prototype. Mais l'inconvénient majeur est la taille puisque le premier prototype présenté mesure seulement 1,4 cm de côté, et le deuxième 6 cm de côté. La période d'échantillonnage utilisée pour les mesures présentées est de 100 ms, mais le détecteur peut également fonctionner avec une période de 25 ms.

Aucune mesure de l'atténuation du détecteur ni d'augmentation de la dose en surface n'est présentée. L'atténuation annoncée du capteur seul, sans tenir compte de l'encapsulation, estimée à partir de la connaissance de la géométrie du détecteur et des coefficients d'atténuation, est de 0,1%.

Les mesures présentées ont été réalisées sans aucun *build-up* supplémentaire. Ainsi, sur les images présentées, la forme du champ est reconnaissable mais la présence des électrons de contamination est clairement visible, avec une réponse en dehors du champ importante (figure 2-12, 1). C'est pourquoi la méthode présentée traite les images brutes pour en déduire les limites du champ d'irradiation (figure 2-12). L'utilisation proposée est donc de suivre au cours de l'irradiation l'évolution de la forme du champ et de l'intensité à l'intérieur du champ. L'incertitude sur la détermination de position d'une lame est de l'ordre de 50 μm à partir d'une image brute acquise sur 100 ms. Lors de la conférence européenne sur la spectroscopie avec rayons X de 2014, l'équipe a présenté une approche permettant de discrimination pour distinguer la composante du signal provenant des électrons de contamination (148).

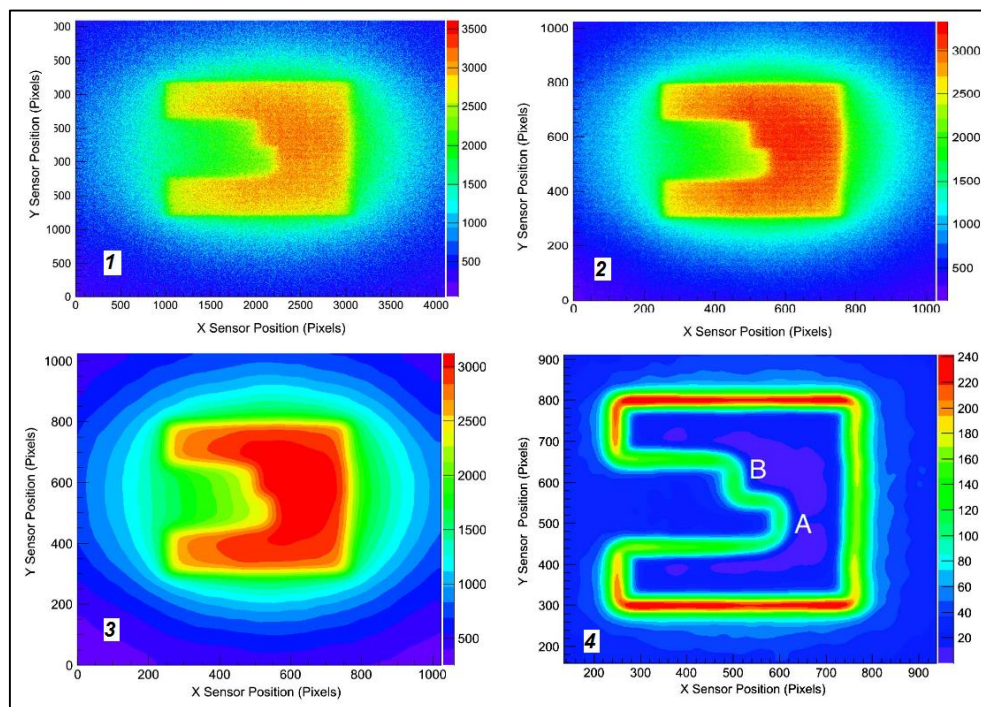


Figure 2-12 : Exemple d'images obtenues à partir du détecteur « Vanilla », pour le cas d'un champ carré de 5 cm de côté défini par les mâchoires, avec 2 lames du côté gauche positionnées dans le champ. L'image 1 est l'image brute. L'image 2 est obtenue après regroupement des pixels de l'image 1 par groupes de 16 (4x4 pixels). L'image 3 est obtenue de l'image 2 après application d'un filtre gaussien passe-bas. L'image 4 est obtenue de l'image 3 après application d'un filtre de Sobel permettant la détection des contours. Issues de (145).

2.2.11. Conclusion

Le tableau 2-1 résume les caractéristiques des différents détecteurs qui viennent d'être présentés. Si la chambre plane intégrale de 1996 est mise de côté, toutes les solutions proposées sont très récentes, la première datant de moins de 15 ans. Le sujet est donc novateur. Il ressort que, avec les années, la fonction du détecteur amont a évolué d'une simple détection d'erreur à la reconstruction de la dose en 3D dans le patient. Cependant ces détecteurs restent encore à l'heure actuelle très peu répandus, et à notre connaissance il n'existe pas d'article dans la littérature scientifique présentant les résultats de l'utilisation d'un détecteur amont en routine clinique.

Les points faibles de chaque détecteur sont mis en avant dans le tableau. Au début du projet TraDeRa représenté par le trait rouge dans le tableau récapitulatif, aucun détecteur ne permettait de réaliser une mesure sur l'intégralité de la surface couverte, sans zone morte, avec une atténuation homogène et peu importante. Ainsi, d'après le cahier des charges que nous nous sommes fixé pour notre développement, un détecteur amont de suivi de fluence doit :

- permettre une **mesure bidimensionnelle** sur une **large surface** de l'ordre de 40 cm x 40 cm à l'isocentre,
- permettre de détecter des erreurs de positionnements des lames de l'ordre du demi-millimètre,
- permettre une mesure en temps réel,
- présenter une **bonne tenue au rayonnement** pour avoir une durée de vie acceptable,
- **supporter un débit de charge important** du fait du fort débit de photons en sortie de l'accélérateur,
- être le plus **transparent** possible, pour limiter son impact sur le faisceau et pour limiter la production d'électrons de contamination.
- être de **poids faible** pour ne pas perturber le mouvement de rotation du bras de l'accélérateur,
- être d'utilisation simple,
- présenter un **coût** acceptable.

Détecteur	Chambre plane intégrale	Chambre liquide	Détecteur plan (portal)	David (de PTW)	Compass (d' IBA)	IQM (d'iRT)	Det. fibres scintillantes	Delta4 AT (de Scandidos)	Magic Plate	Mosfet Vanilla
Année	1996	2003	2006	2007	2009	2009	2011	2012	2012	2013
Type de détecteur	chambre ionisation air	chambre ionisation liquide	EPID – Silicium amorphe	chambre ionisation air	chambre ionisation air	chambre ionisation air	Scintillateur plastique	semi-conducteur diode	semi-conducteur diode	MOSFET CMOS
Nombre de dimension	Mesure intégrale ¹	2D	2D	1 D	2D + reconstruction 3D	Mesure intégrale	Pseudo 2D	2D + reconstruction 3D	2D	2D
Atténuation 6 MV	?	~ 5%	~ 18%	7%	3,30%	7%	1,70%	?	1,00%	~0,1%
Fréquence max	Une mesure par champ	10 fps	-	1 fps	50 fps	Une mesure par champ	Une mesure par champ	?	-	40 fps
Pas de répétition	-	3,3 mm	~0,5 mm	-	5 mm	-	-	?	1 cm	25 µm
Point(s) faible(s) :	Pas de mesure 2D	Att. > 5% & difficulté d'utilisation (liquide purifié)	Atténuation trop importante pour contrôler toutes les séances	Pas de mesure 2D & atténuation > de 5%	Atténuation non uniforme & pas de répétition de 6,5 mm	Pas de mesure 2D	Pas de réel 2D	?	Pas de répétition de 1 cm & tenue dans le temps ?	Faible surface de détection ; Tenue dans le temps ?

Tableau 2-1 : Récapitulatif des détecteurs présents sur le marché ou en développement.

¹ C'est-à-dire mesure intégrée sur toute la surface du détecteur

2.3. Le projet TraDeRa

L'objectif du projet TraDeRa est de développer un détecteur bidimensionnel de contrôle du faisceau en sortie de l'accélérateur. Un nouveau type de détecteur, le MICROMEgAs (149–151), récemment mis en œuvre avec succès pour un autre projet du laboratoire d'application non médicale (152), semblait particulièrement indiqué pour cela.

2.3.1. Début du projet : le détecteur MICROMEgAs

2.3.1.1 Principe de fonctionnement

Un détecteur MICROMEgAs (*MICROMesh Gaseous Structure*) est un détecteur à ionisation avec un volume de détection gazeux. Il est composé de deux zones distinctes délimitées par trois électrodes planes parallèles (figure 2-13) :

- une zone de **dérive**, aussi appelée zone de conversion, entre la cathode pleine et une micro-grille, avec un champ électrique de l'ordre de 1 kV/cm.
- une zone d'**amplification**, entre la micro-grille et l'anode pleine ou segmentée (pistes ou pixels), avec un champ électrique beaucoup plus intense de l'ordre de 100 kV/cm permettant le phénomène de multiplication des charges par avalanche.

Dans la zone de dérive, une particule chargée crée sur son passage des paires électrons-ions le long de la trajectoire. Les ions vont migrer vers la cathode et les électrons vers la micro-grille. La géométrie et les potentiels typiquement utilisés permettent d'obtenir des lignes de champs qui permettent de considérer la grille complètement transparente, c'est-à-dire que les électrons passent intégralement du volume de dérive au volume d'amplification. Arrivé dans la zone d'amplification, sous l'effet du fort champ électrique, le phénomène d'avalanche électronique va se produire conduisant à une multiplication des charges. Du fait de leur forte masse et des lignes de champ, les ions produits dans l'avalanche migrent vers la micro-grille où ils se neutralisent. Ils ne remontent donc pas vers le volume de dérive. La distance réduite entre l'anode et la micro-grille, de l'ordre de la dizaine de microns, permet une évacuation extrêmement rapide des ions. C'est la particularité du détecteur MICROMEgAs qui autorise un fonctionnement sous un débit de particules aussi élevé que 10^7 particules. $\text{mm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, voire 10^9 particules. $\text{mm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ avec un gain plus faible (150).

A condition de disposer d'une électronique d'acquisition performante permettant un échantillonnage de l'ordre de la nanoseconde, la connaissance de la vitesse de dérive des électrons et l'information temporelle du signal mesuré sur l'anode permet de déterminer la hauteur z séparant le plan de l'anode du point de création d'une paire électron-ion. Si de plus une anode pixélisée est utilisée, donnant l'information de position dans le plan, il est possible de déterminer la position dans l'espace de chaque point de création d'une paire de charges. Ce fonctionnement de détecteur permet donc la reconstruction en trois dimensions de traces des particules ionisantes qui le traversent. Le détecteur est un trajectographe.

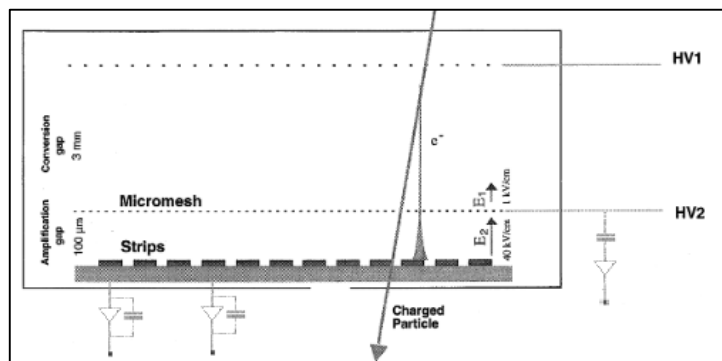


Figure 2-13 : Schéma de principe du fonctionnement d'une MICROMEgAs. Extrait de (150).

2.3.1.2 Intérêt et limites MICROMeGAs pour l'application visée

Le MICROMeGAs était un bon candidat de détecteur amont car il répondait aux contraintes que nous avons identifiées. C'est un détecteur gazeux, donc il présente les avantages de la chambre d'ionisation qui est le détecteur de référence en radiothérapie : bonne tenue au rayonnement et stabilité de la réponse avec la dose, le débit de dose et l'énergie des photons. Le principal défaut des chambres d'ionisation, la faible sensibilité, est pallié par l'amplification intrinsèque des charges.

L'autre intérêt majeur est la reconstruction de traces. Les photons étant des particules indirectement ionisantes, leur détection par un détecteur placé dans l'air est indirecte. Dans un premier temps, une proportion des photons doit interagir dans un des éléments du détecteur, conduisant à la mise en route d'un électron (et également d'un positron pour la création de paires). C'est cet électron ou ce positron qui, s'il atteint le volume sensible du détecteur, va être détecté. Pour la gamme d'énergie de la radiothérapie, l'interaction des photons qui prédomine est l'effet Compton. Ceux-ci n'étant pas émis dans la direction initiale du photon, les électrons Compton peuvent traverser le volume de dérive avec un parcours latéral important, et ainsi déposer de l'énergie relativement loin du point d'interaction du photon. L'utilisation d'un détecteur en mode trajectographe présente alors l'avantage de pouvoir déterminer le point de passage du photon. Et il permet de réellement déterminer une fluence, c'est-à-dire un nombre de particules par unité de surface.

Le facteur limitant du MICROMeGAs est le débit de charge le traversant. Pour le réduire, il convient de minimiser le nombre de conversion de photons en électrons. Mais cela revient à augmenter la sensibilité du détecteur aux électrons de contamination, qui perturbent la mesure. Cependant, si les trajectoires des électrons issus des photons et celles des électrons de contaminations diffèrent suffisamment, il est possible d'envisager d'appliquer une sélection pour éliminer cette perturbation.

Pour étudier la faisabilité d'utiliser un détecteur MICROMeGAs dans un faisceau de photons de radiothérapie, des simulations de Monte-Carlo ont été réalisées, non présentées dans ce manuscrit. De celles-ci, il ressort que :

- l'estimation du débit instantané de particules chargées traversant le détecteur est de l'ordre de 3×10^8 électrons.mm⁻².s⁻¹, donc compatible avec un détecteur MICROMeGAs.
- la proportion d'électrons de contamination est alors de 50 % dans le champ et largement majoritaire en périphérie du champ.
- l'angle avec lequel l'électron traverse le détecteur ne permet pas de discriminer un électron de contamination d'un électron issu de l'interaction d'un photon.

De plus, il faut prendre en compte que :

- un MICROMeGAs nécessite l'utilisation d'un gaz permettant la multiplication des charges, tel qu'un mélange argon-méthane, inflammable, qui peut se révéler problématique en milieu hospitalier.
- l'irradiation d'une MICROMeGAs par intermittence, ce qui est le cas en radiothérapie où un patient est traité pendant quelques minutes toutes les 10 à 15 minutes environ, peut conduire à une instabilité du gain dans les premiers instants de l'irradiation.

C'est pourquoi la solution MICROMeGAs n'a pas été retenue et nous nous sommes tournés vers l'utilisation d'une chambre d'ionisation plane, à air, avec anode segmentée. C'est-à-dire l'équivalent d'une MICROMeGAs sans la zone d'amplification.

2.3.2. La solution retenue : la chambre d'ionisation plane segmentée

Le principe de fonctionnement est le même que celui décrit pour le détecteur MICROMeGAs, mais avec seulement le volume de dérive et sans la présence de la micro-grille et de la zone d'amplification. Il n'est plus nécessaire que le gaz utilisé présente des spécificités particulières, et le fonctionnement peut se faire simplement avec de l'air (figure 2-14). Les charges initialement créées sont des électrons et des cations N_2^+ et O_2^+ . Immédiatement après, des échanges de charges se produisent conduisant à la présence de cations O_4^+ et d'anions O_4^- et O_2^- en échange constant, avec possiblement une fraction d'électrons libres (voir 6.1.1.4). Le phénomène de diffusion latéral est négligeable : le déplacement des charges se fait selon les lignes de dérive, qui sont ici parallèles entre elles et perpendiculaires au plan du détecteur. Dans ce manuscrit, les éléments de l'anode seront appelés pavés plutôt que pixels car c'est l'appellation privilégiée lorsque la taille de l'électrode n'est pas largement inférieure à la hauteur de dérive. La partie supérieure du détecteur, où sont majoritairement convertis les photons en électrons Compton, est appelée convertisseur. Comme il n'y a pas d'amplification, le passage d'une seule particule chargée ne peut être détecté mais un grand nombre de particules traversant le détecteur pendant un intervalle de temps donné génèrent ensemble un signal mesurable.

Pour ce détecteur, il n'y a pas de limite haute de fonctionnement lié au débit de charges. Au contraire, pour améliorer la sensibilité du détecteur il est nécessaire de maximiser la conversion des photons. La partie la plus atténuante du détecteur est le circuit imprimé support des pavés et de l'électronique associée. Pour limiter les interactions de photons ne conduisant pas à un dépôt d'énergie dans le volume sensible, c'est ce support qui va être utilisé comme convertisseur, en étant placé en face d'entrée du détecteur. Et pour minimiser les interactions produites en aval du volume sensible, qui ne participent pas au dépôt d'énergie, une simple feuille de mylar aluminisé peut être utilisée en sortie. Ainsi, les différentes composantes du détecteur sont :

- le support en FR4 (*Flame Resistant 4*), matériau dont sont couramment composés les circuits imprimés. L'épaisseur standard est de 1,6 mm, et le minimum de fabrication est de 0,4 mm.
- les pavés en cuivre. L'épaisseur standard est de 30 μm .
- le volume sensible composé d'air.
- la fenêtre de sortie constitué d'un mylar aluminisé (24 μm mylar et 0,12 μm aluminium).

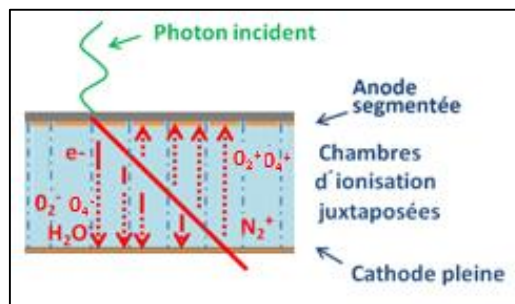


Figure 2-14 : Schéma de la chambre d'ionisation plane à anode segmentée.

Classiquement, les mesures réalisées en radiothérapie sont des mesures de dose dans l'eau puisque c'est la grandeur de référence. Selon la théorie de Bragg-Gray (6), pour considérer qu'un détecteur réalise une mesure de dose dans l'eau il faut que la fluence en électrons au niveau du volume sensible soit identique à celle qui serait obtenue si un volume d'eau était présent à la place du détecteur. Avec la chambre d'ionisation segmentée, ce n'est clairement pas le cas du fait de l'introduction du volume gazeux sur tout un étage du détecteur. L'air étant 1000 fois moins dense que l'eau, le parcours des électrons dans l'étage d'air est très différent de celui qu'il serait dans l'eau. La chambre segmentée, même si elle était placée dans un fantôme équivalent eau, ne permet donc pas de réaliser une mesure de dose dans l'eau.

La chambre segmentée mesure, pour chaque pavé, l'énergie déposée par ionisation dans le volume sensible situé à son aplomb. Pour chaque particule en entrée du détecteur, le dépôt d'énergie associé va donc dépendre de :

- la **nature** de la particule. Seulement une fraction des photons interagit dans le convertisseur et met en route un électron qui peut contribuer au signal. Au contraire, tous les électrons de contamination dont l'énergie permet de traverser le convertisseur contribuent au signal.
- l'**énergie** de la particule. Pour les électrons de contamination, elle influence la probabilité d'atteindre le volume sensible et la diffusion dans le convertisseur, donc le parcours latéral dans celui-ci et la distribution angulaire à sa sortie. Pour les photons, elle influence la probabilité d'interaction et les distributions angulaire et en énergie des électrons créés, donc leur parcours latéral dans le convertisseur et leur distribution angulaire à sa sortie. La répartition 2D du dépôt d'énergie dans le volume sensible sera donc modifiée.
- la **direction** de la particule. Pour les électrons de contamination, cela va modifier le parcours latéral dans le convertisseur et la distribution angulaire en sortie. Pour les photons, cela va décaler la distribution angulaire d'émission des électrons, donc influencera la répartition 2D du dépôt d'énergie dans le volume sensible.

Or les caractéristiques des particules atteignant le détecteur ne sont pas homogènes sur toute la surface du faisceau. De plus, elles dépendent de la taille de champ et de la collimation du faisceau. Un des objectifs de ce travail de thèse a donc été d'étudier comment se construit la réponse du détecteur sous un faisceau de radiothérapie.

2.4. Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, après avoir introduit le rôle d'un détecteur amont, un état de l'art des détecteurs amonts existants ou en développement a été réalisé. L'aspect novateur de ce type de détecteur, démontré par un nombre de plus en plus important de solutions proposées, a été mis en avant. Nous avons également vu que différents fonctionnements de détecteurs amonts existent, allant de la simple détection d'une erreur à la reconstruction de la dose en trois dimensions réellement délivrée dans le patient pour chaque séance de traitement.

Le projet TraDeRa a ensuite été introduit. Le premier type de détecteur envisagé, un MICROMEAGAs, a été présenté et son intérêt limité pour l'application visée a été expliqué. Le choix a donc été fait d'utiliser une chambre d'ionisation segmentée. La complexité de passage de la fluence en particules en entrée du détecteur à la mesure réalisée a été abordée, justifiant la nécessité d'étudier comment se construit la réponse de ce type de détecteur dans un faisceau clinique. Pour réaliser cette étude, des simulations de Monte-Carlo vont être utilisées. L'objet du prochain chapitre est de présenter le travail préliminaire à l'étude du détecteur en lui-même :

- l'outil utilisé, GEANT4, va être décrit puis validé pour notre application.
- puis le choix de la modélisation d'accélérateur médical retenue va de même être décrit, justifié et validé.

Chapitre 3

Simulations de Monte-Carlo d'un accélérateur médical

3. Simulations de Monte-Carlo d'un accélérateur médical

Pour développer un détecteur, les simulations de Monte-Carlo sont un outil d'une aide précieuse. En décomposant étape par étape le transport des particules dans la matière et le dépôt d'énergie associées, elles donnent accès à des informations expérimentalement inaccessibles. Elles ont donc été utilisées dans ce travail de thèse pour comprendre comment se construit la réponse d'un détecteur gazeux placé dans un faisceau de photons clinique, comment cette réponse est influencée par les différents éléments présents dans et autour du détecteur, et comment le détecteur perturbe le dépôt de dose dans le milieu diffusant situé en aval (chapitres 4 et 5).

Pour réaliser une telle étude, il est nécessaire de :

- **modéliser la source de particules atteignant le détecteur.** Cette étape n'est pas triviale et va être l'objet de la deuxième partie de ce chapitre 3. Le modèle de source retenu va être décrit et validé.
- **modéliser le détecteur.** Cette étape consiste simplement à choisir quels éléments du détecteur doivent être considérés pour l'étude et comment ils doivent l'être. Elle ne nécessite pas d'être développée, et sera décrite lors de la présentation des simulations réalisées.
- **simuler les phénomènes physiques pour déterminer la réponse du détecteur.** Pour cela, un code Monte-Carlo adapté à la physique considérée doit être utilisé. La première partie de ce chapitre va être consacré à la présentation des codes Monte-Carlo. Le code GEANT4, qui a été utilisé, va être décrit puis validé pour notre application.

3.1. GEANT4 : présentation et validation

3.1.1. Les codes de Monte-Carlo

Les codes de Monte-Carlo (MC) permettent de simuler le passage de particules dans la matière et le dépôt d'énergie associé. Le transport de chaque particule se fait par déplacements élémentaires successifs, appelés pas, jusqu'à son arrêt complet ou sa sortie du volume étudié. Pour chaque pas, les paramètres à déterminer sont le libre parcours moyen entre deux événements, le type d'interaction, l'énergie perdue et la déflexion angulaire subie. Le choix des paramètres repose sur un tirage de nombres aléatoires et sur le respect de distributions de probabilités régissant les interactions rayonnement-matière et tenant compte de la nature stochastique des phénomènes. D'où le nom de méthode de Monte-Carlo. Après la simulation d'un grand nombre d'histoires, l'information voulue est généralement tirée de la moyenne statistique des grandeurs obtenues, affectée de l'incertitude statistique associée. En calcul MC, le résultat lui-même n'a que peu de sens si l'incertitude statistique associée n'est pas précisée. Cette incertitude peut être calculée avec l'approche « histoire par histoire », développée par Walter et al (153) en se basant sur les travaux de Sempau et al (154). Si la quantité étudiée est notée X , pour un nombre N d'évènements indépendants simulés le résultat de la simulation est la quantité moyenne par évènement simulé, \bar{X} , et l'incertitude associée est $\sigma_{\bar{X}}$, définies par :

$$\bar{X} = \frac{\sum_{i=1}^N X_i}{N} \quad \text{et} \quad \sigma_{\bar{X}} = \sqrt{\frac{1}{(N-1)} \times \left(\frac{\sum_{i=1}^N X_i^2}{N} - \bar{X}^2 \right)} \quad (\text{Équ. 3-1})$$

Dans ces travaux, les incertitudes associées aux calculs MC sont calculées à 2σ , ce qui correspond à un intervalle de confiance de 95%.

Différents codes MC existent, mais pour les applications de radiothérapie quatre codes sont majoritairement utilisés :

- **EGS** (*Electron Gamma Shower*), développé en Mortran (extension du Fortran) par le *Stanford Linear Accelerator Center* (SLAC) en 1978, permet de simuler le transport des photons, électrons et positrons (155). C'est le code Monte-Carlo le plus utilisé pour la simulation des accélérateurs médicaux suite au développement en 1995, en collaboration par l'équipe du Centre National de Recherche du Canada (CNRC) et l'université du Wisconsin-Madison, de l'interface BEAM dédiée qui facilite la modélisation des faisceaux de radiothérapie (156). EGSnrc est une version du code datant de 2000 avec une modélisation du transport des électrons plus adaptée aux basses énergies propres à la physique médicale, développée par le CNRC et le SLAC (157).
- **PENELOPE** (*Penetration and ENergy LOss of Positrons and Electrons*), développé en Fortran par l'université de Barcelone en 1996, permet également de simuler le transport des photons, électrons et positrons (158, 159). C'est le seul code qui a été développé initialement pour des applications médicales, et le domaine d'énergie considéré est donc adapté aux basses énergies. Une extension a également été développée en 2008 pour faciliter la simulation des faisceaux de radiothérapie : PENLINAC (160). Dernièrement, un tout nouveau logiciel, PRIMO, offre une très grande facilité de modélisation puisque les géométries des principaux accélérateurs médicaux Varian et Elekta sont intégrées (161).
- **MCNP** (*Monte-Carlo N Particle*), développé en Fortran par le laboratoire national de Los Alamos, élaboré initialement en 1978 pour un programme d'armement nucléaire (162). Alors que le code original ne permet la simulation que des neutrons, photons, électrons et positrons, la version étendue, MCNPX (X pour eXtended) permet de simuler quasiment tout type de particules.
- **GEANT**, (*GEometry ANd Tracking*), initialement développé par le Centre Européen de Recherche Nucléaire (CERN) dès 1974. En 1994 paraît GEANT4, en C++ et permettant la simulation de toutes les interactions de toutes les particules (163). Initialement dédié à la recherche en physique des particules des hautes énergies, GEANT4 propose aujourd'hui des extensions qui le rendent adapté à la simulation de processus à basse voire très basse énergie. L'extension GEANT4 DNA permet de simuler, dans l'eau et les milieux biologiques seulement, les interactions des électrons et des ions légers à très basse énergie (quelques eV) et inclue la simulation de processus chimiques et physico-chimiques de radiolyse de l'eau, permettant ainsi de modéliser les effets biologiques des rayonnements via les dommages causés à l'ADN (164). L'interface GATE (*GEANT4 Application for Tomographic Emission*), dans un premier temps dédiée à l'imagerie médicale de médecine nucléaire (165), permet depuis 2010 également la simulation d'accélérateurs de radiothérapie (166). Elle permet une utilisation via des commandes scriptées, et donne accès au potentiel de GEANT4 sans nécessiter de connaissance en programmation.

Les différences entre les codes de calculs MC existent (167–169). Elles proviennent : de l'utilisation de différents générateurs de nombres aléatoires, de l'appel à différentes bases de données, éventuellement de l'application de différentes techniques de réduction de variance. Un aspect d'importance est la modélisation du transport des particules chargées légères, qui diffère selon les codes. Des erreurs de programmation et de troncature des nombres réels inhérentes au codage informatique peuvent aussi être à l'origine d'erreurs systématiques.

Pour notre étude, nous avons choisi d'utiliser le code GEANT4, qui est très largement utilisé pour la simulation de détecteurs dans le domaine de la physique des particules. C'est certainement le code qui permet le plus de flexibilité d'utilisation, puisque pratiquement tout est paramétrable par l'utilisateur. Grâce au codage orienté objet C++, des modules peuvent aisément être intégrés ou modifiés, en ajoutant ou en personnalisant certaines classes, sans perturber l'architecture globale du code.

3.1.2. Présentation du code Geant4

Dans un but de clarté, les éléments les plus précis concernant le fonctionnement de GEANT4, qui seraient utiles pour une prise en main du code plus que pour sa compréhension, ont été reportées dans l'annexe B (voir [p.156](#)).

3.1.2.1 Réalisation d'une simulation GEANT4

Pour définir une simulation GEANT4, trois classes fondamentales personnalisables par l'utilisateur sont indispensables. Elles permettent de définir :

- la **géométrie** : les formes, positions et matériaux des éléments considérés, doivent être déterminés.
- les **particules primaires** : le type, la position, l'énergie et la direction des particules initiales doivent être déterminés, avec les distributions de probabilités associées.
- la **physique** considérée : les particules pouvant être générées, les interactions à considérer, les modèles permettant de décrire ces interactions ainsi que les paramètres propres à ces modèles, et la gestion des frontières doivent être déterminés.

D'autres classes, qui contiennent des méthodes évoquées à des étapes clé de la simulation, sont également personnalisables et permettent à l'utilisateur de contrôler la réalisation de la simulation ou de récupérer des informations. Les trois classes les plus couramment utilisées concernent le pas (« *step* »), l'événement (« *event* ») ou le « *run* ». Ces classes, ainsi que le suivi des particules, sont détaillés en annexe (voir [p. 156](#)).

Pour nos travaux, nous avons couplé GEANT4 à la bibliothèque C++ d'analyse et de gestion de données Root, également développée par le CERN.

3.1.2.2 La physique dans GEANT4

Dans GEANT4, aucune particule et aucun « processus »¹ physique n'est considéré par défaut dans le code de simulation, ce qui oblige l'utilisateur à cibler ses besoins lorsqu'il écrit sa *PhysicsList*. Le projet TraDeRa ayant commencé en 2009, la version GEANT4 distribuée à l'époque était la 9.2. Bien que de nouvelles versions aient été disponibles par la suite (9.3 à 9.6 puis récemment 10.0 et 10.1), tous nos travaux ont été réalisés avec la version 9.2 car GEANT4 est un outil et nous ne voulions pas consacrer un temps trop important à l'étude de l'évolution de GEANT4 au cours des versions. Pour les applications médicales ne nécessitant pas une précision inférieure au micron, telle que la radiothérapie, la physique conseillée par la communauté pour GEANT4 9.2 est la physique électromagnétique standard «option 3».

La physique électromagnétique standard permet la simulation :

- pour les **photons** : de la diffusion Compton, de l'interaction photo-électrique et de la production de paires,
- pour les **particules légères** : des collisions élastiques et inélastiques, du rayonnement de freinage et, pour les positrons seulement, de l'annihilation. Pour simuler les interactions élastiques individuelles, appelées interactions coulombiennes, par défaut une approche macroscopique est utilisée (détaillé en annexe [p. 163](#)).

Et le choix de l'option 3 entraîne :

- la construction des tables physiques, qui déterminent les libres parcours moyens et les pouvoirs d'arrêts, avec plus d'entrées (220 plutôt que 84 par défaut), et sur une gamme d'énergie plus restreinte,
- l'interaction Rayleigh est prise en compte,

¹ Un processus correspond à un type d'interaction rayonnement-matière.

- la limitation de la taille du pas du processus d'ionisation utilise un paramètre *finalRange* de la fonction *stepFunction* de 100 μm plutôt que 1 mm (détaillé p. 159),
- pour la diffusion multiple, la prise en compte de la traversée des frontières utilise le modèle «*fUseDistanceToBoundary*» plutôt que «*fUseSafety*» (détaillé p. 159).

On peut noter que deux extensions basses énergies, les physiques « Livermore » ou « Penelope », sont proposées pour élargir la validité de GEANT4 standard, qui est de l'ordre de 1 keV, vers les basses énergies (détaillé p. 160). Elles n'ont pas été utilisées pour nos travaux car le recours aux physiques basses énergies s'accompagne d'un allongement conséquent du temps de calcul, principalement lié à la considération des effets de relaxation atomique. Or pour notre application ces effets ne présentent pas d'intérêt.

3.1.2.3 Simulation des particules chargées légères et applications médicales

Pour les photons, le nombre d'interactions par unité de longueur est relativement faible et les codes de calculs MC simulent l'intégralité des interactions subies (détaillé p. 162). Ces interactions sont bien connues et modélisées, ce qui fait que les résultats en termes de transport des photons sont proches entre les différents codes.

Le cas des particules chargées légères est beaucoup plus complexe. La majorité des interactions des électrons avec la matière conduisent à de faibles changements en énergie et en direction. Une simulation qui tient compte de chaque interaction, appelée simulation « microscopique », conduit à des temps de calcul extrêmement longs. Pour pallier cet inconvénient, Berger a introduit en 1963 le principe de l'«histoire condensée» (170), aussi appelée simulation « macroscopique ». Les interactions élémentaires sont regroupées en étapes, appelées « pas » et seuls les effets globaux sur la perte d'énergie, le changement de direction et le déplacement latéral sont déterminés à partir de distributions appropriées (détaillé p. 163). Avec GEANT4, par défaut l'approche macroscopique est utilisée mais l'approche microscopique est également disponible.

Les premières utilisations de GEANT4 pour des applications médicales datent du début des années 2000 (171). Amako *et al* ont validé que la version 6.2 de GEANT4 permet de retrouver les données des bases de données du NIST en terme de coefficient d'atténuation par type d'interaction pour les photons, et en terme de pouvoir d'arrêt et de parcours pour les électrons (172). Pourtant, E. Poon et F. Verhaegen ont mis en avant l'inaptitude des versions 6 de GEANT4, à reproduire des dépôts de dose mesurés, ou des dépôts de dose simulés avec d'autres codes MC (173, 174). Les codes pris en référence sont les codes EGSnrc et PENELOPE, qui ont entre eux des résultats comparables et dont les résultats ont été validés dans la gamme d'énergie considérée. Les différences observées sont plus importantes pour les faisceaux d'électrons que pour les faisceaux de photons. Pour expliquer les défauts de GEANT4, les interactions coulombiennes sont incriminées. Dans l'étude d'Amako, la diffusion multiple et les fluctuations statistiques sur le dépôt d'énergie avaient été désactivés pour simplifier l'analyse.

Suite à ces observations, les paramètres de diffusion multiple du modèle utilisé (Urban), le modèle de fluctuation de perte d'énergie, les méthodes de limitation de la taille du pas et la prise en compte de la traversée des frontières ont été améliorés. En 2008, Elles *et al* publient un article résumant les modifications apportées depuis l'article d'E. Poon, dans lequel les simulations sont reproduites (175). Il ressort que les défauts sont corrigés avec la version 8.3 de GEANT4 si les bons paramètres de limitations de pas sont utilisés.

Depuis, le modèle Urban a continué d'évoluer (176). En 2009, Faddegon *et al* (177), ont étudié la validité d'utiliser EGSnrc, PENELOPE et GEANT4 pour simuler la diffusion des électrons, en prenant comme référence les résultats expérimentaux publiés par Ross *et al* en 2008 (178). Contrairement aux résultats obtenus avec EGSnrc et PENELOPE, ceux obtenus avec GEANT4 ne présentent pas un accord aux mesures suffisant pour valider l'utilisation pour la pratique clinique. La version utilisée pour cet article est la 9.2, et la physique utilisée est la physique électromagnétique standard, mais sans l'«option 3».

Le modèle Urban a encore continué d'évoluer et finalement en 5 ans, entre la version 9.1 de 2007 et la version 9.6 de novembre 2012 pas moins de 6 modèles se sont succédés. En 2013, l'article de Batic *et al* (179) résume les résultats obtenus pour la simulation des électrons d'énergie inférieure à 1 MeV avec les versions de Geant4 9.1 à 9.6, avec l'utilisation de la physique standard ou basse énergie, en prenant comme référence les données mesurées par le laboratoire Sandia (180, 181). L'étude porte sur deux observables distinctes : d'une part le dépôt d'énergie selon l'axe de pénétration du faisceau pour des couches fines de 5 à 90 μm d'épaisseur, et d'autre part l'énergie totale déposée dans des couches plus épaisses, de 0,5 à 5 mm d'épaisseur. Pour cette dernière, les résultats obtenus sont peu dépendants de la version utilisée et de la physique choisie. Au contraire, pour les couches minces inférieures à 100 μm , les résultats se sont détériorés avec les nouvelles versions par rapport à la version 9.1, qui présente le meilleur accord aux mesures.

Pour conclure, nous pouvons dire que GEANT4 présente deux caractéristiques qui sont à la fois l'attrait et le point faible de ce code : une très grande modularité et une évolution constante. La modularité permet de n'avoir quasiment aucune limite sur les possibilités de simulation, mais en contrepartie nécessite que l'utilisateur soit averti et sélectionne les modèles et options adaptés à son application. L'évolution constante permet que les modèles soient améliorés dès qu'ils sont mis en défaut, mais cela entraîne un temps très court entre les sorties des nouvelles versions, de l'ordre de une année (avec des *patches* intermédiaires). L'utilisateur doit donc en permanence se tenir informé des nouveautés, et pour chaque nouvelle version il doit être capable d'évaluer, avec peu d'information, si les changements apportés par le nouveau patch ou la nouvelle version sont susceptibles d'affecter significativement ses résultats. GEANT4 n'est pas un logiciel de simulation « livré clé en main ». Ainsi, quelle que soit la version utilisée de GEANT4 et quelle que soit l'application visée, il est important que chaque utilisateur s'assure que la physique choisie, et les éventuelles options et paramètres associés, soient valides pour l'étude envisagée. Nous avons maintenant vu comment nous avons suivi ce conseil et validé, pour notre application, l'utilisation de la physique retenue pour notre étude.

3.1.3. Validation de Geant4 « option3 » pour notre application

3.1.3.1 Introduction

Dans notre cas, il convient de valider l'utilisation de la physique électromagnétique standard « option 3 » avec la version 9.2p03 de Geant4 pour notre application de développement de chambre plane segmentée sous faisceau de radiothérapie. Comme nous l'avons vu précédemment, les modèles liés aux interactions des photons et le modèle d'ionisation reposent sur des théories physiques connues et validées. Nous avons donc décidé de limiter notre validation au modèle de diffusion multiple des électrons. Pour cela, nous avons comparé pour une même géométrie et une même source de particules, les résultats obtenus avec la physique EM standard option 3 classique, donc utilisant le modèle de diffusion multiple *Urban*, à ceux obtenus toujours avec la physique EM standard option 3 mais en choisissant une approche microscopique pour tenir compte des interactions coulombienne à la place de la diffusion multiple.

La géométrie de notre détecteur, est telle que l'élément le plus sensible à la diffusion des électrons est le support en FR4. C'est l'élément pour lequel l'épaisseur massique, c'est-à-dire le produit de la densité par l'épaisseur, est le plus important (tableau 3-1). Comme il est situé en amont du volume sensible, une mauvaise modélisation de la diffusion des électrons dans le convertisseur modifiera la forme du dépôt d'énergie dans le volume d'air.

Elément	Epaisseur massique
support en FR4	1 mm x 2 g.cm ⁻³ = 29 g.mm ⁻¹
pavé en cuivre	10 µm x 8,96 g.cm ⁻³ = 0,9 g.mm ⁻¹
volume sensible	1 cm x 0,001 g.cm ⁻³ = 0,1 g.mm ⁻¹
mylar	24 µm x 1,4 g.cm ⁻³ = 0,3 g.mm ⁻¹
aluminium	0,12 µm x 2,7 g.cm ⁻³ = 0,003 g.mm ⁻¹

Tableau 3-1 : Epaisseur massique des éléments qui constituent la chambre d'ionisation segmentée

Pour valider le modèle de diffusion multiple, nous avons choisi :

- de réduire la géométrie du détecteur à seulement un support en FR4 juxtaposé à un volume d'air.
- de prendre comme observable le dépôt d'énergie dans le volume d'air.

3.1.3.2 Matériels et méthodes

Les paramètres permettant de définir les deux simulations réalisées sont regroupés dans le [tableau 3-2](#).

Physique	physicList	EM standard option 3 avec : msc classique (Urban) OU approche microscopique (diff. coul.)
	coupure part. second.	10 µm
Source de particules	type	électrons
	énergie	monoénergétique 1 MeV
	forme	ponctuelle
	position	1 cm en amont du convertisseur
	direction	perpendiculaire au convertisseur
	nombre	10 ⁶
Géométrie	convertisseur	section de 20 cm et épaisseur de 1 mm matériau = FR4
	vol. d'air	section de 20 cm et épaisseur de 1 cm matériau = air

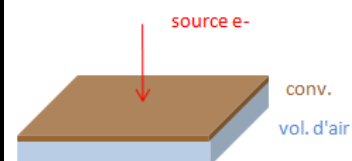


Tableau 3-2 : Données permettant de définir les simulations de validation de la physique GEANT4 utilisée.

Le FR4 est un composite de résine époxy (composé organique constitué de carbone, d'hydrogène et d'oxygène) renforcé de fibre de verre. Pour notre étude, nous avons considéré que les proportions sont de 70% de fibres de verre et 30% d'époxy, et que la densité vaut 2 g/cm³.

Pour cette simulation, afin de n'étudier que l'effet de la diffusion, seules les trajectoires des électrons initiaux sont suivies : toutes les particules secondaires sont tuées avant d'être suivies.

La variable de sortie choisie est un histogramme Root unidimensionnel représentant l'évolution de l'énergie déposée dans le volume d'air en fonction de la distance à la position initiale de l'électron. Du fait de la symétrie circulaire, si l'histogramme est construit simplement en sommant les dépôts d'énergie dans les « bin » des distances correspondantes, cela revient à intégrer les dépôts d'énergie sur des anneaux concentriques. Pour que l'histogramme reflète ce qui se produit le long d'un axe, quantité qui nous intéresse réellement, deux solutions sont possibles :

- le contenu de chaque bin est divisé à posteriori par l'aire de l'anneau correspondant.
- lors de la simulation chaque entrée est pondérée par l'inverse du périmètre correspondant. C'est cette approche que nous avons utilisée.

Pour cet histogramme, l'incertitude sera donc d'autant plus importante que la distance à l'axe est faible.

3.1.3.3 Résultats et conclusion

Les deux distributions obtenues sont représentées [figure 3-1](#) sans, puis avec, échelle des ordonnées logarithmique pour mieux visualiser les petites différences aux plus grandes distances.

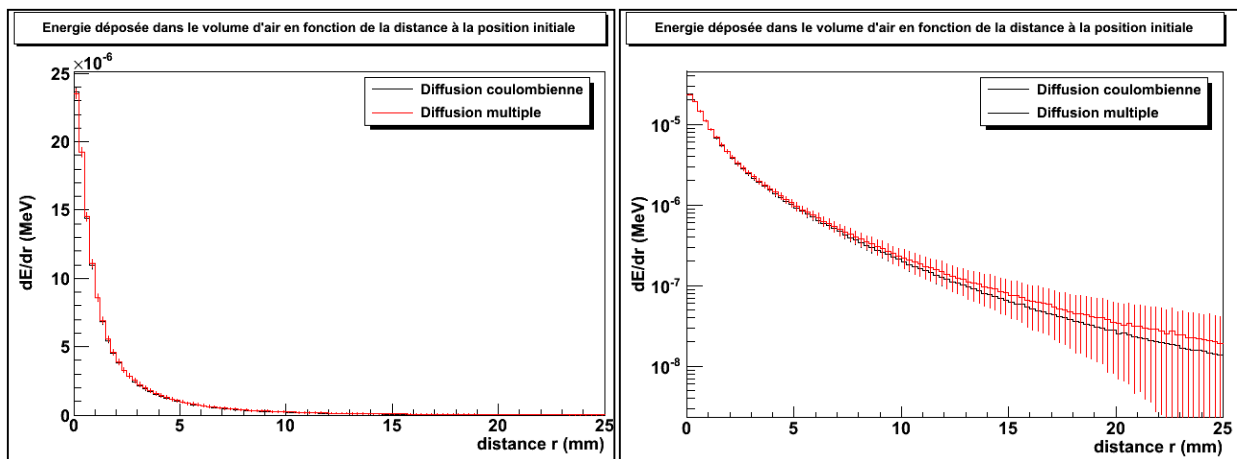


Figure 3-1 : Représentation, sans et avec échelle des ordonnées logarithmique, de l'évolution de l'énergie déposée dans le volume d'air en fonction de la distance à l'axe. Les courbes noires correspondent à la référence, l'approche microscopique où chaque interaction coulombienne est considérée. Les courbes rouges correspondent à l'approche de diffusion multiple avec la physique EM standard et l'option 3.

L'échelle logarithmique montre que pour les plus grandes distances le modèle de diffusion multiple sous-estime l'énergie déposée. Mais les dépôts d'énergie concernés sont réduits de 2 ordres de grandeurs par rapport au dépôt maximal, et cette différence est donc négligeable. Les deux distributions sont donc parfaitement compatibles. Comme nous l'avons vu, il y a au moins 30 fois plus d'interactions coulombiennes simulées dans 1 mm de FR4 que dans tous les autres éléments du détecteur. Ainsi, si le modèle de diffusion multiple est valide pour le convertisseur, il l'est pour l'intégralité du détecteur. L'utilisation de la version 9.2p03 de GENAT4, avec la physique EM standard « option 3 » et le modèle de diffusion multiple est donc validée pour notre application. Cette configuration sera utilisée pour toutes les simulations présentées dans ce manuscrit.

Maintenant, après avoir décrit et validé l'outil GEANT4 avec la physique retenue, nous allons nous intéresser à la modélisation du faisceau de photons.

3.2. Modélisation d'un accélérateur

3.2.1. Choix d'un modèle analytique rapide

3.2.1.1 Introduction

L'article de revue écrit par F. Verhaegen et J. Seuntjens (182) résume les travaux réalisés de la fin des années 70 aux années 2000 concernant la modélisation d'un accélérateur médical pour les simulations Monte-Carlo. Les éléments de la tête d'un accélérateur sont classiquement séparés en deux : ceux qui vont varier pour définir la forme du champ, c'est-à-dire les mâchoires et le MLC, et les autres. Ces derniers sont fixes quelles que soient les positions des éléments de collimation, et les interactions dans ces éléments ne dépendent pas de la forme du champ simulé. Ces éléments sont donc pris en compte dans la modélisation. Pour établir un modèle, deux approches sont possibles :

- la première consiste à **ajuster les paramètres d'un modèle analytique** pour que, pour une série de faisceaux de formes variées, la dose calculée corresponde à la dose mesurée. Pour un calcul de dose précis, au minimum deux sources élémentaires de photons doivent être utilisées : une pour les photons primaires qui n'ont pas interagis après leur création par rayonnement de freinage dans la cible, couramment appelée composante focale, et l'autre pour les photons diffusés tête, appelée composante extra-focale. D'autres sources élémentaires peuvent être ajoutées, ce qui permet de distinguer, dans la composante extra-focale, les contributions des différents éléments de la tête de l'accélérateur. Parmi les modèles les plus complexes, le modèle proposé par M. Fippel (183), qui a ensuite été amélioré par M. Sikora (184), peut être cité en exemple. Ces modèles de source sont appelés modèles de source virtuelle analytiques.
- la seconde consiste à **considérer tous les éléments de la tête de l'accélérateur avec leurs caractéristiques réelles** : matériau, forme et position. Cette approche nécessite d'avoir accès aux données constructeur. Les seuls paramètres à définir sont alors ceux du faisceau d'électrons qui impacte la cible : l'énergie moyenne, l'écart-type de la distribution spectrale et la taille de la tache focale. Un espace de phase peut alors être construit : un plan virtuel est défini, et les caractéristiques des particules le traversant sont relevées et stockées dans un fichier. Au minimum, la nature de la particule, son énergie, sa position et sa direction et son poids statistique sont retenus. Des informations complémentaires reliées à l'historique de la particule peuvent être ajoutées, comme un libellé relié à l'élément dans lequel la particule a été créée ou diffusée, ou la coordonnée selon l'axe du faisceau de son point de création ou de diffusion. Afin de faciliter les échanges entre différentes équipes, l'IAEA a développé un format d'espace de phase (185) et propose une base de données en libre accès (voir 3.2.3.2). Le recours à un espace de phase permet de réduire les temps de simulation sans faire d'hypothèse réductrice par rapport à la simulation complète de la tête puisque chaque particule est suivie individuellement. Mais les inconvénients sont une taille de fichier conséquente, un manque de flexibilité, avec notamment une incertitude statistique minimale limitée par le nombre de particules ayant permis la création de l'espace de phase. De plus, dans le cas de simulations MC réalisées sur des grilles de calcul, il n'est pas possible d'utiliser une source de particules définie par un espace de phase. Pour pallier à ces inconvénients, il est possible d'établir un modèle de source à partir de l'espace de phase. Ces modèles de source sont appelés modèles de source virtuelle issus de simulations Monte-Carlo. Il consiste alors en un ensemble d'histogrammes, obtenus directement par analyse de l'espace de phase. Les premiers travaux publiés concernant un faisceau de photons sont ceux de Liu *et al* (186). L'utilisation d'histogrammes corrélés, introduit par Wittenau *et al* (187), permet de tenir compte des dépendances qui existent entre la position, la direction et l'énergie des particules, et conduit donc à un meilleur accord entre simulation et mesure.

3.2.1.2 Description du modèle retenu

Pour nos travaux, les simulations MC ont été utilisées pour comprendre comment se construit la réponse d'une chambre d'ionisation plane segmentée dans un faisceau de photons, et pour voir comment cette réponse et l'impact de la présence du détecteur dans le faisceau évoluent selon la géométrie du détecteur. Cela afin de guider sa conception. Ainsi, nous ne voulions pas reproduire précisément les données d'un accélérateur et nous ne recherchions qu'un accord approximatif à la réalité. Plus tard, une fois la phase de développement du détecteur terminée, un modèle précis et réaliste devra être utilisé pour pouvoir prédire par simulation MC la réponse du détecteur, dans le but de la comparer à la réponse mesurée.

Nous devons utiliser un modèle rapide à mettre en œuvre et qui ne nécessitait pas de connaître la géométrie des éléments de l'accélérateur, information dont nous ne disposons pas. Nous avons donc choisi de considérer directement une source de photons située au niveau de la cible. Les approximations réalisées sont les suivantes :

- la source est considérée **ponctuelle**. Cela n'a pas d'influence sur le rendement en profondeur, mais annule la composante géométrique de la pénombre. Pour le détecteur, cette approximation va permettre de caractériser sa résolution spatiale, sans être perturbé par l'influence qu'aurait une source non ponctuelle.
- pour ne pas avoir à intégrer le cône égalisateur dans la simulation, la source est considérée **isotrope**. Cela n'a pas d'influence sur le rendement en profondeur, mais conduit à une forme de profil différente que celle mesurée classiquement. Cette approximation conduit à avoir une fluence quasiment uniforme au niveau du détecteur pour des tailles de champs plus petites que 10 cm de côté, puisque l'effet géométrique en $1/r^2$ engendre une différence de fluence dans l'air de 0,5 % à 5 cm de l'axe. Pour limiter le nombre de photons simulés interagissant dans les éléments de collimation et n'atteignant pas la surface d'entrée du détecteur, l'ouverture angulaire de la source est choisie en fonction de la taille de champ simulée. Elle permet de couvrir un disque de diamètre égal à 1,4 fois la taille de champ simulée.
- le **spectre en énergie** est le principal élément inconnu à déterminer. Toujours avec l'idée d'un modèle simplifié, nous avons choisi de considérer un spectre continu par morceaux composé de trois segments, qui permet de se rapprocher de la forme typique du spectre d'un accélérateur médical : la partie croissante pour les basses énergies peut être représentée par un segment, puis la décroissance incurvée est représentée par deux segments. Pour déterminer les paramètres du spectre, nous avons procédé par ajustement manuel approximatif en comparant, pour un champ carré de 10 cm de côté, le rendement obtenu par simulation aux rendements mesurés sous les 3 accélérateurs du CHU de Grenoble (Clinac Varian 600, Clinac Varian 2100 et Elekta Sli). Le spectre retenu a une énergie minimale de 0,2 MeV, l'énergie la plus probable est à 1 MeV, la cassure de la décroissance est à 2 MeV avec une pondération de 40% du maximum, et l'énergie maximale est de 6 MeV (figure 3-2, gauche). L'énergie moyenne vaut 2,1 MeV et l'énergie médiane vaut 1,65 MeV.

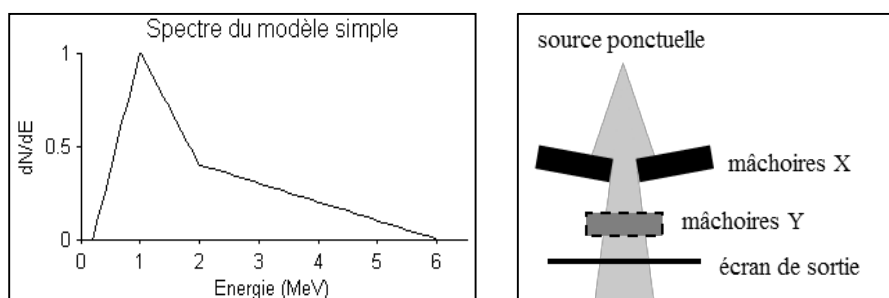


Figure 3-2 : Gauche : représentation du spectre retenu pour notre modèle de source analytique. Droite : représentation des éléments de la tête de l'accélérateur considérés.

Notre modèle de source prenant déjà en compte la présence du cône, les éléments que nous avons considérés pour modéliser l'accélérateur sont :

- les **mâchoires**, qui permettent de définir le champ. Deux différentes géométries ont été utilisées :
 - o pour une géométrie réaliste d'accélérateur, nous avons considéré quatre blocs rectangulaires de 7 cm d'épaisseur permettant de représenter des **mâchoires rectangulaires**. Le milieu des mâchoires est situé à 36 cm de la source pour la mâchoire X et à 50 cm pour la mâchoire Y. Le matériau est un alliage composé à 95 % de tungstène, 3,8 % de nickel et 1,2 % de fer. Comme c'est le cas pour de nombreux accélérateurs, l'ouverture des mâchoires se fait selon un arc de cercle pour tenir compte de la divergence du faisceau, pour qu'au niveau de la délimitation du champ les rayons soient tangents au bord de la mâchoire. Ainsi, il n'y a pas de pénombre de transmission (*figure 3-2*, droite).
 - o dans certains cas, afin d'améliorer l'efficacité des simulations, c'est-à-dire baisser l'incertitude statistique pour un même nombre de particules simulées, une **mâchoire circulaire** a été considérée, ce qui permet d'avoir une symétrie circulaire. Le collimateur consiste alors en un bloc de 7 cm d'épaisseur dont le milieu est situé à 43 cm de la source, avec en son centre une ouverture conique. Les rayons en limite de champ sont donc tangents, et il n'y a pas de pénombre de transmission.
- **Pécran de sortie** en mylar, situé à 53 cm de la source. Du fait de sa grande surface à proximité immédiate du détecteur, les électrons de contamination qu'il génère ne sont pas arrêtés par d'autres éléments de l'accélérateur.

Pour cette source de particule et une géométrie d'accélérateur avec champ carré, l'accord obtenu entre le rendement simulé et les rendements mesurés sous les 3 accélérateurs du CHU de Grenoble, pour un champ carré de côté 10 cm, sont présentés *figure 3-3*.

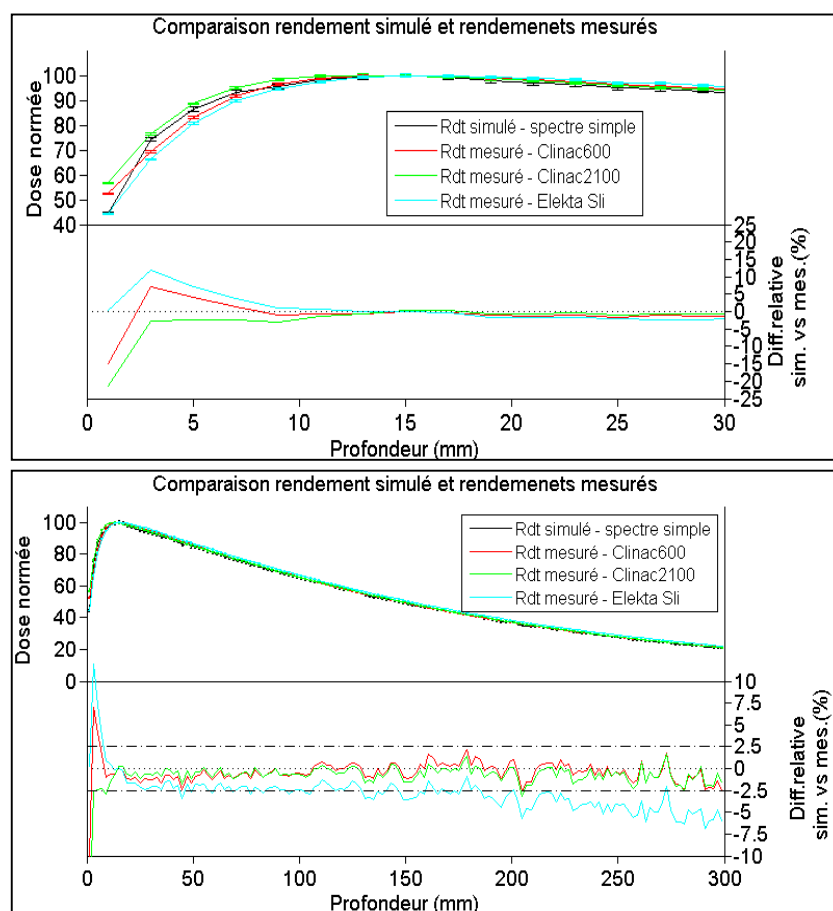


Figure 3-3 : Comparaison du rendement simulé et des trois rendements mesurés pour un champ carré de 10 cm de côté. Echelle centrée sur la zone de *build-up* (haut) et échelle entière (bas).

La profondeur du maximum est identique pour tous les rendements et vaut 1,5 cm. Au-delà du maximum, l'écart entre le rendement simulé et les rendements mesurés sous les accélérateurs Varian est inférieur à 2,5% sans que la simulation ne sous-estime ou ne surestime constamment la mesure. L'écart au rendement de l'accélérateur Elekta est plus important, avec une sous-estimation constante de la simulation, et un écart qui augmente avec la profondeur : de 2,5 % pour les 15 premiers centimètres jusque 6 % à une trentaine de centimètres. Lors de l'évaluation d'un TPS pour une utilisation en clinique, la tolérance entre le calcul et la mesure est de 2 % sur l'axe du faisceau et pour le cas d'un fantôme homogène (recommandation de la SFPM, qui reprend les recommandations de Venselaar et al. 2001). Comme nous ne cherchions qu'un accord approximatif, nous avons validé le spectre présenté pour notre application.

La zone de *build-up* étant difficile à modéliser correctement, la tolérance sur l'écart entre le calcul et la mesure recommandée est augmentée et est exprimée en écart en dose ou en distance : 10 % ou de 2 mm. Dans notre cas, il existe déjà des différences de l'ordre de 10 % entre les différents rendements mesurés. Le rendement simulé à une croissance plus rapide que les trois rendements mesurés, mais il est toujours situé entre les rendements de l'Elekta et du Clinac 2100, pour lesquels les doses sont respectivement la plus faible et la plus élevée des trois accélérateurs du CHU de Grenoble. La partie décroissante du rendement simulé étant plus proche des accélérateurs Varian, nous aurions pu chercher à améliorer l'accord dans le *build-up* pour ces accélérateurs. Pour cela, nous aurions dû utiliser une source supplémentaire d'électrons de contamination. Mais nous avons préféré favoriser la simplicité et l'unicité de notre modèle, tout en gardant en tête la possibilité qu'il sous-estime les électrons de contamination.

Avant d'exploiter le modèle présenté, pour l'étude de la chambre plane segmentée sous faisceau par simulations MC, celui-ci a été validé en deux temps :

- tout d'abord, une validation globale a été réalisée : pour un détecteur connu réalisant une mesure sans milieu diffusant, le courant mesuré sous l'accélérateur Clinac 600 du CHU de Grenoble a été comparé au courant simulé avec GEANT4 et le modèle analytique simple.
- puis la récupération d'un espace de phase sur le site de l'IAEA a permis une validation plus complète. Les caractéristiques des particules en sortie d'accélérateur ont été comparées pour les deux modèles, pour différentes tailles de champ.

3.2.2. Validation globale du modèle analytique par comparaison pour un détecteur connu du courant obtenu par simulation ou par mesure

Pour cette validation globale, nous avons eu recours à une chambre à fils 2D qui avait été conçue au début des années 2000 au LPSC dans le cadre du projet de physique des particules « *Graal* », maintenant terminé. Le détecteur est constitué de trois plans cathodiques en mylar aluminisé définissant deux chambres, appelées chambre supérieure et chambre inférieure ([figure 3-4](#)). Au niveau du plan médian de chacune des chambres est positionné un plan de fils anodiques parallèles. Le gaz circulant dans la chambre est un mélange 70 % argon et 30 % méthane, qui permet la multiplication des charges. Le détecteur est fermé hermétiquement, avec des fenêtres d'entrée et de sortie sur le passage du faisceau également en mylar aluminisé. Une connectique électrique modulable permet, pour chacun des deux plans de la chambre, de relever soit le signal d'un unique fil, soit celui de l'ensemble des fils du plan. L'utilisation d'un picoampèremètre permet de mesurer le courant d'ionisation moyen, directement proportionnel à l'énergie déposée dans le volume de collection correspondant (voir [6.1.3.1](#)). L'objectif était de s'assurer de la validité du débit de charges attendu dans le détecteur MICROMEGas. La validation a donc consisté à confronter les mesures de courant d'ionisation moyen aux résultats d'une simulation GEANT4 du détecteur réalisée avec le modèle de source précédemment décrit.

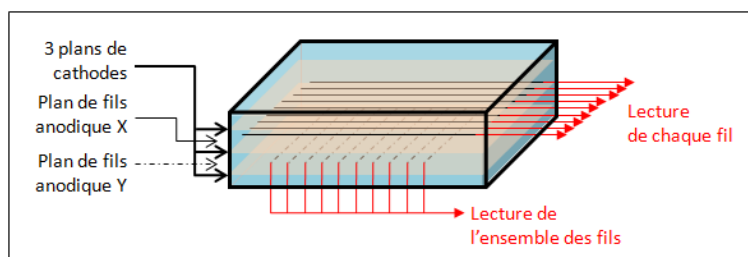


Figure 3-4 : Schéma du détecteur Graal. Les trois plans cathodiques définissent deux chambres. Dans la chambre supérieure les fils du plan anodiques sont disposés dans la direction X et chacun à une lecture individuelle. Dans la chambre inférieure les fils du plan anodique d= sont disposés dans la direction Y et une unique mesure est réalisée pour l'ensemble des fils.

3.2.2.1 La séance de mesure

Lors de la séance de mesure réalisée sous le Clinac 600 du CHU de Grenoble, nous avons relié l'ensemble des fils de la chambre supérieure à un picoampèremètre Keithley 485. Le détecteur est placé avec sa surface d'entrée à 100 cm de la source.

Dans un premier temps, l'évolution du courant avec la haute tension a été étudiée pour pouvoir définir la haute tension à appliquer pour se situer en limite supérieure du plateau du fonctionnement en mode chambre d'ionisation, ce qui permet d'avoir un taux de recombinaison négligeable sans avoir d'amplification (voir 6.1.1.2). D'après les courants obtenus pour une haute-tension variant de 100 à 1300 volts, représentés sur le graphique de la [figure 3-5](#), nous avons retenu un fonctionnement avec une haute tension de 200 volts.

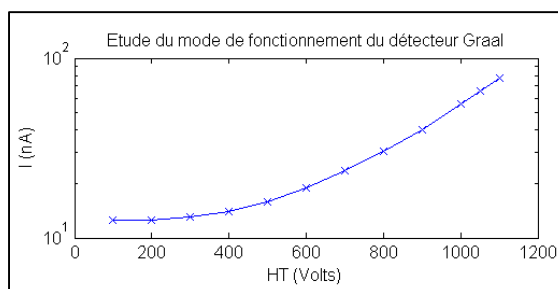


Figure 3-5 : Etude du mode de fonctionnement du détecteur Graal en fonction de la haute tension appliquée.

La fenêtre d'entrée du détecteur étant de petite surface, nous avons utilisé un faisceau carré de 5 cm de côté défini par les mâchoires seules. Le courant moyen relevé pour un débit de 400 UM/min est de $I_{mesure} = 12,6 \pm 0,1 \text{ nA}$. Du fait du fonctionnement du picoampèremètre, ce courant résulte seulement de la dérive des ions positifs, les électrons se déplaçant trop rapidement (voir 6.1.3.1). Il faut donc multiplier ce résultat par un facteur 2 pour compenser cette perte. Soit :

$$I_{mesure} = 25,2 \pm 0,2 \text{ nA}$$

3.2.2.2 La simulation GEANT4

Le détecteur ayant été conçu au laboratoire, les dimensions et matériaux des différents éléments sont parfaitement connus, et ils ont donc facilement été incorporés dans la géométrie de la simulation. La description détaillée n'a pas d'intérêt ici. Nous indiquons seulement que les fenêtres d'entrée et de sortie sont en mylar aluminisé (60 μm mylar et 12 μm aluminium), les électrodes pleines sont des feuilles de 12 μm d'aluminium et les fils sont principalement composés de tungstène.

La mesure de validation ayant été acquise avec un picoampèremètre connecté à l'ensemble des fils de la chambre supérieure, la simulation doit permettre de prédire l'intensité du courant moyen dans le volume correspondant. Pour un nombre de photons donné, la charge déposée dans l'intégralité du volume de

collection des charges, notée Q_{sup} , est déterminée à partir de la connaissance de l'énergie déposée dans ce volume, notée $Edep_{sup}$, et de l'énergie nécessaire à la création d'une paire électron/ion, appelée énergie moyenne d'ionisation du gaz et notée $\langle W \rangle$. En première approximation, pour tous les gaz l'énergie moyenne d'ionisation peut être prise égale à 30 eV. En supposant une efficacité de collection de 100 %, et en notant e la charge élémentaire de l'électron valant $1,6 \cdot 10^{-19}$ coulomb, on a donc :

$$Q_{sup} = \frac{2 \times Edep_{sup} \times e}{\langle W \rangle} \text{ [Coulomb]} \quad (\text{Équ. 3-2})$$

Le facteur 2 est présent car on considère la charge totale créée, donc les charges positives et négatives. Pour obtenir l'intensité, il « suffit » de diviser la charge par le temps. Cependant, cette étape est bien moins évidente qu'il n'y paraît, puisqu'elle nécessite de relier le nombre de photons simulés au temps écoulé sous la machine. Ceci peut être fait en se basant sur la relation d'étalonnage. D'après les caractéristiques dosimétriques du Clinac 600, pour une distance source-surface de l'eau de 100 cm, en champ carré de 10 cm de côté et à une profondeur de 5 cm, l'accélérateur délivre 0,83 cGy par unité moniteur délivrée. D'après la courbe de FOC, la dose par unité moniteur pour un champ de côté 5 cm sera de 0,77 cGy. Si l'accélérateur fonctionne avec un débit de 400 UM/min, le débit de dose est de 3,08 Gy/min. La relation entre le nombre de photons simulé et le temps écoulé sous la machine peut donc être déduite d'une simulation utilisant la même source de photons que celle utilisée pour la simulation du détecteur, mais intégrant une cuve à eau à la place de celui-ci, et pour laquelle la dose déposée est relevée au point de mesure de référence (figure 3-6).

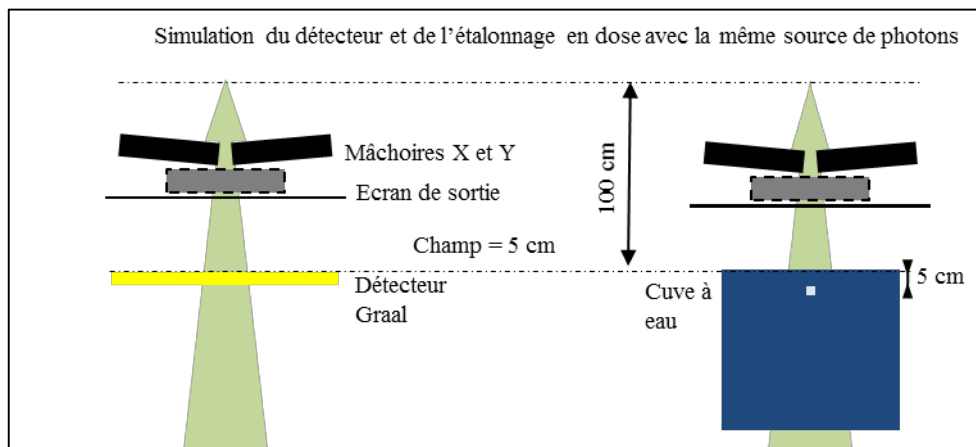


Figure 3-6 : Schéma illustrant l'établissement de la correspondance entre le nombre de photons simulé et le temps écoulé sous l'accélérateur.

Après avoir réalisé cette simulation, nous trouvons que 1 photon simulé correspond à $1,27 \cdot 10^{-13}$ Gy avec une incertitude statistique de 1 %. Ainsi, pour un débit de 400 UM/min, 1 photon simulé correspondra donc à un temps écoulé sous machine de $T_{photon} = 2,47 \pm 0,02$ picosecondes. Pour un nombre N_{Graal} de 10^8 photons simulés, qui permet d'avoir une incertitude statistique sur l'énergie déposée de l'ordre de 1 %, la simulation prédit une énergie déposée de 502 MeV dans la chambre supérieure. Le courant correspondant vaut donc :

$$I_{Geant4} = \frac{Q_{sup}}{N_{Graal} * T_{photon}} = 21,6 \pm 0,2 \text{ nA}$$

3.2.2.3 Conclusion

Le courant prédit par la simulation GEANT4 et celui mesuré sont du même ordre de grandeur puisqu'ils valent respectivement $21,6 \pm 0,2$ nA et $25,2 \pm 0,2$ nA. Cette mesure valide donc en partie notre modélisation simple, ainsi que notre utilisation du code GEANT4 avec les paramètres physiques retenus, pour une

application de développement de détecteur placé en sortie de la tête de l'accélérateur. Il est intéressant de relever que le résultat de la simulation est inférieur à la mesure. La possible sous-estimation de la composante électronique dans notre modèle, déduite de l'observation de l'écart entre rendement mesuré et simulé dans la zone du *build-up*, peut donc en partie expliquer cet écart. En effet, la fenêtre d'entrée du détecteur Graal est fine, la mesure est donc sensible aux électrons de contamination.

Un autre résultat important de cette étude, pour laquelle le temps a été introduit dans une simulation GEANT4, est qu'elle permet d'estimer le débit de fluence dans le faisceau. Pour un champ de côté 5 cm, le débit de photons moyen est de l'ordre de 10^8 photons.mm⁻².s⁻¹ au niveau de l'entrée du détecteur considéré être placé à 70 cm de la source. Ce débit ne tient pas compte de la présence du faisceau avec un rapport cyclique de 1 ‰ (correspondant au cas d'une impulsion de faisceau de 5 µs toutes les 5 ms). Le débit instantané est donc 1000 fois plus important et vaut :

$$\Phi \approx 10^{11} \text{ photons. mm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

Après cette validation globale de notre modèle analytique, nous allons maintenant le confronter à un modèle issu d'un espace de phase IAEA, en comparant les caractéristiques des particules obtenues en sortie de la tête de l'accélérateur.

3.2.3. Confrontation du modèle analytique à un espace de phase IAEA

3.2.3.1 Introduction

Le but de cette étude est de comparer les caractéristiques des particules au niveau de l'entrée du détecteur entre notre modèle analytique de source ponctuelle et un modèle issu d'un espace de phase IAEA. Nous verrons dans le chapitre suivant que le modèle ponctuel a été utilisé pour étudier la réponse du détecteur sous faisceau pour différentes tailles de champ. Un point évalué est sa sensibilité aux électrons de contamination. Il est particulièrement important que notre modèle ne sous-estime pas cette composante car les électrons, bien que non majoritaires en nombre au niveau de l'entrée du détecteur, peuvent contribuer de façon significative au dépôt d'énergie. Tous les électrons dont l'énergie permet de traverser le convertisseur contribuent au dépôt d'énergie. Au contraire, seule une fraction des photons interagit dans le convertisseur et peut conduire au dépôt d'énergie. Or en dehors du champ la proportion d'électrons de contamination peut être particulièrement importante puisque, contrairement à la fluence en photons qui présente une transition nette en limite de champ, la fluence en électrons décroît lentement. Ainsi, en dehors du champ le signal peut être dominé par la composition électronique. Une discussion informelle avec un commercial d'IBA lors d'un congrès nous a appris qu'une problématique importante dans le développement du détecteur Compass a été la sensibilité particulièrement importante à la composante électronique.

L'étude de comparaison entre les deux modèles porte sur trois points :

- la distribution spatiale de la **fluence en photons** atteignant le détecteur. Cela permettra de caractériser les conséquences des simplifications sur lesquelles repose notre modèle.
- la distribution spatiale de la **fluence en particules chargées légères** atteignant le détecteur. Cela permettra de vérifier si notre modèle sous-estime la composante des électrons de contamination.
- les **spectres en énergie** des photons et des particules chargées légères atteignant le détecteur. Nous avons vu qu'en théorie, pour les photons comme pour les électrons, la contribution des particules au signal mesuré par le détecteur varie avec l'énergie.

Ces trois grandeurs étudiées variant avec la taille de champ, l'étude est réalisée pour des dimensions allant de 2,5 cm à 20 cm de côté. Les résultats obtenus pourront être doublement exploités : en plus de comparer les résultats entre eux, ils vont permettre de déterminer les caractéristiques des particules en sortie d'accélérateur, leur variation avec la distance au centre, et leur variation avec la taille de champ.

3.2.3.2 L'espace de phase IAEA de l'accélérateur Elekta Precise

Une description détaillée du format d'espace de phase IAEA (.iaeaphsp) et du processus d'acceptation des données de la base se trouve dans le rapport IAEA de R. Capote de 2008 (185). Les espaces de phase, ainsi qu'une interface permettant d'intégrer la lecture du format IAEAPHSP dans GEANT4, sont disponibles sur le site de l'IAEA¹ (188). Depuis juillet 2011 seulement cinq modèles d'accélérateur en mode photon avec une énergie nominale de 6 MeV sont proposés, le PHSP de l'accélérateur Varian *TrueBeam* étant à part puisqu'il s'agit d'un faisceau sans cône égalisateur. Leurs caractéristiques sont résumées dans le [tableau 3-3](#).

Modèle	Taille du champ (cm)	Code MC utilisé	Position de l'espace de phase
Varian 600	1 et 10	Penelope	en sortie de la tête (à ~ 70 cm de la source)
Varian iX	20	BEAMnrc	entre le MLC et les mâchoires
	de 0,5 à 20	BEAMnrc	en sortie de la tête (à 90 ou 100 cm de la source)
Elekta Precise	-	BEAMnrc	en amont de la collimation (à ~ 30 cm de la source)
Siemens Primus	de 0,5 à 20	BEAMnrc	en sortie de la tête (à 95 cm de la source)

Tableau 3-3 : Récapitulatif des espaces de phases de faisceau 6 MV disponibles dans la base IAEA depuis 2011.

Une quantité importante d'informations sur les caractéristiques des particules en entrée du détecteur pourrait être déduite de l'analyse de ces données. Il serait par exemple intéressant de comparer, pour les différents modèles d'accélérateurs, l'évolution des caractéristiques des particules, énergie et direction, en fonction de la distance à l'axe. Et ceci pour différentes tailles de champ. L'espace de phase du modèle Clinac iX est particulièrement intéressant puisqu'il contient la coordonnée Z de création des particules, ou de dernière diffusion pour les photons, ce qui permettrait de distinguer les composantes de photons primaires et diffusés tête. Mais une étude exhaustive n'a pas pu être réalisée dans le temps imparti à la thèse. Dans ce travail, seulement l'espace de phase de l'accélérateur Elekta a été analysé, puisque c'est le seul à avoir été acquis au-dessus de tous les éléments de collimation, ce qui permet une plus grande liberté d'exploitation.

Le PHSP retenu se situe à 27,21 cm de la source, présente une symétrie circulaire avec un champ circulaire dont la taille est délimitée par le collimateur primaire. La fluence en particules du PHSP est représentée [figure 3-8](#), gauche. La surface irradiée a un diamètre d'environ 14 cm dans le plan du PHSP, soit 51 cm projeté dans le plan de l'isocentre à 100 cm de la source². Il ne comporte pas de variable qui permette de discerner les photons primaires des photons diffusés dans les éléments de collimation en amont de la surface d'analyse où le PHSP a été acquis. Cependant, par définition les photons primaires sont ceux qui ont été créés dans la cible et qui n'ont pas interagit entre leur création et le plan d'analyse. Ils n'ont donc pas changé de direction. En première approximation il est possible de faire l'hypothèse que les photons primaires sont ceux qui vérifient, à une distance D de la source, la relation géométrique $\frac{r}{\tan \theta} = D$, où r est la distance à l'axe et θ l'angle par rapport à l'axe du faisceau ([figure 3-7](#)).

¹ <https://www-nds.iaea.org/phsp> et <https://www-nds.iaea.org/phsp/Geant4/>

² Pour un champ carré de coté 40 cm la diagonale valant 56,6 cm, les angles du champ ne seront donc pas irradié par le faisceau primaire.

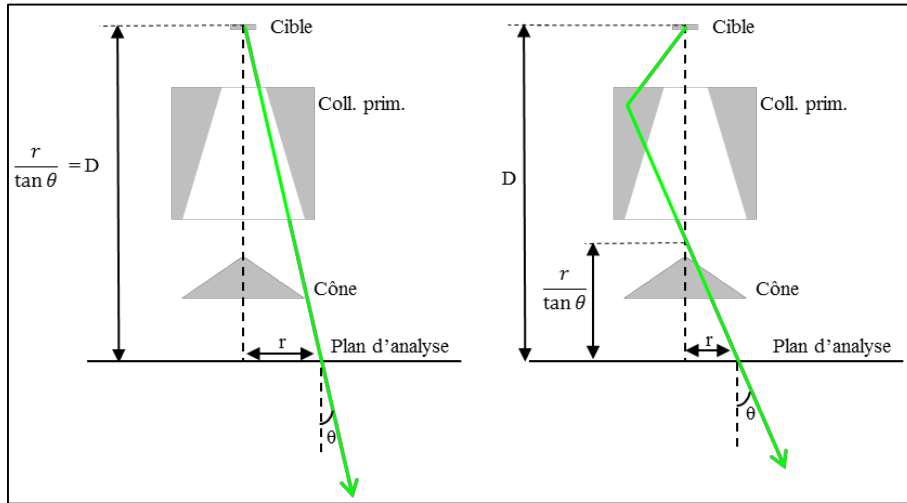


Figure 3-7 : Schéma illustrant le fait que les photons primaires sont ceux qui vérifient la relation $r/\tan(\theta) = D$, où D est la distance entre la source et le plan d'analyse où a été acquis le PHSP, r est la position radiale du photon dans le PHSP et θ est l'angle par rapport à l'axe du faisceau.

La [figure 3-8](#) droite représente la distribution du rapport $\frac{r}{\tan \theta}$ obtenu à partir du PHSP Elekta. Comme attendu, elle présente un maximum pour une distance de 27,21 cm, qui est la distance à laquelle le PHSP Elekta a été relevé.

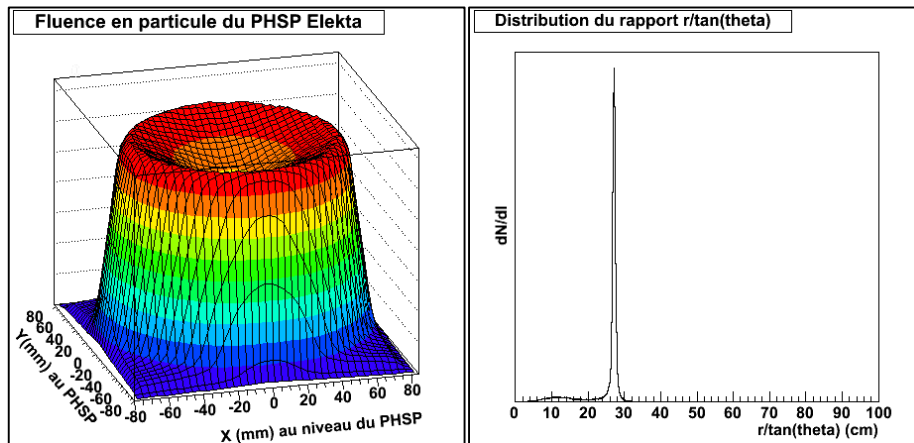


Figure 3-8 : Gauche : Distribution spatiale de la fluence en photons du PHSP Elekta dans le plan d'analyse. Droite : Distribution du rapport $r/\tan(\theta)$ pour tous les photons du PHSP dans le plan d'analyse.

3.2.3.3 Matériels et méthodes

L'étude a consisté à comparer pour le modèle analytique et pour le modèle PHSP les fluences en photons et électrons et les spectres en énergie au niveau de l'entrée du détecteur.

Concernant la **source de particule** : pour chaque taille de champ, 10^7 photons ont été simulés pour le modèle analytique, avec les paramètres décrits dans la partie II.2.2. Pour l'espace de phase Elekta, une seule lecture d'un PHSP de 3,9 Go, correspondant à 10^8 particules, a été réalisée par taille de champ.

La **géométrie** d'accélérateur considérée est analogue à celle décrite dans la section précédente, identique pour le modèle analytique et pour le PHSP Elekta. Mais cette fois un unique collimateur circulaire est considéré pour conserver une symétrie circulaire et améliorer l'efficacité des simulations. L'ouverture conique permet de définir un cercle de 2,5, 5, 10 ou 20 cm de diamètre à 100 cm de la source. Les données de sortie ont été relevées au niveau d'une surface virtuelle située à une distance de 70 cm de la source, position que nous avons considérée être l'entrée du détecteur.

Plusieurs **variables de sortie** sont utilisées :

- pour les **électrons**,
 - o pour l'étude des **spectres**, nous nous sommes limité à comparer les distributions dans et hors du champ. Les particules sont considérées être dans le champ si elles sont à l'intérieur d'une zone correspondant à 95 % de la taille du champ. Elles sont hors du champ si elles sont à l'extérieur d'une zone correspondant à 105 % de la taille du champ.
 - o la **fluence** est relevée directement dans un histogramme Root unidimensionnel. Comme pour la simulation de validation de la physique, la symétrie circulaire a été exploitée et l'histogramme représente ce qui se passe le long d'un axe. C'est-à-dire que chaque entrée est pondérée par l'inverse du périmètre correspondant.
- pour les **photons**,
 - o pour l'étude des **spectres**, l'approche est identique à celle utilisée pour les électrons. Seulement les cas dans et hors du champ sont considérés.
 - o pour l'étude de la **fluence**, l'approche est plus élaborée. La variable de sortie est un arbre Root comportant, pour chaque photon atteignant la surface virtuelle de détection, son énergie, sa position et sa direction à cet instant ainsi que son énergie, sa position et sa direction initiale dans la source de particule. Une variable permet également de discerner les photons créés dans la simulation. A partir à ces données, des histogrammes ont été construits pour représenter la fluence en photons décomposée en 3 composantes :
 - les photons qui ont été créés au cours de la simulation, appelés **photons secondaires**.
 - les photons qui n'ont subi aucune interaction dans la simulation, appelés **photons initiaux**. Ce sont ceux qui ont la même énergie et la même direction entre la source de particules et la surface virtuelle de l'entrée du détecteur. Pour le PHSP seulement, est également définie la sous-composante des **photons pseudo-primaires**, vérifiant la relation $D_{min} \leq \frac{r}{\tan \theta} \leq D_{max}$. Les valeurs seuil D_{min} et D_{max} ont été fixées à 69 et 71 cm d'après l'analyse des distributions des rapports $\frac{r}{\tan \theta}$ obtenus pour les tailles de champ utilisées (figure 3-9).

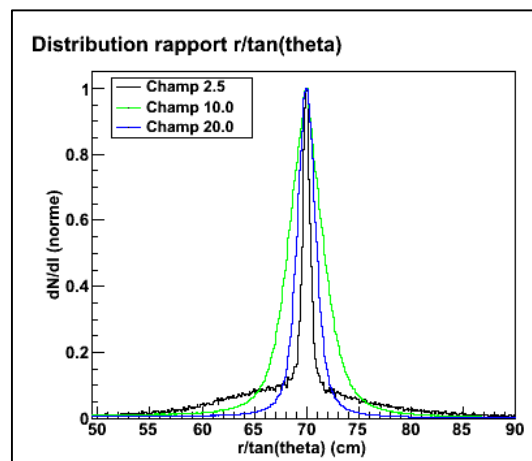


Figure 3-9 : Distributions, pour le modèle PSP seulement et pour les différentes tailles de champ, des rapports $r/\tan(\theta)$ permettant de discerner les photons-pseudo primaires dans l'ensemble des photons initiaux.

- les photons qui ont été une particule initiale de la simulation et qui ont interagit dans l'air, l'écran de sortie ou dans les mâchoires. Ce sont tous les autres photons. Dans ce cas, l'élément dans lequel à eut lieu la première interaction du photon initial est également relevé. Ces photons sont appelés **photons diffusés mâchoires** car c'est l'élément duquel sont issus la majorité des photons diffusés.

3.2.3.4 Résultats et discussion

Résultats sur la fluence en photons

Les évolutions des différentes composantes de la fluence en **photons** avec la distance à l'axe sont regroupées sur la [figure 3-13](#). Chaque colonne correspond à une taille de champ. Sur les deux premières lignes sont représentées les fluences pour l'intégralité des photons pour les deux modèles. Pour la première ligne l'abscisse a été adaptée à la taille de champ pour voir la fluence dans le champ et la pénombre, et l'ordonnée est en échelle classique. Pour la deuxième ligne l'abscisse est la même pour toutes les tailles de champ, 20 cm, et l'ordonnée est en échelle logarithmique. Les graphiques des deux dernières lignes permettent de séparer les différentes composantes de la fluence en photons, en conservant les axes de la deuxième ligne. Pour faciliter la lecture, les deux modèles ne sont alors pas représentés sur le même graphique. Le modèle analytique correspond à la troisième ligne et le modèle PHSP Elekta à la quatrième.

Pour pouvoir comparer les deux modèles, les histogrammes originaux ont été mis à l'échelle. Le facteur correctif appliqué est obtenu en normalisant la distribution de tous les photons en considérant une zone de 3 mm de large au tiers du demi-champ. Ainsi, pour décrire les courbes obtenues, la fluence sera exprimée en pourcentage du nombre de photons dans cette zone de normalisation.

Si on s'intéresse à la **fluence totale** dans un premier temps, on constate que :

- à l'**intérieur du champ** notre modèle ne permet pas de reproduire les cornes du faisceau, visibles pour le modèle PHSP. Au contraire, dans notre cas la fluence décroît avec la distance à l'axe, même si l'effet n'est visible que pour les grandes tailles de champ.
- pour toutes les tailles de champ, la forme de la **pénombre** pour notre modèle est quasiment une marche idéale. En limite du champ, la fluence chute instantanément de 100 % à moins de 1 %. Au contraire, pour le modèle PHSP, la décroissance commence avant la limite du champ, est moins abrupte, et présente un « pied » après la limite du champ ([figure 3-10](#)). La largeur de celui-ci grandit avec la taille du champ : d'environ 3 mm pour le champ de 2,5 cm de côté il passe à environ 2 cm pour le champ de 20 cm.
- **sous les mâchoires**, il ressort tout d'abord que le modèle ponctuel sous-estime la fluence. Cela est particulièrement visible grâce à l'échelle logarithmique. Pour le PHSP, la fluence hors du champ est globalement constante avec la distance à l'axe, et varie peu avec la taille de champ. A 10 cm de l'axe par exemple, elle passe de 0,5 % pour le champ de 2,5 cm de côté à 0,9 % pour le champ de 20 cm de côté. Au contraire, pour le modèle analytique, elle augmente avec la taille de champ et pour chaque taille de champ la fluence décroît avec la distance à l'axe. Toujours à 10 cm de l'axe, elle passe de 0,02 % pour un champ de 2,5 cm de côté à 0,6 % pour 20 cm de côté. Surtout, pour chaque taille de champ l'échelle logarithmique montre une cassure peu après la limite du champ.

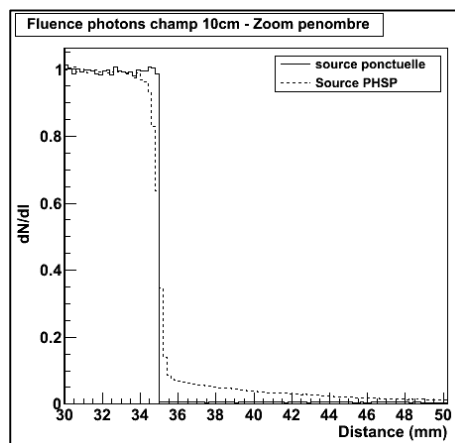


Figure 3-10 : Profil de la fluence totale en photons : comparaison du modèle PHSP et du modèle analytique. Zoom sur la pénombre pour le champ de 10 cm de côté.

L'étude des différentes composantes de la fluence va permettre d'expliquer certaines différences observées. D'après les deux dernières lignes de la [figure 3-13](#), pour lesquelles les composantes sont séparées, nous constatons et retiendrons qu'en dehors du champ :

- pour les deux modèles et toutes les tailles de champ, la contribution des photons diffusés est majoritaire. L'ordre de grandeur est le même pour les deux modèles, mais la fluence est légèrement plus faible et décroît plus vite avec la distance à l'axe pour le modèle analytique.
- la principale différence provient des photons initiaux. Alors que pour le modèle PHSP ils contribuent à environ 1 % de la fluence hors champ, cette composante est très vite nulle pour le modèle analytique.
- pour les photons secondaires, il y a peu de différences pour les grandes tailles de champ, même si pour les champs de 2,5 et 5 cm le modèle analytique sous-estime cette contribution. Dans tous les cas cette composante est négligeable.
- pour les photons pseudo-primaires, surprenamment cette composante est quasiment nulle au centre du champ. Cela n'est pas réaliste et découle certainement d'un biais dans notre analyse. Mais ce qui est important est l'absence de pied pour cette sous-composante. Cela met donc en évidence que le pied provient des photons diffusés par les éléments en amont du PHSP : la cible, le collimateur primaire et le cône égalisateur.

En définitive, **les différences observées sont la conséquence directe des simplifications** faites avec le modèle de source ponctuelle :

- la forme de la fluence dans le champ découle directement de l'hypothèse d'une source isotrope.
- la pénombre en forme de marche idéale découle de l'hypothèse d'une source ponctuelle. Pour le vérifier, une nouvelle simulation a été réalisée, pour le champ de côté 10 cm seulement, avec une source plane circulaire de 3 mm de diamètre. Excepté dans la zone du pied, la forme de pénombre obtenue est alors comparable à celle du PHSP ([figure 3-11](#)).
- l'absence du pied découle de la non prise en compte des photons diffusés par les éléments de la tête en amont du collimateur secondaire, c'est-à-dire : la cible, le collimateur primaire et le cône égalisateur.
- la cassure de la fluence sous les mâchoires découle du choix de l'ouverture angulaire de la source isotrope, adaptée à la taille de champ simulée. Pour un champ de côté 10 cm, une nouvelle simulation a été réalisée avec une ouverture angulaire permettant de couvrir une surface de 25,5 cm de rayon au niveau de la surface d'entrée du détecteur. La cassure dans la fluence disparaît, et la fluence hors champ est quasiment égale à celle obtenue avec le modèle PHSP ([figure 3-12](#)).

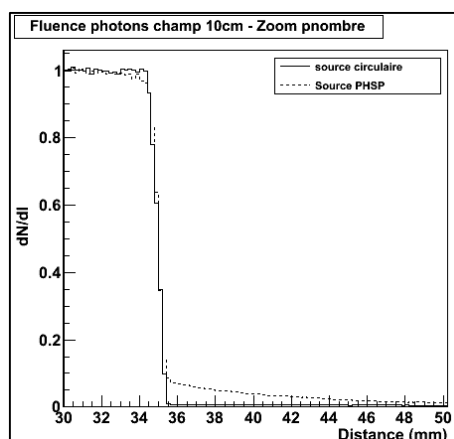


Figure 3-11 : Profil de la fluence totale en photons : comparaison du PHSP et du modèle analytique modifié en remplaçant la source ponctuelle par une source circulaire de 3 mm de diamètre. Champ de 10 cm de côté.

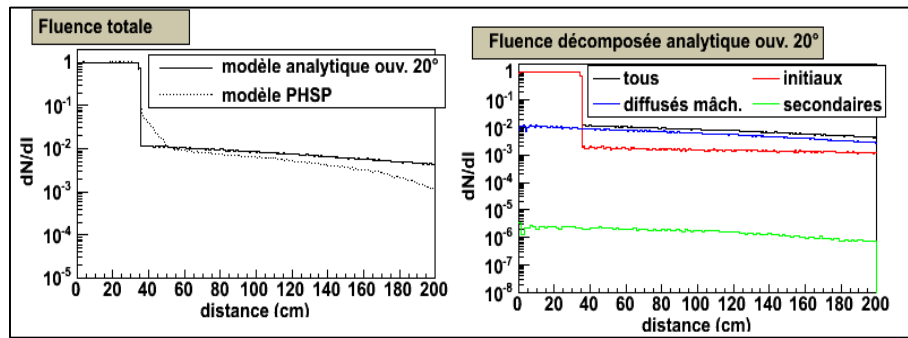


Figure 3-12 : Gauche = fluence totale en photons, comparaison entre le modèle PHSP et le modèle analytique avec une source ponctuelle et une importante ouverture angulaire. Droite = composantes de la fluence pour le modèle analytique avec grande ouverture angulaire.

Finalement, pour conclure sur l'analyse de la fluence en photons, nous retiendrons que :

- hors du champ, notre modèle sous-estime la fluence totale, et l'écart est plus important pour les petites tailles de champ. Directement, cela n'impact pas notre étude de développement du détecteur puisque hors du champ c'est principalement la proportion d'électrons de contamination qui est problématique.
- la forme de notre pénombre est idéalisée. La réponse du détecteur pourra donc être vue comme la réponse à un échelon et l'effet de la résolution spatiale du détecteur sera visible. Mais pour prédire réellement ce que mesurera le détecteur sous faisceau, il sera nécessaire de passer par une étape de convolution du profil obtenu avec le PHSP Elekta (voir [4.3.3.4](#)).

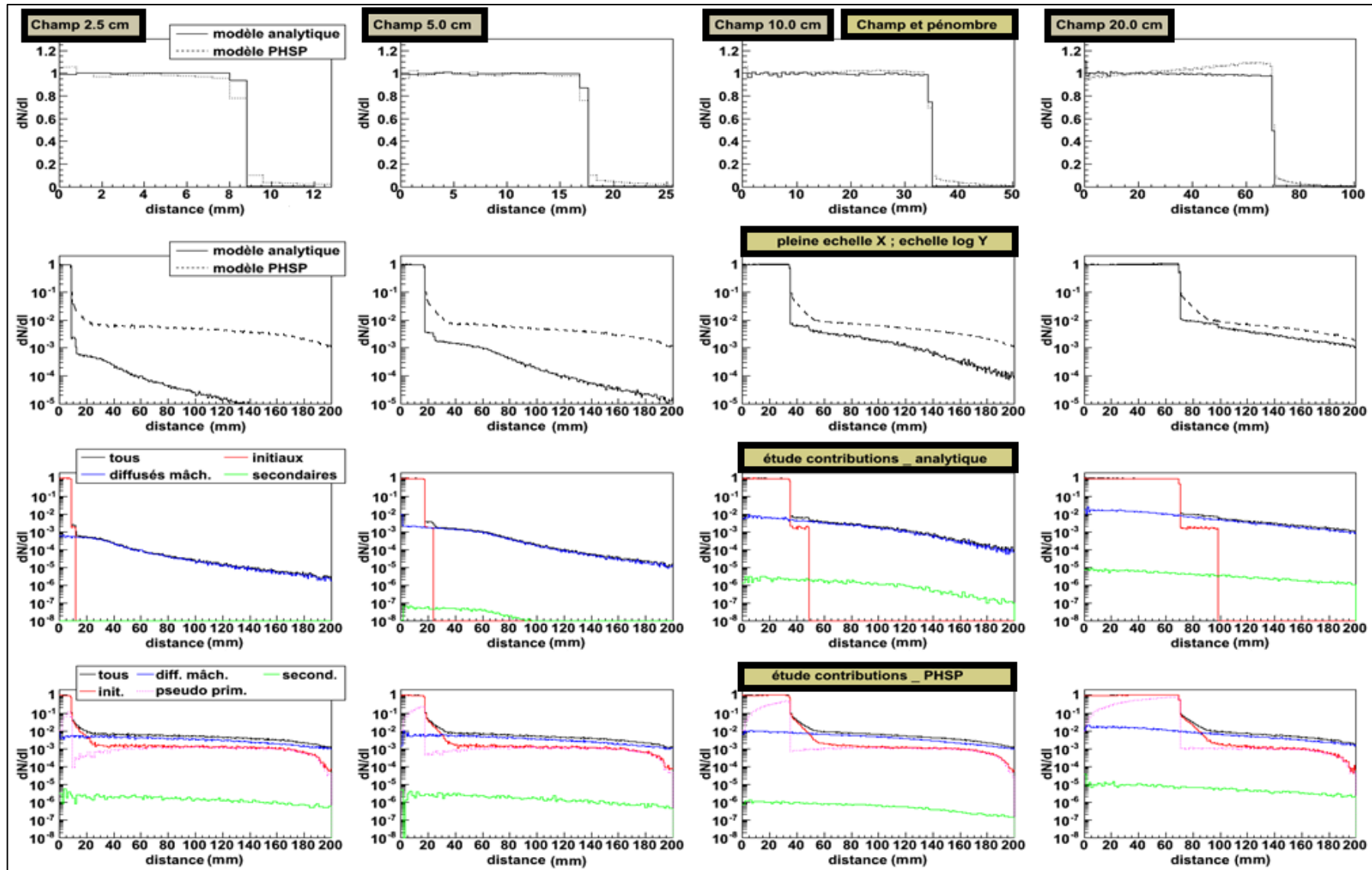


Figure 3-13 : Profil de l'évolution de la fluence en photons avec la distance à l'axe. Chaque colonne correspond à une taille de champ. Sur les deux premières lignes, la fluence totale est représentée, pour chaque modèle, une première fois en échelle classique et une seconde avec une échelle logarithmique en ordonnée. Les lignes 3 et 4 correspondent chacune à un modèle seulement : ligne 3 = modèle analytique avec source ponctuelle, ligne 4 = PHSP. Chaque courbe correspond à une composante de la fluence.

Résultats sur la composante des électrons de contamination

La figure 3-14 représente, pour les deux modèles, l'évolution avec la distance à l'axe de la fluence totale en photons (1^{ère} ligne), de la fluence en électrons (2^{ème} ligne) et de la proportion d'électrons (3^{ème} ligne). Pour la contribution électronique, une échelle logarithmique est utilisée en ordonnée. Les quatre tailles de champ sont représentées : chacune correspond à une colonne de la figure. L'histogramme original de la fluence en électrons a été mis à l'échelle en appliquant le facteur correctif calculé pour l'histogramme de la fluence totale en photons. Ainsi, l'échelle des ordonnées représente la proportion d'électrons par rapport au nombre de photons dans le champ. Le graphique de la contribution électronique a été obtenu en divisant l'histogramme des électrons par celui des photons, avec multiplication par 100 pour avoir un pourcentage.

Avant de comparer les deux modèles, d'après **les résultats obtenus avec le PHSP seul**, nous pouvons constater que la proportion d'électrons de contamination :

- est 100 fois plus importante hors du champ que dans le champ. Elle est de l'ordre de 0,1 % dans le champ et de 10 % en dehors.
- est relativement constante à l'intérieur du champ comme à l'extérieur du champ.
- augmente pratiquement d'un ordre de grandeur entre le champ de 2,5 cm de côté et celui de 20 cm de côté, aussi bien dans le champ que hors du champ.

Pour ce qui est des **différences entre les deux modèles** :

- le modèle analytique ponctuel sous-estime la composante électronique à l'intérieur du champ d'un facteur 2 pour toutes les tailles de champ. Mais l'ordre de grandeur est correct.
- à l'extérieur du champ, les différences dépendent de la taille de champ. L'écart le plus important s'observe pour le champ de 2,5 cm de côté : le modèle ponctuel surestime d'un facteur presque 10 la contribution des électrons. Cela découle en partie de la forte sous-estimation de la fluence en photons hors du champ pour cette taille de champ. Pour le champ de 5 cm de côté, l'écart est moins important, mais c'est toujours le modèle ponctuel qui surestime d'un facteur 3. Pour le champ de 10 cm de côté, les deux modèles sont proches. Pour le champ de 20 cm de côté, c'est maintenant le modèle PHSP qui présente une proportion d'électrons plus importante d'un facteur 2.

Pour conclure, **nous retiendrons que** :

- la fluence des électrons de contamination est de 0,1% de la fluence en photons dans le champ et de l'ordre de 10 % hors du champ.
- comme nous le pensions, notre modèle sous-estime la composante des électrons de contamination dans le champ, d'un facteur 2 environ. Mais en dehors du champ, l'effet est inversé pour les champs de petite dimension. Comme c'est dans cette zone que la contamination électronique est la plus problématique, notre modèle empire donc les choses. Pour l'application de développement d'un détecteur, il n'est donc pas nécessaire de modifier le modèle analytique simple.

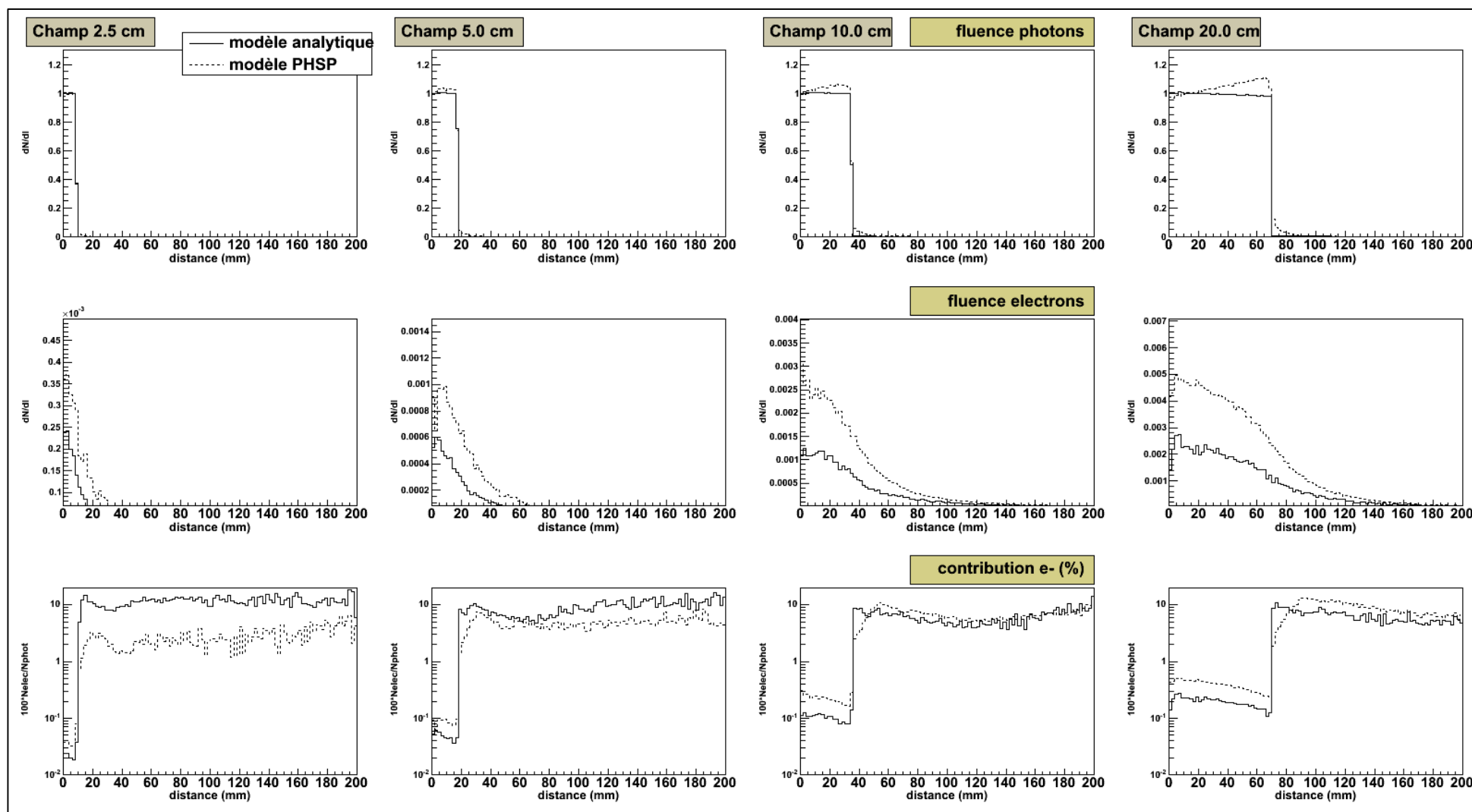


Figure 3-14 : Représentation, pour les deux modèles, de l'évolution avec la distance à l'axe de la fluence totale en photons (1^{ère} ligne), de la fluence en électrons (2^{ème} ligne), et de la contribution électronique (3^{ème} ligne). Chaque colonne correspond à une taille de champ.

Résultats sur les spectres en énergie

L'ensemble des spectres obtenus sont représentés [figure 3-18](#). Chaque colonne correspond à une taille de champ. Les deux premières lignes correspondent aux photons, les deux dernières aux électrons. Les lignes 1 et 3 correspondent aux spectres obtenus à l'intérieur du champ, et les lignes 2 et 4 à ceux obtenus à l'extérieur du champ. Chaque spectre a été normalisé (intégrale égale à 1).

Concernant **les photons à l'intérieur du champ**, on constate que :

- pour le modèle analytique, il n'y a aucun impact de la taille de champ, alors que pour le PHSP un enrichissement en basses énergies lorsque la taille augmente est visible. Cela découle de l'évolution de spectre des photons primaires avec la distance à l'axe, liée à la présence du cône égalisateur. Celui-ci étant plus épais au centre, la probabilité d'interaction des photons est plus importante. Et comme l'interaction est plus importante pour les photons de basse énergie, plus on s'éloigne du centre du faisceau plus le spectre s'enrichit en basses énergies. L'effet est particulièrement marqué sur nos graphiques car nous regardons le spectre sur l'intégralité de la surface à l'intérieur du champ. Or la proportion de photons en périphérie est plus importante que celle des photons au centre. Cet effet est présent pour le PHSP qui est un modèle réaliste, mais n'est pas reproduit avec notre modèle analytique.
- pour les deux modèles les formes sont proches mais avec le maximum du spectre décalé vers les basses énergies pour le modèle PHSP Elekta. L'énergie la plus probable est de 0,5 MeV pour le PHSP alors qu'elle est de 1 MeV pour notre modèle analytique. Cela découle directement du choix de notre spectre. L'impact de cette différence de spectre sur le rendement a été évalué par simulation, pour le cas d'un champ carré de 10 cm de côté en DSP 100 cm ([figure 3-15](#)). Ayant un spectre plus riche en basses énergies, le rendement du PHSP présente logiquement une atténuation plus rapide que celle du modèle analytique.

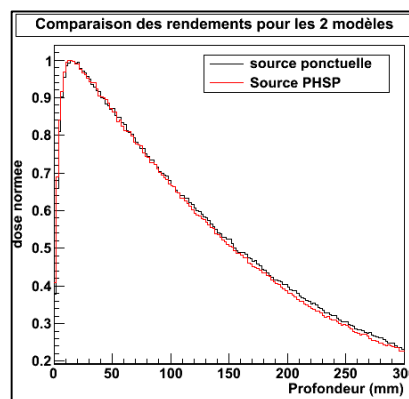


Figure 3-15 : Comparaison des rendements en profondeur obtenus avec le modèle analytique et avec le modèle PHSP d'Elekta. Cas d'un champ carré de 100 cm de côté, en DSP 100 cm.

La différence de spectre observée étant importante, l'étude a été approfondie. Les espaces de phase des autres accélérateurs disponibles sur le site l'IAEA ont été récupérés pour une taille de champ de 10 cm de côté. Les spectres à l'intérieur du champ et à une distance de 70 cm de la source ont été construits et sont présentés [figure 3-16](#). Sur les quatre modèles, trois sont très proches, seul celui du Clinac 600 se distingue et se rapproche de celui de notre modèle analytique. Pour ce modèle, le PHSP est accompagné d'un document décrivant comment l'espace de phase a été établi (188). Une énergie nominale du faisceau d'électrons de 5,88 MeV a été utilisée. Dans la littérature, quelques années plus tard le même auteur, L. Brualla, a publié les résultats d'une autre modélisation toujours pour un Clinac 600 mais avec cette fois une énergie nominale retenue de 6,18 MeV (189). L'auteur a été contacté pour s'assurer de la validité du PHSP disponible sur le site de l'IAEA. Il nous a répondu que les deux résultats obtenus ne sont pas contradictoires. Bien que les modélisations concernent le même modèle, elles correspondent chacune à un accélérateur distinct. Et d'après son expérience il n'est pas choquant d'avoir une différence telle que celle

observée. Dans la seconde modélisation, l'énergie nominale du faisceau d'électrons est plus importante que pour celle disponible sur le site de l'IAEA. Le spectre en photons de ce second Clinac 600 serait donc encore plus décalé vers les hautes énergies. Nous avons donc décidé de ne pas modifier le spectre de notre modèle analytique.

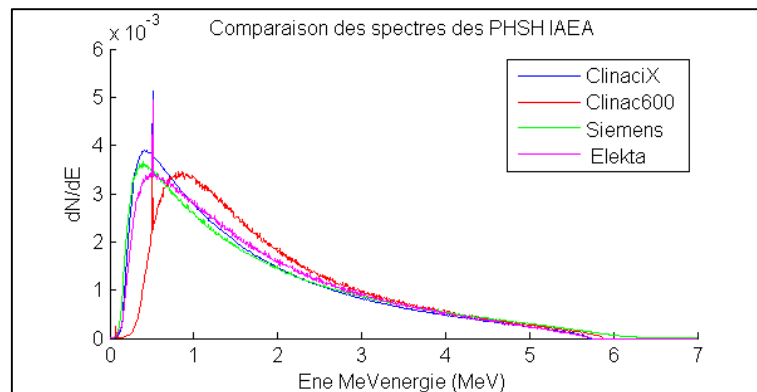


Figure 3-16 : Comparaison, pour les 4 accélérateurs 6 MV disponibles dans la base de données de PHSP IAEA, des spectres en énergie des photons à l'intérieur d'un champ carré de 10 cm de côté, au niveau de la sortie de la tête de l'accélérateur.

Pour les photons à l'extérieur du champ, on peut voir que :

- il apparaît clairement, pour les deux modèles et toutes les tailles de champ, un pic de photons à 0,511 MeV qui résulte de l'annihilation des positrons.
- pour le PHSP, le spectre est modifié en forme par rapport aux photons dans le champ : il s'étale vers les hautes énergies, et cet effet s'amplifie lorsque la taille de champ augmente. Pour le modèle analytique, la forme est également modifiée mais au contraire montre une contraction vers les basses énergies, et l'effet s'amplifie également lorsque la taille de champ augmente. Ces différences découlent du choix de l'ouverture angulaire de notre source ponctuelle, qui néglige le rayonnement de fuite. Or ce rayonnement est caractérisé par un durcissement de spectre puisque les photons de haute énergie ont une probabilité plus forte de traverser les mâchoires sans interagir. Pour le vérifier, la [figure 3-17](#) exploite le spectre obtenu pour un champ de 10 cm de côté mais avec le modèle analytique modifié et présentant une ouverture angulaire de la source importante, permettant de considérer le rayonnement de fuite. Cette fois les deux distributions sont quasiment superposables, sans décalage vers les basses énergies du spectre correspondant au modèle analytique par rapport au modèle PHSP.

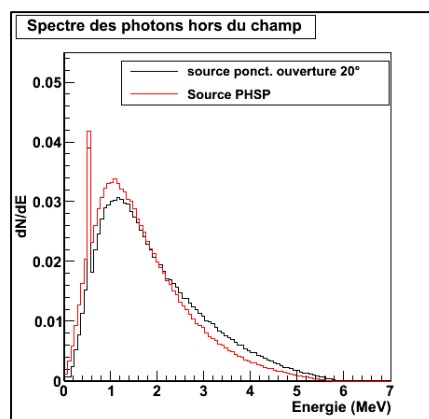


Figure 3-17 : Spectres en énergie des photons à l'extérieur du champ, obtenu pour un champ de 10 cm de côté. Comparaison du modèle PHSP et du modèle analytique modifié présentant une importante ouverture angulaire de la source ponctuelle.

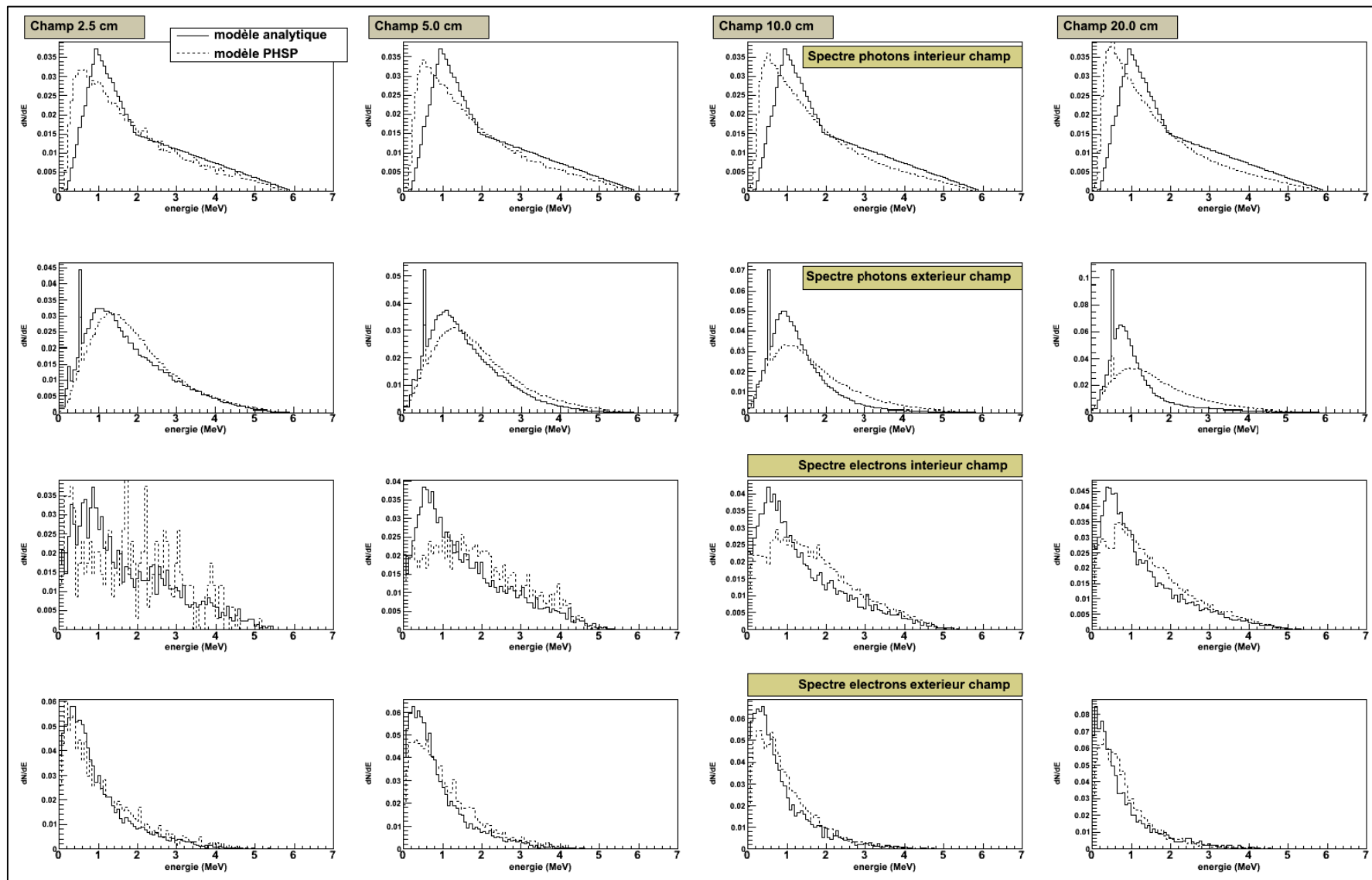


Figure 3-18 : Comparaison, pour les deux modèles, des spectres en énergie des photons dans le champ (1^{ère} ligne), des photons hors du champ (2^{ème} ligne), des électrons dans le champ (3^{ème} ligne) et des électrons hors du champ (4^{ème} ligne). Chaque colonne correspond à une taille de champ.

Pour **les électrons**, pour le plus petit champ le faible nombre d'évènement à l'intérieur du champ conduit à une grande incertitude statistique. Néanmoins, nous ne relevons pas de différence entre les deux modèles pour toutes les tailles de champ, aussi bien dans le champ que hors du champ.

Pour conclure sur cette étude sur les spectres en énergie, nous retiendrons que :

- le modèle ponctuel présente un spectre en énergie des photons à l'intérieur du champ plus riche en haute énergie que celui du PHSP Elekta. L'analyse a été approfondie, et il apparaît que la différence observée peut s'expliquer par une différence de modèle d'accélérateur. Nous avons donc décidé de garder notre spectre. Mais notre développement de détecteur n'étant pas propre à un modèle d'accélérateur, l'impact de cette différence de spectre sur la réponse du détecteur sera étudié dans le chapitre suivant.
- du fait de la non considération des fuites, hors du champ le spectre du modèle analytique est plus riche en basse énergie. Mais au stade actuel du projet, de développement du détecteur, cette approximation est acceptable.

3.2.3.5 Conclusion de la confrontation du modèle analytique au modèle PHSP

Les caractéristiques des particules en sortie d'accélérateur ont été comparées entre notre modèle analytique rapide de source ponctuelle et un espace de phase mis à disposition sur le site de l'IAEA. Pour les photons et électrons, la fluence et le spectre en énergie ont été étudiés pour des tailles de champ allant de 2,5 cm à 20 cm de côté. Il ressort que :

- la **composante électronique** est sous-estimée par notre modèle analytique à l'intérieur du champ, mais seulement d'un facteur 2 donc l'ordre de grandeur est correct. Surtout, hors du champ, là où la contribution des électrons de contamination est problématique, elle est cette fois surestimée par notre modèle, ce qui permet de nous placer dans une situation défavorable. Le modèle n'a pas été modifié suite à ces observations.
- le **spectre en photons** de notre modèle à une forme analogue à celle du modèle d'espace de phase, mais avec un décalage vers les hautes énergies. L'énergie la plus probable est de 1 MeV plutôt que 0,5 MeV. Une telle différence peut s'expliquer par la différence de modèle d'accélérateur considéré. Notre développement devant être adapté à tous les modèles d'accélérateurs, l'impact de cette différence de spectre sur la réponse du détecteur va être évalué (voir [4.2.1](#)).
- l'évolution de la **fluence en photons** avec la distance à l'axe est directement impactée par les approximations du modèle analytique :
 - o à l'intérieur du champ, l'hypothèse d'une source ponctuelle conduit à une diminution de la fluence avec la distance, due à l'atténuation des photons dans l'air. Les cornes du faisceau ne sont donc pas reproduites.
 - o l'hypothèse d'une source ponctuelle conduit à avoir une pénombre quasiment de la forme d'une marche idéale.
 - o la contribution des photons diffusés par les éléments fixe de l'accélérateur n'étant pas prise en compte, le pied de la pénombre n'est pas présent.
 - o le choix d'avoir une ouverture angulaire adaptée à la taille de champ, qui couvre une surface que légèrement supérieure à celle-ci et irradie seulement les bords du collimateur pour limiter la simulation des photons qui vont interagir puis être stoppés dans cet éléments, conduit à négliger la composante de fuite et donc sous-estime la fluence hors-champ.

Pour notre application de développement de détecteur, seule la différence de forme de pénombre est à retenir, car elle ne permet pas de prédire une réponse réaliste du détecteur sous faisceaux (voir [4.3.3.4](#)).

Au final, malgré les approximations sur lesquelles repose notre modèle, il conduit à des caractéristiques des particules au niveau de l'entrée du détecteur tout à fait compatible avec un modèle réel pour notre application de développement de détecteur. Et cela avec un temps d'élaboration du modèle extrêmement

rapide. Alors qu'établir un modèle précis d'accélérateur nécessite plus de 6 mois, voire 1 an, de travail, le modèle analytique a été élaboré et testé en seulement 2 mois. De plus, par rapport à l'utilisation d'un espace de phase, il permet de ne pas être limité sur l'incertitude statistique minimale de la simulation

3.3. Conclusion du chapitre

Le but de ce chapitre était de présenter et de valider les outils utilisés pour l'étude théorique du détecteur par simulations de Monte-Carlo.

Dans un premier temps, les simulations MC ont été introduites et le code GEANT4 utilisé a été présenté. GEANT4 étant caractérisé par une grande modularité et une évolution constante, la version du code utilisée (9.2p03), et les options de la physique considérée (physique électromagnétique « option 3 ») ont été validées pour notre application.

Dans un second temps, le modèle utilisé pour représenter un accélérateur médical a été présenté. Le choix d'un modèle analytique simple, extrêmement rapide à mettre en place, a été fait. Ce modèle a tout d'abord été validé globalement, par comparaison entre simulation et mesure pour un détecteur existant. Le même ordre de grandeur de courant a été trouvé. De plus, cette étude a permis d'établir que le débit de la fluence en photons à l'entrée du détecteur est de 10^8 photons.mm⁻².s⁻¹ en débit moyen, donc 10^{11} photons.mm⁻².s⁻¹ en débit instantané (c'est-à-dire pendant les impulsions du faisceau). Une validation plus précise a ensuite été réalisée en confrontant le modèle retenu et un espace de phase mis à disposition sur le site de l'IAEA. Les caractéristiques des particules, fluence et énergie, en entrée du détecteur ont été comparées pour les deux modèles. Des différences ont été constatées. Les deux seules que nous retiendrons pour la suite sont d'une part la différence de forme de la fluence en photons au niveau de la pénombre et d'autre part la différence de spectre en énergie des photons à l'intérieur du champ. L'impact de celles-ci sur la réponse du détecteur sera discuté dans le chapitre suivant. Ces deux études nous permettent de dire que le modèle choisi est tout à fait pertinent pour une application de développement de détecteur, et présente un réel avantage en temps de mise en œuvre et en temps de réalisation d'une simulation.

Les outils étant maintenant validés, nous allons dans le prochain chapitre présenter l'étude par simulations de Monte-Carlo de la réponse d'un détecteur type chambre d'ionisation segmentée sous faisceau de radiothérapie en mode photon.

Chapitre 4

Etude par simulations de la réponse d'une chambre d'ionisation plane segmentée

4. Etude par simulations de la réponse d'une chambre d'ionisation plane segmentée

Ce chapitre regroupe les travaux concernant l'étude par simulations de Monte-Carlo d'un détecteur type chambre d'ionisation segmenté, pour une application de détecteur amont en radiothérapie avec faisceau de photons. Deux études vont être détaillées :

- dans un premier temps, les interactions des photons dans le convertisseur et la diffusion des électrons dans le volume sensible vont être étudiées. Une source de photons unidirectionnels sera utilisée, représentant les photons primaires seulement. Nous verrons comment l'épaisseur du convertisseur et la hauteur du volume sensible influencent la réponse du détecteur. L'impact d'une différence de spectre sera également étudié.
- dans un second temps, pour seulement une géométrie de détecteur, l'environnement réel de radiothérapie va être considéré avec le modèle analytique validé dans le chapitre précédent. Pour différentes tailles de champ, l'origine des électrons contribuant au signal du détecteur et l'impact de la présence du détecteur sur le dépôt de dose dans l'eau vont être étudiés.

En préambule une réflexion va mettre en avant l'existence de compromis liés à la détection indirecte des photons.

4.1. Existence de compromis liés à la détection indirecte des photons

4.1.1. Introduction

Nous avons vu en [2.3.2](#) que :

- le détecteur retenu pour le projet TraDeRa est une chambre d'ionisation segmentée en pavés, et que le signal mesuré par chaque pavé est proportionnel à l'ionisation dans le volume d'air à son aplomb,
- cette ionisation est liée au passage dans le volume sensible du détecteur d'un électron issu de l'interaction d'un photon primaire ou diffusé tête dans le détecteur ou d'un électron de contamination.
- l'idéal serait que la distribution spatiale de l'ionisation dans le volume sensible du détecteur soit la plus proche possible de celle de la fluence en photons primaires car la fluence en électrons de contamination n'est pas du tout représentative de la forme du faisceau.
- le détecteur est composé de quatre éléments : la plaque (ou support) du circuit imprimé, les électrodes segmentées appelées pavés, le volume sensible et la fenêtre de sortie en mylar aluminisé. Le circuit imprimé étant l'élément présentant la plus importante épaisseur massique, il est utilisé comme face d'entrée du détecteur. L'ensemble du circuit imprimé avec les anodes sera donc appelé convertisseur.

Nous allons maintenant voir comment les différents éléments du détecteur influencent les caractéristiques du détecteur, à savoir :

- la **sensibilité du détecteur**, définie comme la charge recueillie sur un pavé pour une impulsion du faisceau¹, pour un pavé au centre du faisceau avec une taille de champ de 20 cm de côté. Pour un fonctionnement en mode chambre d'ionisation il n'y a pas de limite haute sur la sensibilité. Il y a par contre une limite basse : pour être détectable, le signal devra avoir une intensité minimale qui va dépendre de l'électronique utilisée et du bruit électronique, dépendant du lieu de mesure. Ces deux données sont à ce stade inconnues, il n'est donc pas possible ici de quantifier la sensibilité minimale que doit avoir le détecteur. Cependant, il est possible de prendre pour objectif une sensibilité de

¹ Le faisceau est présent pendant environ 5 μ s toutes les 5 ms, voir [1.1.1.1](#).

100 fC, car c'est l'ordre de grandeur nécessaire pour le fonctionnement d'une électronique bas bruit classique (voir 6.2.2.2)

- la **sensibilité aux électrons de contamination**. Elle pourrait être quantifiée en prenant par exemple comme indicateur la contribution relative des électrons de contamination au signal, c'est-à-dire le pourcentage d'énergie déposée qui provient des électrons de contamination. Mais cette valeur en elle-même a peu d'intérêt. Ce qui va être analysé est l'effet sur la distribution spatiale de l'énergie déposée dans le volume sensible du détecteur.
- l'**atténuation du faisceau** due à la présence du détecteur. Elle est définie par la diminution de débit de dose dans l'eau (en Gy/UM), à une profondeur au moins égale à la profondeur du maximum de dose. Nous avons vu dans l'état de l'art que l'atténuation en elle-même n'est pas problématique car elle est suffisamment faible pour ne pas engendrer de durcissement du spectre des photons, et ainsi ne modifie pas l'évolution du dépôt de dose en profondeur. Cependant, plus l'atténuation est importante plus le nombre d'électrons de contamination créés dans le détecteur est important. Donc l'atténuation est directement liée à l'augmentation de dose à la peau, ce qui peut être problématique si la dose à la peau était déjà élevée.
- la **résolution spatiale du détecteur**. Une définition générale de la résolution spatiale d'un détecteur est la distance minimale entre deux sources ponctuelles pour qu'elles soient discernables. Le choix de l'indicateur retenu va être expliqué dans un paragraphe dédié. La résolution spatiale intrinsèque du détecteur est liée à la diffusion des électrons dans le convertisseur et dans le volume sensible. La résolution spatiale totale du détecteur dépend également de la discrétisation liée à la segmentation en pavés. Elle va être dégradée si le pas entre les pavés est supérieur ou du même ordre de grandeur que la résolution spatiale intrinsèque. La [figure 4-1](#) montre l'effet négligeable d'une discrétisation inférieure à la résolution intrinsèque (gauche), et la dégradation causée par une discrétisation de l'ordre de grandeur de la résolution intrinsèque (droite).

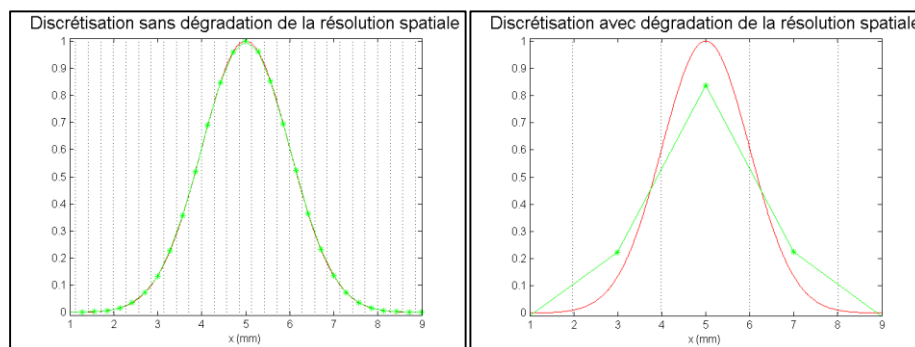


Figure 4-1 : Illustration de la dégradation de résolution spatiale du détecteur due à la discrétisation : La courbe rouge correspond au dépôt d'énergie dans le volume sensible du détecteur, et la courbe verte à la mesure relevée sur les pavés. La taille des pavés est représentée schématiquement par les traits verticaux en pointillés.

La résolution spatiale d'un détecteur est directement liée à la forme de sa réponse à une source ponctuelle. Cette fonction, bidimensionnelle, se nomme la PSF pour *Point Spread Function*. En traitement d'image, la PSF est la réponse impulsionnelle du système. Si le système est linéaire et invariant par translation, il est entièrement caractérisé par la PSF, qui est le noyau de convolution. Ainsi, la réponse $R(x,y)$ à une excitation quelconque, notée $E(x,y)$, est obtenue par convolution bidimensionnelle selon :

$$\mathbf{R}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \mathbf{E}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) *_{2D} \mathbf{PSF}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \quad (\text{Équ. 4-1})$$

Une source ponctuelle utilisée pour déterminer la PSF devant être infiniment fine, cette fonction n'est pas accessible expérimentalement. Deux fonctions analogues lui sont donc préférées : la réponse à une ligne (LSF pour *Line Spread Function*), et la réponse à un échelon (ESF pour *Edge Spread Function*). Alors que la PSF est une fonction bidimensionnelle, la LSF et l'ESF sont des fonctions unidimensionnelles ([figure 4-2](#)).

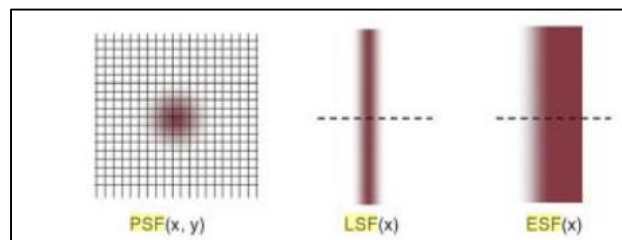


Figure 4-2 : Illustration des définitions de la réponse à un point (PSF) bidimensionnelle, et des réponses à une ligne et à un échelon (LSF et ESF), unidimensionnelles. Issu de (190).

Ces trois fonctions d'étalement sont liées entre elles et peuvent être déterminées les unes à partir des autres (191) :

- la LSF est la convolution de la PSF bidimensionnelle avec une source linéique :
 $LSF(x) = PSF(x, y) * Ligne(y)$. Mathématiquement, cela se traduit par
 $LSF(x) = \int_{y=-\infty}^{+\infty} PSF(x, y) dy$. Si la PSF (x,y) bidimensionnelle présente une symétrie de révolution, elle peut être exprimée par une fonction unidimensionnelle utilisant les coordonnées polaires et est alors notée PSF(r). Dans ce cas, elle peut être déterminée à partir de la LSF grâce à la transformation inverse d'Abel donnée par : $PSF(r) = -\frac{1}{\pi} \times \frac{d}{dr} \left(\int_r^{\infty} \frac{LSF(x) \times r}{x \times \sqrt{x^2 - r^2}} dx \right)$.
- l'ESF est la convolution bidimensionnelle de la PSF avec une source échelon :
 $ESF(x) = PSF(x, y) * Echelon(y)$. C'est aussi l'intégrale de la réponse à une ligne :
 $ESF(x) = \int_{t=-\infty}^x LSF(t) dt$. La LSF est donc la dérivée de l'ESF.

Pour les détecteurs dédiés à l'imagerie, l'indicateur de la résolution spatiale est généralement déterminé à partir de la fonction de transfert de modulation (FTM aussi appelée MTF pour *Modulation Transfer Function*). La FTM peut se calculer par transformée de Fourier de la PSF ou de la LSF. Elle représente comment le détecteur transmet le contraste de l'image source, en fonction de la fréquence spatiale. Une définition possible de la résolution spatiale est la fréquence pour laquelle la FTM est atténuée d'une valeur seuil par rapport à sa valeur à l'origine, par exemple 10% (192). Mais pour notre application, qui n'est pas de l'imagerie, cette définition n'est pas adaptée.

Une autre approche courante est d'exploiter directement les fonctions d'étalement. La résolution spatiale peut être définie par la largeur à mi-hauteur ou à déci-hauteur des PSF ou LSF. L'ESF peut également être exploitée : la résolution spatiale est alors la largeur de la transition. Cette largeur est relevée entre une valeur basse et une valeur haute, exprimées en pourcentage de la valeur maximale de l'ESF. Ces valeurs sont symétriques par rapport au 50 %, comme par exemple le couple 10 %-90 %. C'est cette dernière solution que nous avons retenue pour notre étude, car c'est celle qui permet de traduire le plus facilement ce qui s'observe visuellement sur les ESF. Car pour notre application nous ne cherchons pas à voir des détails fins, comme c'est le cas en imagerie. Nous voulons que la mesure du détecteur reflète le plus fidèlement possible la fluence en photons primaires.

Nous venons de définir les quatre caractéristiques de notre détecteur. Nous allons maintenant voir comment ceux-ci sont influencés par les différents éléments du détecteur.

4.1.2. Influence du convertisseur

Les électrons issus de l'interaction d'une partie des photons dans le convertisseur sont en nombre d'autant plus important qu'un matériau dense et épais est utilisé. Ainsi, la sensibilité du détecteur va augmenter avec la densité et l'épaisseur du convertisseur. Il en est de même pour l'atténuation du faisceau. Comme nous voulons une sensibilité et une atténuation minimale, nous avons un compromis à trouver entre ces deux caractéristiques. Mais du fait du parcours fini des électrons, pour de plus importantes épaisseurs massiques

du convertisseur, les électrons issus d'interactions en surface ne vont pas atteindre le volume sensible. Ainsi, pour un matériau donné, il existe une épaisseur seuil au-delà de laquelle l'atténuation du détecteur continue d'augmenter sans que la sensibilité n'augmente.

Egalement, la résolution spatiale intrinsèque se dégrade avec l'augmentation de l'épaisseur massique du convertisseur puisque le parcours latéral des électrons dans le convertisseur augmente également. Mais plus le matériau utilisé sera dense, moins cet effet sera important.

Concernant les électrons de contamination, leur contribution au signal ionique devrait diminuer avec la densité et l'épaisseur du convertisseur qui augmentent, jusqu'à les empêcher complètement d'atteindre le volume sensible gazeux.

4.1.3. Influence de la taille des pavés

Le volume de collection des charges de chaque pavé est égal au produit de l'aire du pavé par la hauteur du volume sensible. La sensibilité du détecteur augmente donc avec la taille des pavés. Cependant, si la taille et le pas des pavés est de l'ordre de grandeur de la résolution spatiale intrinsèque, la résolution spatiale totale du détecteur va se dégrader quand la taille des pavés va augmenter. Il y a donc un compromis à trouver entre la résolution spatiale et la sensibilité.

Technologiquement, les pavés sont imprimés ou gravés sur le support. Pour couvrir une surface donnée, le produit du nombre de pavés par la surface de chaque pavé est constant. Ainsi, le nombre total de pavés augmente si la taille d'un pavé diminue. Chaque pavé est associé à une piste de lecture qui permet de relier l'électrode à sa voie de l'électronique d'acquisition. Ces pistes ne pouvant passer entre les pavés, elles sont disposées dans les couches internes du circuit imprimé. Le nombre de pistes par couche interne étant limité, plus il y aura de pistes plus le circuit imprimé devra comporter de couches internes, ce qui se traduira par une augmentation de l'épaisseur. Il existe donc un compromis à trouver entre l'atténuation du faisceau et la résolution spatiale du détecteur.

Enfin, le rapport signal sur bruit de l'électronique diminue avec la capacité électrique équivalente du détecteur, qui est proportionnelle au rapport de l'aire A du pavé avec la hauteur h du volume sensible, définie comme la distance entre les deux électrodes : $C_{eq} = \epsilon.A/h$ où ϵ est la permittivité diélectrique de l'air. Ainsi, des considérations de bruit électronique tendent à privilégier des petits pavés.

4.1.4. Influence de la hauteur du volume du volume sensible

Les électrons Compton produits dans le convertisseur peuvent traverser le volume sensible de la chambre avec un parcours latéral important, et ainsi déposer de l'énergie loin du point d'interaction du photon. Cet effet est d'autant plus important que la hauteur du volume sensible est importante. Il y a donc une dégradation de la résolution spatiale lorsque la hauteur du volume sensible augmente. Or, comme nous avons vu que le volume de collection des charges de chaque pavé est proportionnel à la hauteur du volume sensible, la sensibilité augmente avec la hauteur du volume sensible. Il y a donc un compromis à trouver entre la sensibilité et la résolution spatiale lié à la hauteur du volume sensible.

Et comme nous l'avons dit précédemment, le rapport signal sur bruit va augmenter lorsque la hauteur du volume sensible augmente puisque la capacité électrique diminue.

4.1.5. Résumé des compromis

La [figure 4-3](#) résume tous les compromis énumérés et illustre les effets positifs, négatifs ou neutres des modifications des trois éléments constitutifs du détecteur : le convertisseur, la taille des pavés et la hauteur du volume sensible, sur les quatre caractéristiques du détecteur : la sensibilité, la sensibilité aux électrons de contamination, l'atténuation et la résolution spatiale.

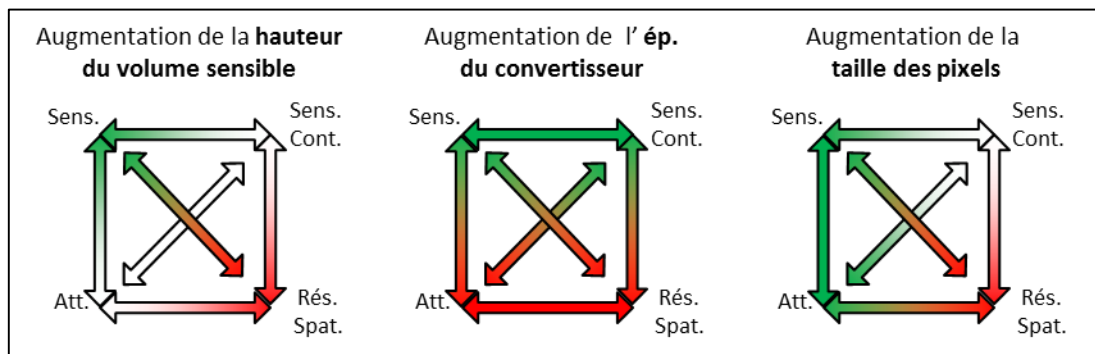


Figure 4-3 : Schéma résumant l'influence de l'augmentation du volume sensible, de l'épaisseur du convertisseur et de la taille des pavés sur les quatre caractéristiques du détecteur : sensibilité, sensibilité aux électrons de contamination, résolution spatiale et atténuation du faisceau. Une extrémité de flèche de couleur verte indique que l'augmentation améliore la caractéristique, la couleur blanche indique un effet neutre et la couleur rouge indique une dégradation.

Pour pouvoir analyser cette figure et discuter des possibilités d'optimisation de la géométrie du détecteur, deux informations supplémentaires sont nécessaires :

- la figure est une représentation des tendances. Ces informations ont peu de valeur si elles ne sont pas quantifiées. Pour cela, les interactions dans le convertisseur et la distribution du dépôt d'énergie dans le volume sensible vont être étudiées en détail. C'est l'objet de la première étude de ce chapitre.
- comme toujours en cas de compromis, l'optimisation va se faire en favorisant une ou certaines caractéristiques au détriment des autres. Nous devons donc choisir quelle(s) caractéristique(s) privilégier entre la sensibilité, la résolution spatiale, la sensibilité aux électrons de contamination et l'atténuation du faisceau. Dans la deuxième partie du chapitre, pour une unique géométrie de détecteur, les quatre caractéristiques vont être évaluées. A partir de ces valeurs, nous verrons lesquels nécessitent d'être améliorées et lesquels peuvent être détériorées.

4.2. Etude détaillée de la construction de la réponse du détecteur en fonction de ses paramètres géométrique

4.2.1. Introduction

Le but de cette partie est d'étudier en détail comment se construit la réponse du détecteur pour quantifier les effets qui viennent d'être présentés. Pour cela, nous allons nous placer dans des conditions simplificatrices :

- la géométrie du détecteur est réduite au minimum : seuls le convertisseur et le volume sensible sont considérés. Cela se justifie car la contribution de la fenêtre de sortie en mylar aluminisé est négligeable puisque celle-ci est très fine et qu'aux énergies considérées la rétro diffusion des photons est quasiment nulle.
- plutôt que de considérer le détecteur placé dans un faisceau de radiothérapie, des sources de photons unidirectionnels d'incidence normale au détecteur sont utilisées.

En conclusion du chapitre 3, nous avons indiqué qu'une différence de spectre en énergie des photons existe entre les différents modèles d'accélérateur, et qu'il convenait d'étudier l'impact de cette différence sur la réponse du détecteur. Deux spectres sont donc considérés, déjà abordés au chapitre 3 : celui du modèle analytique et celui de l'espace de phase IAEA correspondant à l'accélérateur Elekta.

Différentes géométries de convertisseur et différentes hauteurs de volume sensible sont étudiées. Pour chaque couple convertisseur et hauteur du volume sensible, vont être évaluées :

- **l'atténuation** du faisceau causée par le détecteur. Les conditions n'étant pas celles d'un faisceau réel, l'atténuation selon la définition vue dans la section précédente ne peut être calculée. En première approximation l'atténuation est donc assimilée à la proportion de photons interagissant dans le détecteur. L'atténuation réelle sera déterminée dans l'étude suivante dans laquelle l'environnement réel de radiothérapie sera considéré.
- **la sensibilité** du détecteur. La taille d'un pavé n'étant pour le moment pas définie, nous nous intéresserons ici à la sensibilité surfacique, c'est-à-dire la charge par impulsion de faisceau pour un élément de surface du détecteur de 1 mm^2 .
- et **la résolution spatiale**, calculée à partir de la réponse à un échelon.

L'étude des effets de l'épaisseur du convertisseur et de la hauteur du volume sensible va maintenant être détaillée. Une étude préliminaire à celle-ci, présentée en annexe C (voir p.164), a consisté à vérifier que les caractéristiques des électrons Compton obtenus avec GEANT4 étaient conformes aux équations de Compton et de Klein-Nishina, Cette vérification a également permis d'analyser les caractéristiques du photon diffusé et de l'électron Compton, en énergie et en direction, pour des photons initiaux de 1 MeV.

4.2.2. Matériels et méthodes

4.2.2.1 Les sources de particules utilisées

Toutes les simulations ont été répétées deux fois, avec deux sources de photons. La première a le spectre du modèle analytique présenté au chapitre 3, appelé spectre original. La seconde a un spectre obtenu à partir de l'espace de phase de l'IAEA étudié au chapitre 3 : celui des photons à l'intérieur du champ en sortie d'accélérateur pour un champ de 10 cm de côté. Les photons ont tous une incidence normale à la surface du convertisseur (axe Z). La forme de la source doit permettre d'obtenir l'ESF du détecteur. Celle-ci peut être obtenue soit directement à partir d'une source plane, soit par calcul à partir d'une source ponctuelle ou linéique. Nous avons fait le choix d'une source linéique. La source a une dimension de 20 cm selon la direction X. Pour chaque simulation, $5 \cdot 10^8$ photons ont été simulés.

4.2.2.2 Les différents convertisseurs considérés

Nous avons vu que le détecteur va être utilisé en positionnant le support du circuit imprimé en entrée de faisceau. Nous avons vu également que pour paver une surface anodique d'une dimension donnée, le nombre d'électrodes nécessaire augmente lorsque la taille des électrodes diminue. L'utilisation de couches enterrées supplémentaires, permettant de sortir les signaux électriques, est donc nécessaire.

La fabrication standard d'un circuit imprimé (PCB pour *Printed Circuit Board*) est réalisée par empilement d'éléments de base. Appelé pré-imprégné, cet élément de base est constitué d'une plaque de FR4 de $130\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, entourée de part et d'autre par une couche de cuivre de $16\ \mu\text{m}$. Entre les pré-imprégnés sont ajoutées des couches de FR4 seul. L'empilement minimal proposé classiquement par les fabricants est un PCB de $400\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, constitué de deux éléments de base séparés par du FR4 seul, ce qui permet d'avoir deux couches électriques internes ([figure 4-4](#)). Les dépôts électriques en surface, non enterrés, ont une épaisseur de $30\ \mu\text{m}$ et non de $16\ \mu\text{m}$.

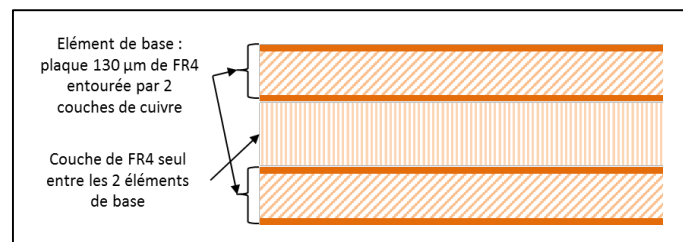


Figure 4-4 : Schéma illustrant la construction par empilement d'un circuit imprimé multicouche, à partir de l'exemple d'un PCB de $400\ \mu\text{m}$ d'épaisseur avec 2 couches électriques internes.

Pour notre étude, quatre convertisseurs ont été considérés, avec des épaisseurs de 400 , 800 , 1200 et $1600\ \mu\text{m}$. La couche externe supérieure de cuivre n'est pas considérée. Les quatre convertisseurs considérés ont respectivement 2, 5, 8 et 11 couches électriques internes, considérées être équi-réparties. Nous nous sommes limités à une épaisseur maximale de $1,6\ \text{mm}$ car c'est l'épaisseur standard d'un circuit imprimé, et que nous avons jugé que 11 couches de pistes serait suffisant pour lire toutes les voies de lecture. L'aspect discret des pistes n'est pas considéré. Pour un PCB classique, la largeur minimale des pistes est de $150\ \mu\text{m}$ et l'espacement minimal entre deux pistes est de $150\ \mu\text{m}$. Nos couches électriques internes sont donc pleines et d'une épaisseur de $8\ \mu\text{m}$, c'est-à-dire la moitié de l'épaisseur réelle, pour représenter le cas de plus forte densité de pistes. Les pavés, juxtaposés au PCB, sont également représentés par une couche pleine de cuivre, mais de $30\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. La [figure 4-5](#) montre en exemple le convertisseur d'une épaisseur de $1,6\ \text{mm}$ comportant 11 pistes internes.

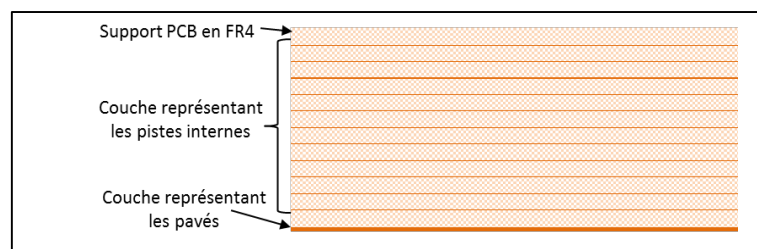


Figure 4-5 : Schéma illustrant la composition du convertisseur d'épaisseur $1,6\ \text{mm}$, composé de 11 couches de pistes internes équi-réparties d'épaisseur de $8\ \mu\text{m}$, et d'une couche externe inférieure de $30\ \mu\text{m}$ d'épaisseur représentant les pavés.

4.2.2.3 Etude de l'impact de la hauteur du volume sensible

Pour chaque convertisseur, une unique simulation a été réalisée avec un volume d'air d'une hauteur de $5\ \text{cm}$. Puis pour représenter le cas d'une hauteur de volume sensible quelconque, une sélection a été appliquée pour ne tenir compte que des dépôts d'énergie effectués dans le volume virtuel correspondant ([figure 4-6](#)).

Cette approche fait l'hypothèse que la présence de la fenêtre de sortie ne modifie pas le dépôt d'énergie des électrons traversant le volume sensible. Pour chaque convertisseur, les hauteurs virtuelles considérées sont : 0,5, 1, 2, 4, 6, 8, 10, 25 et 50 mm. Cette gamme est volontairement grande car nous nous attendons à ce que l'augmentation de l'épaisseur du convertisseur, au-delà d'une certaine valeur, ne contribue plus à l'augmentation de la sensibilité du détecteur. En effet, c'est surtout la proportion de photons interagissant mais ne participant pas au dépôt d'énergie qui devrait augmenter. Cette gamme étendue d'épaisseur de volume sensible conduira à une gamme étendue de sensibilités correspondantes. Contrairement au cas de la géométrie du convertisseur, le nombre de hauteurs de volume sensible considéré ne multiplie pas le nombre de simulations à réaliser.

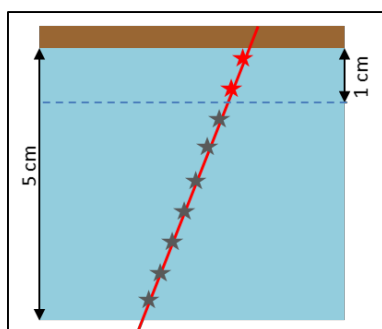


Figure 4-6 : Schéma illustrant comment sont construits les volumes sensibles virtuels. Cas d'une hauteur de 1 cm. Les étoiles représentent les lieux de dépôts d'énergie. Seuls les dépôts d'énergie colorés en rouge sont considérés.

4.2.2.4 Les données retenues pendant la simulation et les paramètres étudiés

Seules les interactions des photons qui ont lieu dans le convertisseur sont considérées, les interactions qui ont lieu directement dans le volume sensibles, négligeables, ne sont pas considérées. Les électrons delta créés dans le convertisseur sont considérés et suivis. Les électrons delta créés dans le volume sensible ne sont pas suivis, mais sont pris en compte en considérant que leur énergie est déposée localement. Pour chaque simulation, les données retenues sont (figure 4-7):

- pour **chaque interaction** d'un photon dans le convertisseur :
 - o le type d'interaction (Rayleigh, photo-électrique, Compton ou création de paires),
 - o l'élément de l'interaction (FR4, piste ou pavé),
 - o les positions X, Y et Z de l'interaction,
 - o et pour la ou les particule(s) créée(s), leur énergie et leur direction, c'est-à-dire l'angle θ par rapport à l'axe du faisceau.
- pour **chaque entrée d'une particule chargée dans le volume sensible** : l'énergie et la direction de la particule.
- pour **chaque dépôt d'énergie dans le volume sensible** : les positions X, Y, Z et la valeur de l'énergie déposée.

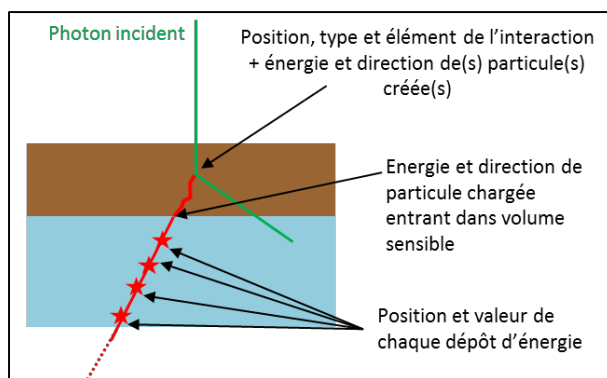


Figure 4-7 : Schéma illustrant les variables retenues au cours de la simulation au niveau du point d'interaction du photon, de l'entrée de la particule chargée dans le volume sensible et de chaque dépôt d'énergie.

De ces données, vont être déduits :

- la proportion de photons interagissant, avec ou sans dépôt d'énergie dans le volume sensible associé, pour l'ensemble des photons, pour chaque type d'interaction et pour chaque élément du convertisseur. Cela permettra notamment une évaluation de l'atténuation du faisceau causée par le détecteur.
- la distribution de la coordonnée Z des interactions dans le convertisseur conduisant ou non à un dépôt d'énergie.
- l'évolution des caractéristiques des particules chargées, en direction et en énergie, entre leur création et leur entrée dans le volume sensible.
- et pour chaque hauteur de volume sensible :
 - o la réponse à une ligne, permettant de calculer la réponse à un échelon, laquelle permettra de déterminer la résolution spatiale.
 - o l'énergie totale déposée dans l'intégralité du volume sensible virtuel.

La sensibilité surfacique, c'est-à-dire la charge par impulsion et par élément de surface notée dQ_{pulse} , qui serait obtenue sous une source plane infinie, pourra alors être calculée selon :

$$dQ_{\text{pulse}} = \frac{2 \times E_{\text{dep}\gamma} \times \text{fluence}_{\text{pulse}} \times 1,6 \cdot 10^{-19}}{\langle W \rangle} \quad (\text{Équ. 4-2})$$

Avec $E_{\text{dep}\gamma}$ l'énergie déposée dans l'intégralité du volume sensible divisée par le nombre de photons simulés et $\text{fluence}_{\text{pulse}}$ le nombre de photons par unité de surface atteignant le détecteur pendant la durée d'une unique impulsion. Le débit instantané de fluence en photons ayant été estimé au chapitre 3 à 10^{11} photons.mm⁻².s⁻¹, pendant 5 μs chaque millimètre carré du détecteur est atteint par $5 \cdot 10^5$ photons (voir 3.2.2.3).

4.2.3. Résultats

4.2.3.1 Etude des interactions dans le convertisseur

Proportion d'interaction en fonction du convertisseur et du spectre

La [figure 4-8](#) montre, en fonction de l'épaisseur du convertisseur, la proportion du nombre de photons interagissant dans le détecteur, pour toutes les interactions (gauche) ou seulement celles qui conduisent à un dépôt d'énergie (droite). Les deux spectres sont considérés. Les proportions sont exprimées en pourcentage du nombre de photons simulés. On rappelle qu'en première approximation, la proportion d'interactions est prise comme estimateur de l'atténuation du faisceau. Le pourcentage d'interactions qui conduit à un dépôt d'énergie peut donc être appelé atténuation utile du faisceau.

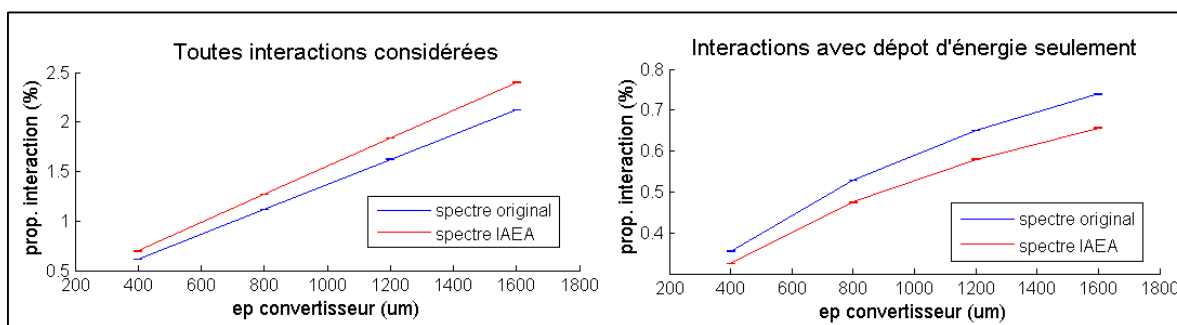


Figure 4-8 : Evolution, avec l'épaisseur du convertisseur, du pourcentage de photons qui interagissent (gauche), et du pourcentage de photons qui interagissent et qui contribuent au dépôt d'énergie (droite). Le spectre original (bleu) et le spectre IAEA (rouge) sont considérés.

Les résultats obtenus pour le **spectre original** montrent que :

- **P'atténuation** attendue du détecteur varie de 0,65 % à 2,25 % pour un convertisseur de 400 μm à 1,6 mm d'épaisseur. L'atténuation, qui est en théorie de la forme d'une décroissante exponentielle ($\text{Att} = 100 \cdot (1 - \exp^{-\mu x})$), peut être considérée linéaire pour la gamme d'épaisseur de convertisseur considérée. L'incertitude statistique sur l'atténuation est de l'ordre 10^{-3} %.
- **P'atténuation utile** est plus faible et croît moins rapidement, passant de 0,35 % à 0,74 % pour les épaisseurs de convertisseur minimales et maximales considérées. Si la proportion est calculée non pas en fonction du nombre de photons simulés mais en fonction du nombre d'interactions, la valeur passe de 58 % à 35 % pour un convertisseur de 400 μm à 1,6 mm. Ainsi, entre la moitié et les deux-tiers des interactions ne génèrent pas de dépôt d'énergie.

Pour ce qui concerne les **différences engendrées par le changement de spectre** :

- le spectre IAEA étant plus riche en basses énergies, il conduit à un **nombre total d'interactions** plus important. Mais l'impact est faible puisque la différence de proportion entre les deux spectres est seulement de 0,18 % en moyenne sur les quatre convertisseurs¹.
- **P'atténuation utile**, qui influence directement la sensibilité du détecteur, est au contraire plus faible pour le spectre IAEA. Ce spectre étant plus riche en basses énergies, la distribution de l'énergie des électrons mis en route dans le convertisseur est également plus riche en basses énergie. De plus, ces électrons sont émis avec des angles θ plus importants (voir 4.2.3.1 p. 91). Ces électrons ont donc une probabilité plus faible de sortir du convertisseur. Mais ici aussi l'impact est faible puisque la différence moyenne sur les quatre convertisseurs est seulement de 0,06 %. De ces résultats, il est possible de prédire que la différence de spectre conduira à avoir pour le spectre IAEA une augmentation légèrement moins importante de la sensibilité avec l'épaisseur du convertisseur.

Répartition des interactions en fonction du type d'interaction

La [figure 4-9](#) représente la répartition des interactions en fonction du type d'interaction (Rayleigh en rouge, photo-électrique en vert, Compton en bleu et création de paires en jaune), pour les quatre convertisseurs, selon que les interactions conduisent ou non à un dépôt d'énergie. Le résultat est présenté seulement pour le spectre original. Pour les quatre convertisseurs, les répartitions sont identiques. Comme attendu, l'interaction Compton est largement prédominante et représente 98,0 % des interactions. La création de paire représente 1,25 %, et les effets photo-électrique et Rayleigh représentent chacun 0,375 %. Si seulement les interactions conduisant au dépôt d'énergie sont considérées, les pourcentages sont très proches : 96,0 % pour l'interaction Compton, 3,5 % pour la création de paire et 0,5 % pour l'effet photo-électrique. L'effet Rayleigh ne conduisant pas à la création de particules chargées, il ne contribue pas aux interactions conduisant au dépôt d'énergie.

Le résultat obtenu avec le spectre IAEA n'est pas présenté car il est très proche de celui obtenu avec le spectre original. Il présente une contribution légèrement plus importante des effets Rayleigh et photo-électrique au détriment des effets Compton et de la création de paires, avec des contributions respectives de 0,8 %, 1,5 %, 96,7 % et 1,0 % de l'ensemble des interactions. Ceci est pertinent puisque le spectre est plus riche en basses énergies.

¹ Il s'agit de la différence de proportion entre les deux spectres, et non de l'écart relatif de la proportion entre les deux spectres.

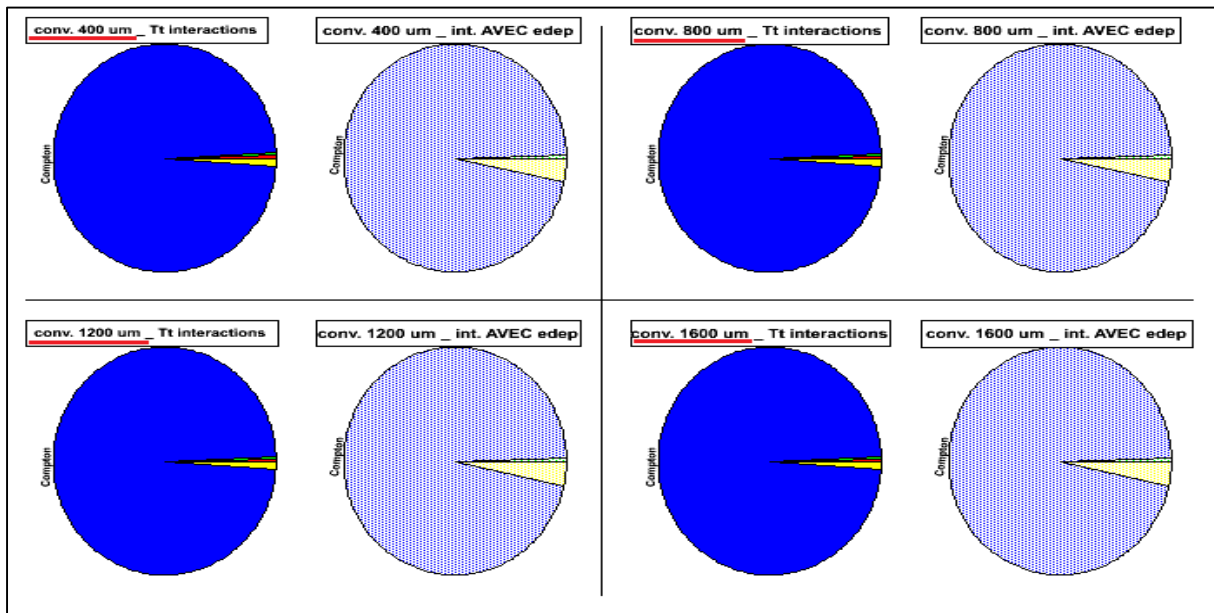


Figure 4-9 : Répartition des interactions selon leur type : Rayleigh (rouge), Photo-électrique (vert), Compton (bleu) et création de paire (jaune). Pour chaque convertisseur, le graphique de gauche est obtenu en considérant toutes les interactions, alors que celui de droite correspond seulement à celles conduisant au dépôt d'énergie. Cas du spectre original.

Répartition des interactions en fonction de l'élément de l'interaction

La [figure 4-10](#) représente la répartition des interactions en fonction de l'élément de l'interaction (FR4 en rouge, pistes en vert et pavés en bleu), pour les quatre convertisseurs, selon que les interactions conduisent ou non à un dépôt d'énergie. Le résultat étant identique pour les deux spectres, seuls ceux du spectre original sont présentés.

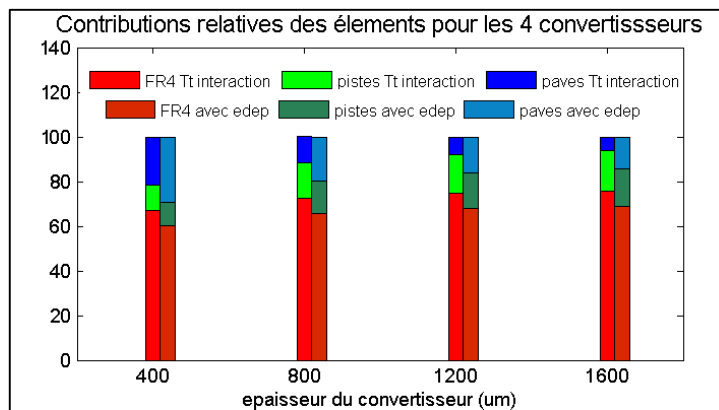


Figure 4-10 : Répartition des interactions selon l'élément d'interaction : le FR4 (rouge), les pistes (vert) et les pavés (bleu). Pour chaque épaisseur de convertisseur, la colonne de gauche est obtenue quand toutes les interactions sont considérées, alors que celle de droite correspond aux interactions conduisant au dépôt d'énergie. Cas du spectre original.

Lorsque **toutes les interactions sont considérées**, les contributions relatives de chacun des trois éléments évoluent avec la géométrie du convertisseur. Cette évolution est directement liée à celle de la proportion en volume massique occupée par chaque élément. Bien que quatre fois moins dense que le cuivre, le support FR4 est majoritaire en volume et c'est donc l'élément dans lequel ont lieu 75 % des interactions. L'épaisseur des pavés étant la même pour les quatre convertisseurs, la contribution relative de cet élément diminue avec l'épaisseur du convertisseur et le nombre de pistes qui augmentent : elle passe de 20 % à 6 % pour les deux géométries extrêmes.

Lorsque seulement **les interactions participant au dépôt d'énergie** sont considérées, la contribution du FR4 diminue lorsque l'épaisseur de convertisseur augmente, principalement au profit des pavés. Les pavés étant situés juste en amont du volume sensible, les électrons créés dans cet élément ont une probabilité plus importante d'atteindre le volume sensible. En moyenne sur les quatre convertisseurs, le FR4, les pistes et les pavés contribuent respectivement à 65 %, 15 % et 20 % des interactions conduisant au dépôt d'énergie. Ainsi, la contribution des pistes internes n'est pas négligeable. Pour cette étude nous avons considéré les pistes comme des plans uniformes et nous avons maximisé leur présence en considérant le cas de plus forte densité. Pour le détecteur réel, qui aura une architecture de piste complexe et différente pour chaque couche interne, la contribution sera moins importante. Mais elle ne devrait tout de même pas être négligeable, et ne sera pas uniforme sur toute la surface du détecteur. Il conviendra donc, une fois le tracé des pistes déterminé, de réévaluer cette contribution.

Evolution de l'énergie et de la direction des électrons créés dans le convertisseur entre leur point de création et l'entrée dans le volume sensible

Dans un premier temps, seuls les résultats du **spectre original** sont exploités. Les [figure 4-11](#) et [figure 4-13](#) représentent respectivement les distributions de l'énergie et de la direction des électrons au point de l'interaction du photon pour toutes les interactions (gauche), au point d'interaction du photon mais seulement pour les interactions conduisant à un dépôt d'énergie (milieu) ou en sortie du convertisseur (droite). Les quatre courbes colorées correspondent chacune à une épaisseur de convertisseur. Elles ont été toutes été normalisées (intégrale à 1). Les mêmes données sont représentées une seconde fois sur les [figure 4-12](#) et [figure 4-14](#). Cette fois chaque graphique correspond à une épaisseur de convertisseur, et les courbes colorées correspondent chacune à un type données (au point d'interaction pour toute les interactions ou seulement celles conduisant au dépôt d'énergie, ou en entrée du volume sensible).

Concernant **l'énergie** des électrons :

- quand **toutes les interactions** sont considérées, pour tous les convertisseurs la distribution est identique. Elle est de la forme d'une décroissance, avec une large majorité des électrons émis avec une énergie inférieure à 1 MeV. La forme est très éloignée de celle obtenue pour une source de photons mono-énergétique de 1 MeV (voir annexe C p.166).
- les électrons de basse énergie n'ont pas un parcours suffisant pour atteindre le volume sensible du détecteur. C'est pourquoi **les spectres au point d'interaction seulement pour les cas conduisant à un dépôt d'énergie** sont quasiment nulles en zéro, puis croissent jusqu'à une énergie d'environ 1 MeV avant de décroître. Avec l'épaisseur du convertisseur qui augmente, l'énergie au-delà de laquelle ces spectres se superposent à ceux obtenus avec tous les électrons considérés augmente : elle passe de 1 MeV pour 400 μm à 2,5 MeV pour 1,6 μm . Ce qui veut dire que, en raisonnant sur l'intégralité du convertisseur sans distinguer les électrons créés plus ou moins près du volume sensible, plus l'épaisseur de convertisseur est importante, plus l'énergie que doit avoir un électron pour sortir du convertisseur est importante.
- les spectres correspondants aux interactions conduisant à un dépôt d'énergie et ceux correspondants à **la sortie du convertisseur** ont, pour chaque convertisseur, le même nombre d'entrée. Les distributions sont de forme proche, mais avec un décalage vers les basses énergies pour les courbes en sortie du convertisseur. Ce décalage représente la perte d'énergie des électrons dans le convertisseur. Les courbes ne présentent pas une simple translation car la perte d'énergie n'est pas uniforme : elle dépend de la distance parcourue par l'électron dans le convertisseur et de l'énergie initiale de l'électron. Plus le convertisseur est épais, plus la perte d'énergie est importante.

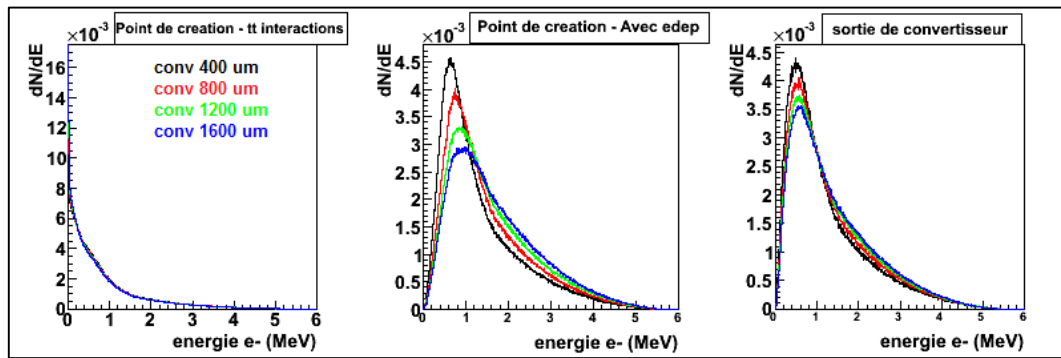


Figure 4-11 : Spectre en énergie des électrons mis en mouvement dans le convertisseur suite à l'interaction d'un photon. Les graphiques de gauche et du milieu sont obtenus au point de création respectivement quand toutes les e^- sont considérés ou seulement ceux contribuant au dépôt d'énergie ; celui de droite est obtenu en sortie du convertisseur. Le code couleur permet de distinguer les quatre convertisseurs. Tous les spectres sont normalisés avec l'intégrale à 1.

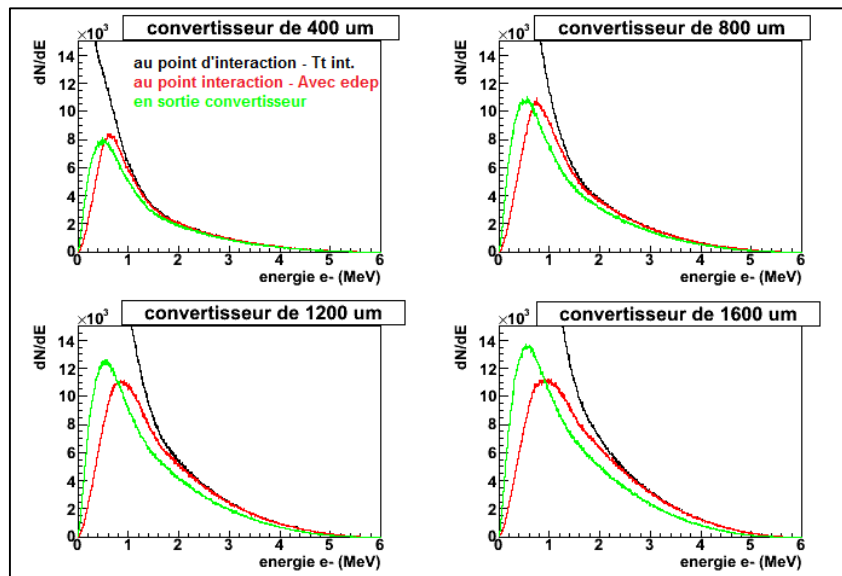


Figure 4-12 : Analogue à la figure précédente mais avec un graphique par convertisseur, les courbes correspondant aux trois types de données étant superposées. Cette fois, les spectres ne sont pas normalisés.

Nous allons maintenant exploiter les données correspondant à la direction des électrons. Les histogrammes qui sont représentés sont directement les distributions de l'angle θ , défini entre l'axe du photon initial et la direction de l'électron mis en mouvement. La symétrie de révolution n'est pas prise en compte. Ces distributions ne reflètent donc pas ce qui se passe « dans un plan de coupe », et elles ont donc un maximum qui n'est pas situé en 0 (voir annexe C p. 166). Concernant donc les distributions des angles θ représentant **la direction des électrons** :

- quand **toutes les interactions** sont considérées, cette fois les distributions sont semblables en forme à celle obtenue avec une source mono-énergétique de 1 MeV (voir annexe C p. 166). Il n'y a pas de différence notable entre les quatre convertisseurs. La direction la plus probable est de l'ordre de 10° . Au-delà de ce maximum, la décroissance est relativement constante jusqu'à quasiment s'annuler pour un angle de 90° .
- la forme de la distribution diffère quand **seulement les interactions conduisant à un dépôt d'énergie sont exploitées**. La direction la plus probable est toujours de l'ordre de 10° , mais la décroissance est ensuite beaucoup plus rapide que quand toutes les interactions étaient considérées, et elle s'annule pour un angle d'environ 55° . Les électrons émis avec un angle important ont une probabilité plus faible d'atteindre le volume sensible. Les distributions diffèrent également entre les quatre convertisseurs : plus l'épaisseur du convertisseur augmente, moins les électrons émis avec des angles plus importants atteignent la sortie du convertisseur.

- les électrons arrivés à la **sortie du convertisseur**, la dispersion angulaire est de nouveau plus importante. L'angle le plus probable est alors de 20°, et la décroissance qui suit ne s'annule de nouveau que pour un angle de 90°. Avec l'épaisseur du convertisseur qui augmente, la distribution se décale légèrement vers les angles plus importants.

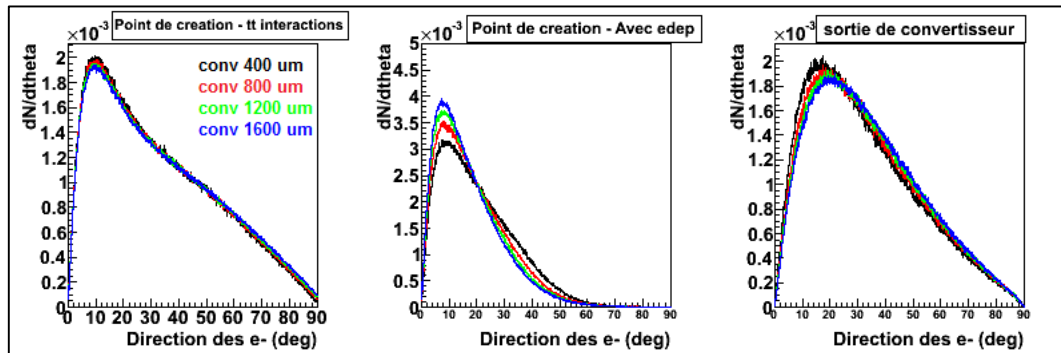


Figure 4-13 : Distribution des angles θ des électrons mis en mouvement dans le convertisseur suite à l'interaction d'un photon. Les graphiques de gauche et du milieu sont obtenus au point de création respectivement quand toutes les e^- sont considérés ou seulement ceux participant au dépôt d'énergie ; celui de droite est obtenu en sortie du convertisseur. Le code couleur permet de distinguer les quatre convertisseurs. Toutes les distributions sont normalisées avec l'intégrale à 1.

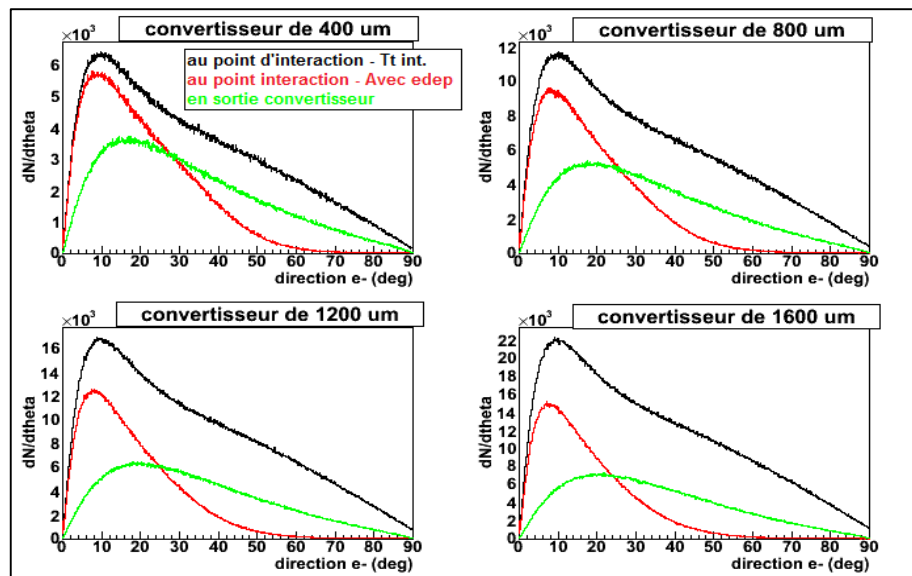


Figure 4-14 : Analogue à la figure précédente mais avec un graphique par convertisseur, les courbes correspondant aux trois types de données étant superposées. Cette fois, les distributions ne sont pas normalisées.

Nous allons maintenant nous intéresser aux **différences de résultat obtenus entre les deux spectres**. La figure 4-15 représente les caractéristiques (énergie à gauche, direction à droite) des électrons au point d'interaction pour l'intégralité des électrons (haut), et en sortie du convertisseur (bas). Quand l'intégralité des interactions est considérée, seul le cas d'un convertisseur de 400 μm est présenté puisque la distribution est indépendante du convertisseur. Les distributions ont été normalisées pour avoir une intégrale égale à 1.

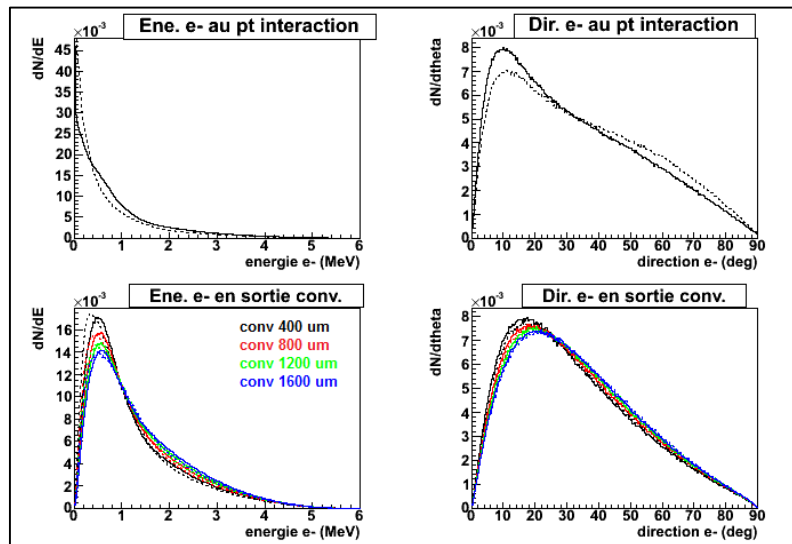


Figure 4-15 : Comparaison des distributions en énergie et en direction des électrons entre le spectre original et le spectre IAEA. Les deux graphiques de gauche correspondent à l'énergie, et les deux de droite à la direction. Les deux du haut correspondent aux caractéristiques au point de création des électrons, quand tous les électrons sont considérés, qui sont indépendantes de l'épaisseur du convertisseur. Les deux du bas correspondent aux caractéristiques en sortie du convertisseur, et cette fois les 4 convertisseurs sont représentés (code couleur).

Pour l'énergie aussi bien que pour la direction, la différence entre les deux spectres est plus importante au niveau du point d'interaction. Les différences au point d'interaction ne vont pas influencer la forme du dépôt d'énergie dans le volume sensible, mais elles expliquent les différences observées entre les deux spectres pour l'atténuation et l'atténuation utile (vu en 4.2.3.1, p. 88). En sortie du convertisseur, les distributions sont quasiment identiques pour les deux plus grandes épaisseurs de convertisseurs. Pour les convertisseurs de 400 et 800 μm , le spectre IAEA conduit à une distribution d'énergie des électrons plus riche en basses énergies, et à une distribution de direction des électrons très légèrement décalée vers les angles plus importants. Mais à la vue de ces résultats, nous pouvons prédire que le changement de spectre n'aura pas d'impact sur l'évolution de la résolution spatiale du détecteur avec la hauteur du volume sensible.

Distribution des positions d'interaction selon l'axe du faisceau

La [figure 4-16](#) représente, pour le spectre original et pour les quatre convertisseurs, la distribution selon l'axe du faisceau des positions d'interaction, en considérant l'intégralité des interactions (noir) ou seulement celles conduisant à un dépôt d'énergie (rouge). Il ressort que :

- sur toute l'épaisseur de convertisseur, la probabilité d'interaction dans le support peut être considérée comme constante. L'effet de la densité plus importante du cuivre est clairement visible, avec une densité d'interaction beaucoup plus importante aux profondeurs des pistes et des pavés.
- à la limite inférieure du support, au niveau de l'interface avec les pavés, la proportion d'interaction utile est identique pour tous les convertisseurs et vaut 62 %. En entrée de chaque convertisseur, elle est de 40 %, 27 %, 20 % et 15 % respectivement pour les épaisseurs de 400 μm à 1,6 mm. Ainsi, plus l'épaisseur du convertisseur augmente, moins l'apport en électrons contribuant au dépôt d'énergie est efficace.

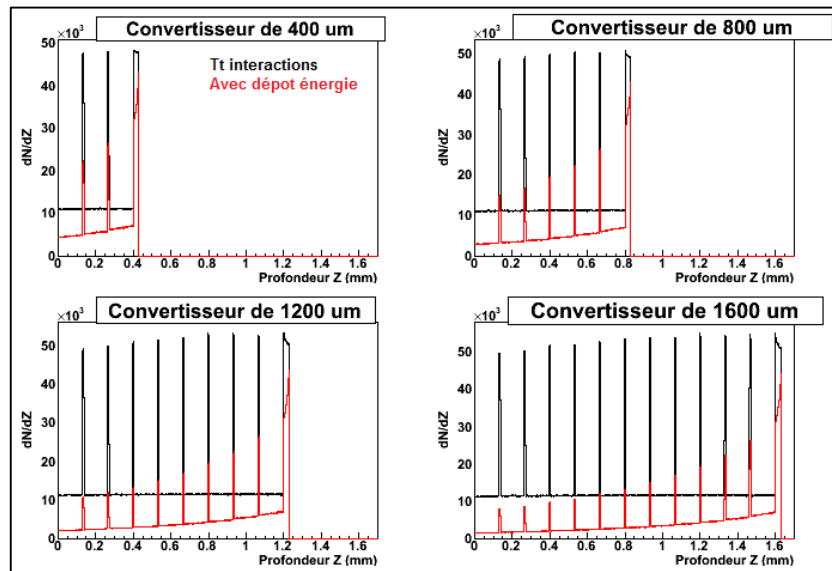


Figure 4-16 : Représentation de la distribution selon l'axe Z de toutes les interactions (noir) ou seulement celles conduisant au dépôt d'énergie (rouge). Chaque graphique correspond à une épaisseur de convertisseur.

4.2.3.2 Etude de l'impact de la hauteur du volume sensible

Nous venons de voir l'influence du convertisseur. Nous allons maintenant nous intéresser à l'impact de la hauteur du volume sensible. Les deux seuls paramètres à considérer sont la sensibilité et la résolution spatiale du détecteur.

Evolution de la sensibilité

La [figure 4-17](#) montre côte à côte les évolutions de la sensibilité en fonction de l'épaisseur du convertisseur pour les différentes hauteurs du volume sensible (gauche), ou en fonction de la hauteur du volume sensible pour les différentes épaisseurs de convertisseur (droite). Seuls les résultats du spectre original sont présentés. La différence avec le spectre IAEA s'explique par la différence du nombre d'interactions conduisant au dépôt d'énergie, déjà abordée précédemment (voir [4.2.3.1](#), p. 88). Nous rappelons que la sensibilité est calculée à partir de l'énergie déposée dans l'intégralité du volume sensible et du débit de fluence en photons en entrée du détecteur, et représente la charge recueillie pour une impulsion du faisceau et par mm^2 de surface du volume sensible.

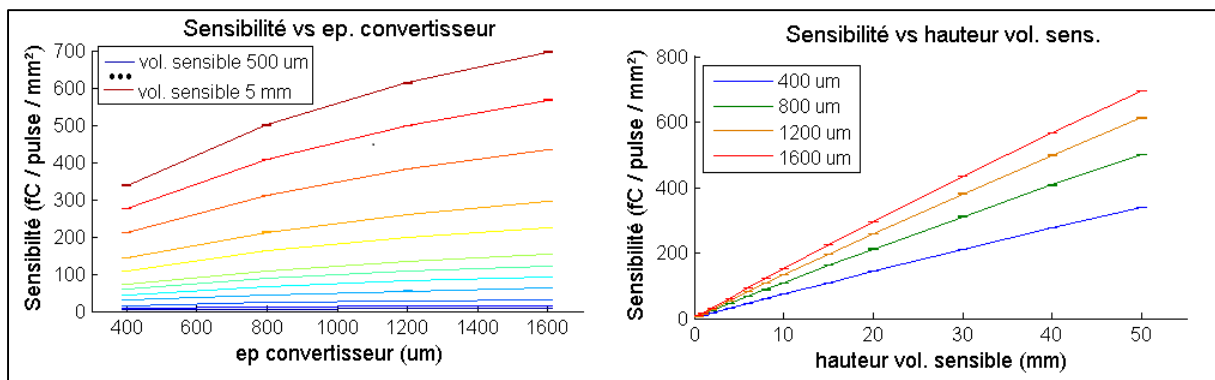


Figure 4-17 : Gauche : évolution de la sensibilité avec l'épaisseur du convertisseur, le code couleur représentant les différentes hauteurs de volume sensible. Droite : évolution de la sensibilité avec la hauteur de volume sensible, le code couleur représentant les différentes épaisseurs de convertisseur.

La première donnée analysée est **la plage des valeurs de sensibilité obtenues**. Pour toutes les géométries testées, elle varie de 4 à 700 fC par impulsion et par mm². Cette gamme est bien équilibrée autour de la sensibilité fixée comme objectif, qui est de 100 fC par impulsion et par pavé. Pour avoir cette sensibilité, en moyenne sur les quatre convertisseurs, le volume de détection correspondant à un pavé doit être de l'ordre de 10 mm³.

Nous nous intéressons maintenant à **l'évolution** de la sensibilité avec :

- avec **la hauteur du volume sensible**. Elle est linéaire. Cela découle directement du théorème de Thalès, puisque les électrons se déplacent quasiment en ligne droite dans le volume sensible. Doubler la hauteur de du volume sensible revient à doubler la longueur de la trajectoire de l'électron dans le volume sensible, et cela quelle que soit sa direction.
- avec **l'épaisseur du convertisseur**. Nous avons vu que la distribution angulaire des électrons en entrée du volume sensible est plus étalée pour les convertisseurs plus épais. Or les électrons qui entrent avec un angle d'incidence plus important parcourent plus de distance dans le volume sensible. L'évolution de la sensibilité avec l'épaisseur du convertisseur devrait donc augmenter plus fortement que le nombre d'interactions conduisant au dépôt d'énergie. Pour le vérifier nous comparons ces deux évolutions, en normalisant les deux courbes à 1 pour le convertisseur de 400 μm ([figure 4-18](#)). L'évolution étant identique pour toutes les hauteurs de volume sensible, pour plus de clarté, seule la courbe correspondant à la hauteur de volume sensible minimale est représentée. Les deux spectres sont considérés, puisque nous avons vu précédemment que le spectre influence l'évolution du nombre d'interaction conduisant au dépôt d'énergie, donc la sensibilité. Pour chaque spectre, les deux évolutions sont identiques. La variation de la distribution angulaire des électrons en entrée du volume sensible n'impacte finalement pas l'évolution de la sensibilité. Celle-ci est donc directement liée au nombre d'électrons entrant dans le volume sensible.

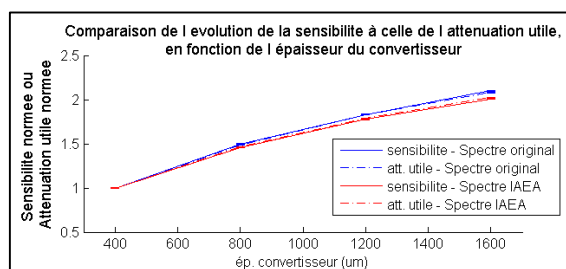


Figure 4-18 : Evolutions de la sensibilité et de l'atténuation utile avec l'épaisseur du convertisseur. Cas du spectre original et du spectre IAEA.

Evolution de la résolution spatiale

La [figure 4-19](#) représente quelques exemples de la réponse à une ligne (gauche) et de la réponse à un échelon correspondante (droite), obtenus avec le spectre original. Les graphiques du haut représentent les quatre convertisseurs pour le cas d'une hauteur de volume sensible de 1 cm. Sur ceux du bas, les douze hauteurs de volume sensible sont représentées pour le cas du convertisseur de 800 μm . Sur les graphiques des ESF, les ordonnées qui permettent de relever la largeur de la transition sont indiquées pour trois différents indicateurs : les largeurs 5-95 %, 10-90 % et 20-80 %. Nous avons choisi de conserver deux de ces trois indicateurs :

- **la largeur 5 %-95 %**, car elle permet de caractériser les « extrémités » de la zone de transition. Cet indicateur est particulièrement adapté pour quantifier l'impact de l'augmentation de la hauteur du volume sensible. Sur la [figure 4-19](#), en bas à gauche, pour l'ordonnée 95 % les différences sont plus marquées qu'elles ne le sont à 80 % et 90 %.
- mais nous verrons que pour comparer d'autres ESF cet indicateur est justement trop proche des asymptotes et ne permet pas de traduire un effet plus proche du centre de la transition. Dans ce cas, **la largeur 20-80%** est significative.

La [figure 4-20](#) de gauche représente, pour les quatre convertisseurs, l'évolution de la largeur 5-95 % avec la hauteur du volume sensible, toujours pour le spectre original.

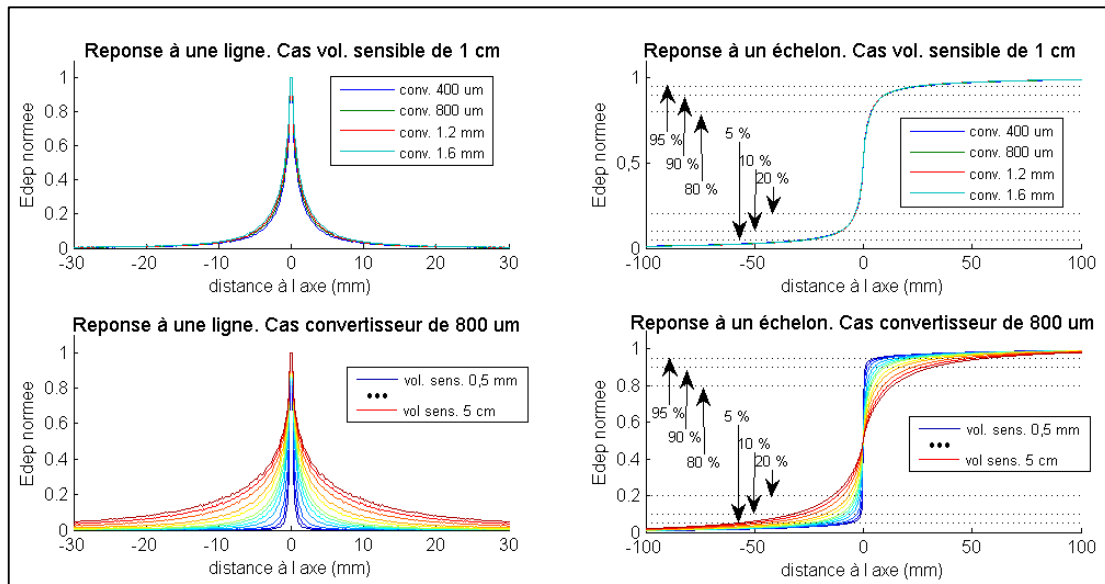


Figure 4-19 : Réponse à une ligne (gauche) et réponse à un échelon (droite), soit pour les 4 convertisseurs et un volume sensible de 1 cm (haut), soit pour les 12 hauteurs de volume sensible et un convertisseur de 800 μm (bas). Sur les ESF, les ordonnées correspondant à 5, 10, 20, 80, 90 et 95 % du maximum, qui peuvent être utilisées pour mesurer la résolution spatiale, sont indiquées.

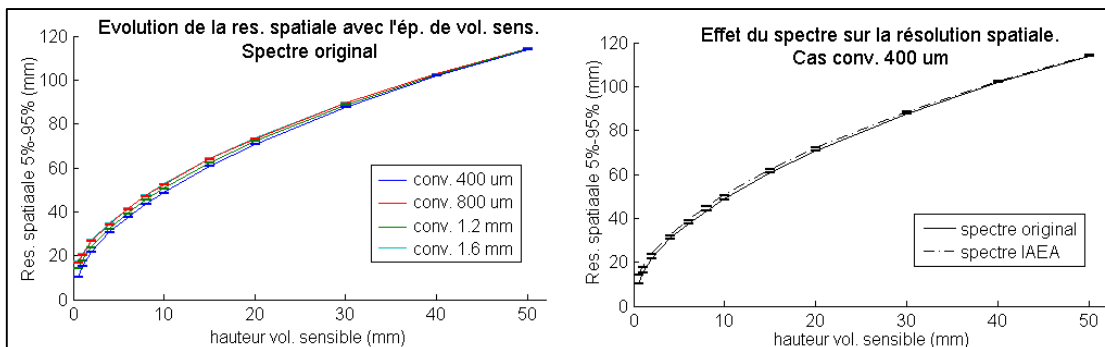


Figure 4-20 : Représentation de l'évolution de la résolution spatiale avec la hauteur du volume sensible. Gauche = cas du spectre original, pour les 4 convertisseurs. Droite = comparaison du spectre original et du spectre IAEA, cas du convertisseur de 400 μm.

De toutes ces données, il ressort que la résolution spatiale :

- se dégrade fortement lorsque **la hauteur du volume sensible augmente**. La largeur 5 %-95 % de l'ESF est multipliée par 10 entre les hauteurs minimales et maximales de volume sensible. La dégradation est plus rapide pour les plus faibles hauteurs de volume sensible, jusque 6 mm environ. Cela découle directement de la distribution de la direction des électrons en entrée de volume sensible.
- est peu impactée par **l'augmentation du convertisseur**. L'effet est visible seulement pour les plus petites hauteurs de volume sensible. Cela indique que pour les plus grandes hauteurs, la dégradation causée par la diffusion dans le volume sensible masque les différences entre les convertisseurs. Cet effet s'explique en partie par la différence de distribution angulaire des électrons en entrée du volume sensible liée à l'augmentation de l'épaisseur, observée sur la [figure 4-13](#) et déjà discutée. Le parcours latéral des électrons dans le convertisseur entre leur point de création et leur sortie du convertisseur, intervient également.

Pour chaque épaisseur de convertisseur, la différence de résolution spatiale du spectre IAEA par rapport au spectre original est analogue à l'effet de l'augmentation de l'épaisseur du convertisseur ([figure 4-20](#), droite). L'explication vient également de la différence de distribution angulaire, déjà observée précédemment ([figure 4-15](#)).

Le choix de la hauteur du volume sensible est dicté, pour une taille d'électrode de mesure donnée, par la valeur de sensibilité désirée. D'après les résultats obtenus précédemment sur la sensibilité, en moyenne sur les quatre convertisseurs, la sensibilité de 100 fC par impulsion et par pavé est obtenue pour un volume correspond à chaque pavé de 10 mm³. Le [tableau 4-1](#) indique, pour les hauteurs de volume sensible considérées jusque 1 cm, la taille d'un pavé permettant d'obtenir cette sensibilité.

Ep. vol. sensible (mm)	0,5	1	2	4	6	8	10
Taille pavé (coté, en mm)	4,5	3,2	2,2	1,6	1,3	1,1	1

Tableau 4-1 : Taille des pavés permettant, pour une valeur de hauteur de volume sensible donnée, d'avoir un volume de collection des charges constant égale à 10 mm³, et donc une sensibilité de 100 fC par impulsion et par élément de mesure.

Pour comparer ces situations, il est nécessaire d'évaluer l'effet de la discrétisation. La [figure 4-21 A](#) représente les réponses à un échelon obtenues avec et sans discrétisation, en moyenne sur les 4 convertisseurs, pour les hauteurs de volumes sensible jusque 1 cm. Pour chaque cas, la taille des pavés est celle qui permet d'avoir un volume élémentaire de collection de charge de 10 mm³. La [figure 4-21 B](#) compare sur un même graphique toutes les réponses après discrétisation.

Sur les deux figures, les ordonnées permettant de calculer les largeurs 5 %-95 % et 20 %-80 % sont représentées. Visuellement, il apparaît que quand la discrétisation impacte le profil, seule la zone centrale de forte variation est affectée, et non pas les asymptotes. La largeur 5 %-95 % est donc insensible à ces changements, mais ce n'est pas le cas de la largeur 20 %-80 % ([figure 4-22](#)).

La discrétisation dégrade donc la résolution spatiale pour les hauteurs de volume sensible jusque 6 mm. Cela est particulièrement vrai pour le volume sensible de 0,5 mm d'épaisseur, pour lequel la largeur 20 %-80 % est alors comparable à celle d'un volume sensible de 8 mm. La largeur de transition minimale est obtenue pour une hauteur de volume sensible millimétrique avec des pavés de l'ordre de 3 mm de côté. Cette configuration permettra donc d'avoir une sensibilité de 100 fC par impulsion et par élément de mesure tout en optimisant la résolution spatiale du détecteur.

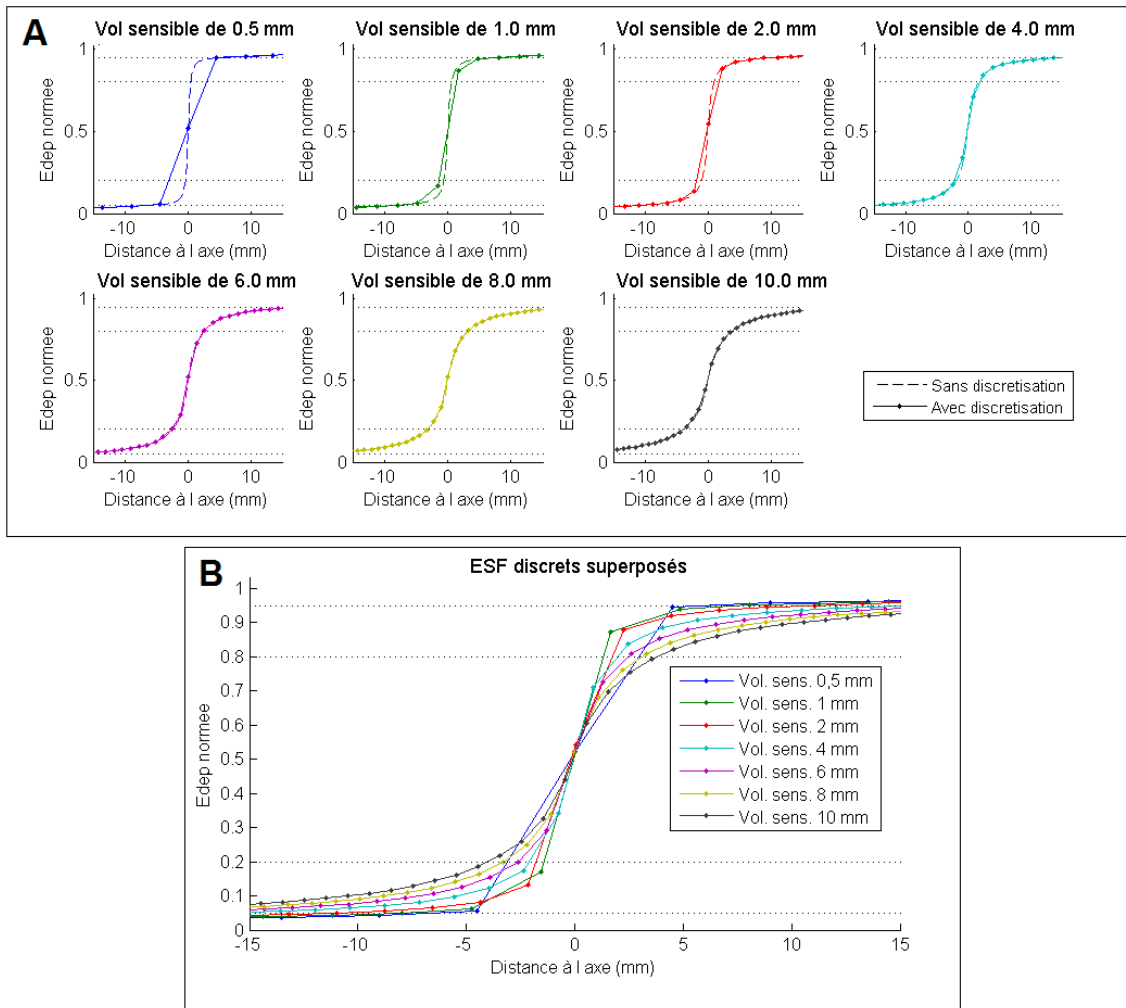


Figure 4-21. Effet de la discrétisation sur les ESF. Cas du spectre original et des hauteurs de volume sensible jusque 1 cm. La taille du pavé permet d'avoir un volume élémentaire de collection des charges de 10 mm³. En (A) les ESF originaux et discrets sont comparés, en (B) les ESF discrets sont comparés entre eux (B).

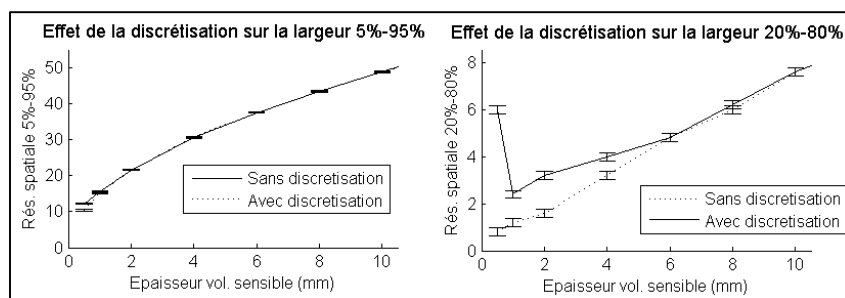


Figure 4-22 : Effet de la discrétisation sur les deux indicateurs pouvant caractériser la résolution spatiale : largeurs 5%-95% (gauche) et la largeur 20%-80% (droite).

4.2.4. Conclusion de l'étude détaillée de la réponse du détecteur

Dans cette section, nous nous sommes placés dans des conditions simplificatrices idéales, en ne considérant pas l'environnement réel de radiothérapie mais seulement une source de photons unidirectionnelle. Nous avons estimé l'atténuation du détecteur, sa sensibilité et sa résolution spatiale, et nous avons étudié l'évolution de ces caractéristiques en fonction de la géométrie du convertisseur et de la hauteur de volume sensible. L'impact d'un changement de spectre a également été étudié. Les résultats à retenir sont :

- en moyenne sur les quatre géométries de convertisseur considérées, **le FR4, les pistes et les pavés contribuent respectivement** à 65 %, 15 % et 20 % des interactions conduisant au dépôt d'énergie dans le volume sensible du détecteur. Les pistes internes ont donc une contribution non négligeable. Or pour le détecteur final le tracé ne sera pas homogène sur toute la surface du détecteur, contrairement à ce qui est supposé dans cette étude. Une fois le tracé des pistes du détecteur final déterminé, il conviendra donc de déterminer la contribution réelle des pistes.
- pour les convertisseurs considérés, **l'atténuation** du faisceau peut être considérée proportionnelle à l'épaisseur du convertisseur. Elle varie de 0,65 % à 2,25 % pour des épaisseurs de 400 μm à 1,6 mm. Pour ces épaisseurs, l'atténuation utile, c'est-à-dire la proportion d'interactions conduisant à un dépôt d'énergie, varie elle de 0,35 % à 0,74 %, et la proportion d'interactions inutiles représente de 42 % à 66 % des interactions. Pour la gamme d'épaisseurs de convertisseur considérée, nous n'avons pas atteint de saturation de l'évolution de la sensibilité. Une gamme plus étendue aurait donc pu être analysée, car une épaisseur de circuit imprimée supérieure à 1,6 mm aurait tout à fait pu être envisagée puisque nous avons vu dans l'état de l'art que les détecteurs concurrents ont des atténuations plus proches de 5 % que de 2 %. Cela n'a pas été fait car une autre voie d'optimisation de la géométrie du détecteur a été exploitée (voir [chapitre 5](#)).
- la **sensibilité** du détecteur est proportionnelle à la hauteur du volume sensible et au nombre d'interactions conduisant au dépôt d'énergie. Pour les convertisseurs considérés, multiplier l'épaisseur par 4, de 400 μm à 1,6 mm, conduit à une sensibilité seulement multipliée par 2. Pour une hauteur de volume sensible de 1 cm, en moyenne pour les quatre convertisseurs, la charge par impulsion et par élément de surface de 1 mm^2 est estimée à 120 fC par impulsion du faisceau, qui est l'ordre de grandeur de sensibilité pris comme objectif sans connaissance précise de l'électronique d'acquisition.
- l'effet de l'épaisseur du convertisseur sur **la résolution spatiale** est négligeable comparé à l'effet de la hauteur du volume sensible. La dégradation liée à l'augmentation de la hauteur de volume sensible est particulièrement importante pour les faibles hauteurs de volume sensible, jusque 1 cm. Le choix de la hauteur de volume sensible est dicté par la valeur de sensibilité souhaitée et par la taille des pavés. L'impact de la discrétisation de la mesure sur la résolution spatiale a donc été étudié. Pour atteindre l'objectif d'une sensibilité de l'ordre de 100 fC par impulsion et par pavé, la combinaison d'une hauteur de volume sensible millimétrique avec des pavés de l'ordre de 3 mm de côté permet d'optimiser la résolution spatiale.
- **la différence de spectre** entraîne une différence d'atténuation du faisceau, et donc une différence de sensibilité du détecteur. Mais ces différences sont faibles puisque, en moyenne sur les quatre convertisseurs, l'atténuation passe de 1,4 % pour le spectre original à 1,6 % pour le spectre IAEA, et l'atténuation utile passe de 0,57 % pour le spectre original à 0,51 % pour le spectre IAEA. Le plus important, pour notre travail d'étude de l'impact de la géométrie du détecteur sur ses caractéristiques, est que les évolutions de l'atténuation, de la sensibilité et de la résolution spatiale en fonction aussi bien de l'épaisseur du convertisseur et de la hauteur du volume sensible, sont insensibles au changement de spectre.

La réflexion sur l'optimisation de la géométrie du détecteur sera poursuivie dans le chapitre 5. Avant, il est nécessaire d'étudier la réponse du détecteur sous un environnement de radiothérapie réaliste, en utilisant le modèle analytique décrit au chapitre 3.

4.3. Etude globale de la réponse du détecteur sous faisceau et impact sur le dépôt de dose en aval

4.3.1. Introduction

Dans la partie précédente, nous avons étudié la réponse du détecteur pour différentes géométries (convertisseur et hauteur de volume sensible) sous une source linéique de photons unidirectionnels. Maintenant, une unique géométrie de détecteur va être considérée avec le modèle de source analytique d'accélérateur présenté au chapitre 3. Pour rappel, cela revient à considérer seulement les mâchoires et l'écran de sortie, avec une source de photons poly-énergétique ponctuelle isotrope située à 70 cm de l'entrée du détecteur. L'objectif est de vérifier, pour un convertisseur et une hauteur de volume sensible, les estimations d'atténuation, de sensibilité et de résolution spatiale qui viennent d'être établies. Surtout, la sensibilité aux électrons de contamination et l'impact de la présence du détecteur sur le dépôt de dose dans l'eau vont maintenant pouvoir être étudiés, alors que la partie précédente ne le permettait pas. Toutes les caractéristiques pouvant varier avec la taille de champ, l'étude a été réalisée pour des champs de 2,5 à 20 cm de côté.

Le choix de la géométrie simulée a été guidé par les résultats de l'étude précédente :

- pour le **convertisseur**, une épaisseur de 1,6 mm avec 11 couches de pistes internes a été retenue car nous avons vu que l'épaisseur du convertisseur a un effet négligeable sur la résolution spatiale. Pour cette épaisseur l'atténuation attendue est de l'ordre de 2 % donc tout à fait acceptable.
- pour le **volume sensible**, bien que l'étude précédente indique que la solution optimale est une épaisseur millimétrique, nous avons choisi une épaisseur de 1 cm. Ce choix a été fait car il permet, pour un même nombre de photons simulés de réduire significativement l'incertitude statistique sur le dépôt d'énergie dans la zone sensible du détecteur. Le but ici est de vérifier que, pour une même hauteur de volume sensible, la sensibilité et la résolution spatiale estimées avec la source unidirectionnelle sont identiques à celles obtenues sous faisceau. La géométrie considérée n'est donc pas la géométrie optimale par choix.

Pour enrichir cette étude, l'origine des électrons contribuant à la réponse du détecteur va également être étudiée. Les dépôts d'énergie dans le volume sensible du détecteur vont être séparés selon :

- **P'élément** dans lequel a été créé l'électron à l'origine de ce dépôt d'énergie.
- et le **type** de particule à l'origine de cet électron. Comme l'illustre la [figure 4-23](#), trois catégories d'électrons sont considérées :
 - o l'électron directement issu d'un photon initial ayant interagit dans un élément du détecteur. L'énergie déposée correspondante sera appelée « **énergie primaire** ».
 - o l'électron issu d'un photon diffusé qui a interagit dans un élément du détecteur. L'énergie déposée correspondante sera appelée « **énergie diffusée** ».
 - o l'électron n'a pas été créé dans un élément du détecteur. C'est donc un électron de contamination ou un électron rétrodiffusé de la cuve. L'énergie déposée correspondante sera appelée « **énergie de contamination** ».

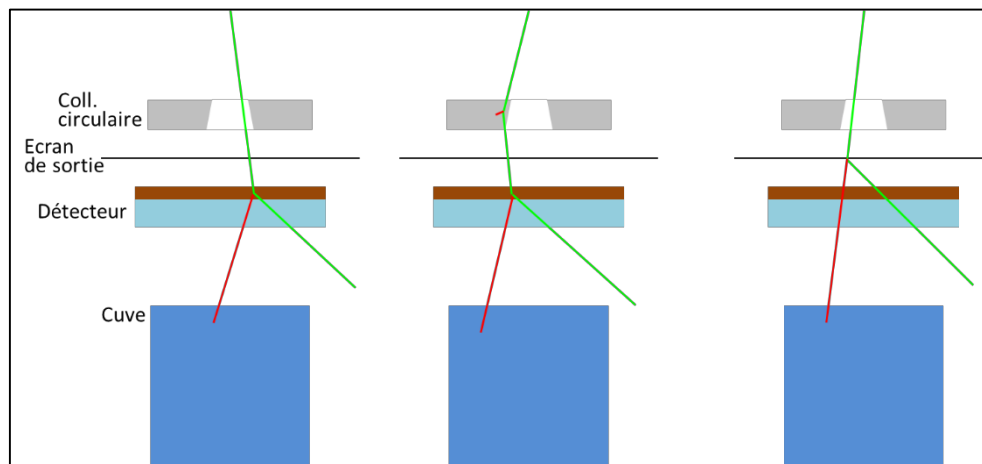


Figure 4-23 : Schéma illustrant les trois catégories d'électrons considérées : les électrons issus de photons primaires interagissant dans le détecteur (gauche), les électrons issus de photons diffusés interagissant dans le détecteur (milieu), et les électrons de contamination (droite).

4.3.2. Matériels et méthodes

Pour optimiser l'efficacité de la simulation, nous allons considérer une symétrie circulaire. Le modèle de source utilisé est celui décrit dans le chapitre précédent, et les éléments de l'accélérateur considérés sont le collimateur supposé circulaire et l'écran de sortie.

Pour respecter la symétrie circulaire, le détecteur présente une construction par couches pleines successives. La géométrie est donc la même que celle détaillée dans l'étude précédente pour le cas d'un convertisseur de 1,6 mm, avec 11 couches de pistes internes et une couche de cuivre en sortie pour représenter les pavés. A la différence de la section précédente, le détecteur est ici fermé en aval par une fenêtre de sortie en mylar aluminisé (24 μm mylar, 0,12 μm aluminium), qui représente la cathode, et qui est située à 1 cm de la surface des pavés.

Pour simuler la présence d'un patient, une cuve à eau cubique de 50 cm de côté est considérée. La simulation des interactions dans la cuve étant très consommatrice en temps de calcul, la présence de la cuve n'a été considérée que pour un champ de 20 cm de côté, taille de champ pour laquelle l'impact du détecteur sur la cuve tout comme celui de la cuve sur le détecteur sont les plus importants. Deux DSP ont alors été simulées : 75 et 90 cm. Le rendement ainsi que deux profils ont été relevés en fin de simulation. Le rendement a été construit en considérant tous les dépôts d'énergie dans un rayon de 5 mm autour de l'axe. Le premier profil contient les dépôts d'énergie sur le premier millimètre d'eau, et le deuxième est centré à une profondeur de 5 mm avec une épaisseur de 1 mm. Le rendement et les deux profils ont un pas de 1 mm.

Pour les simulations avec le détecteur seul, 5.10^8 photons ont été simulés. Les simulations avec la cuve à eau ont été réalisées avec 2.10^9 photons initiaux, ce qui permet d'avoir une incertitude statistique de 0,5 % sur la dose déposée dans l'eau au niveau du maximum de dose.

Un des objectifs de cette étude est de déterminer la sensibilité du détecteur. On rappelle que l'ouverture angulaire de chaque source est adaptée à la taille de champ. Pour chaque taille de champ simulée, la donnée dont nous disposons en fin de simulation est $E_{\text{dep}_{N_0, \alpha}}$ l'énergie déposée dans un volume élémentaire de section de 1 mm^2 situé au centre du faisceau, pour le nombre N_0 de photons simulés et avec la source d'ouverture angulaire α . La fluence en photons primaire à une distance $D = 70 \text{ cm}$ du point source peut être calculée selon :

$$\text{Fluence}_{\text{primaire, simu}} = \frac{N_0}{\pi \times (D \times \tan \alpha)^2} \quad (\text{Équ. 4-3})$$

Nous avons vu dans la section précédente que pour une impulsion de faisceau l'ordre de grandeur de la fluence en entrée de détecteur vaut $\text{fluence}_{\text{pulse}} = 5.10^5$ photons/mm². Ainsi, la sensibilité surfacique du détecteur, égale à la charge par impulsion et par élément de surface, se calcule selon :

$$dQ_{\text{pulse}} = \frac{2 \times 1,6. 10^{-19}}{\langle W \rangle} \times E_{\text{dep}_{N_0, \alpha}} \times \frac{\text{fluence}_{\text{pulse}}}{\text{fluence}_{\text{primaire, simu}}} \quad (\text{Équ. 4-4})$$

4.3.3. Résultats

Avant de nous intéresser au dépôt d'énergie en lui-même, nous nous intéressons à l'origine du dépôt d'énergie dans le volume sensible du détecteur.

4.3.3.1 Etude de l'origine des dépôts d'énergie dans le volume sensible

Dans un premier temps, les contributions relatives des différents éléments et des différents types de dépôt d'énergie vont être analysés pour chaque taille de champ. Le champ de 20 cm de côté est représenté trois fois : une fois sans la présence de la cuve puis une fois avec chaque DSP simulée : 75 et 90 cm. Seul l'intérieur du champ est pris en compte. Sur la [figure 4-24](#) :

- sur le graphique du haut, tous les dépôts d'énergie sont considérés. La distinction se fait sur le type d'énergie déposée, en fonction de l'origine de l'électron : énergie primaire, énergie diffusée et énergie de contamination.
- sur le graphique du milieu, seul le dépôt d'énergie primaire est considéré et les contributions relatives de chaque élément du détecteur sont représentées.
- sur le graphique du bas, seul le dépôt d'énergie de contamination est considéré et les contributions relatives de chaque élément extérieur au détecteur sont représentées.

Il ressort que :

- concernant la **répartition des trois types d'énergie** :
 - o comme attendu, la contribution **des électrons de contamination** augmente avec la taille de champ. Sans la présence de la cuve, elle varie de 1 % pour un champ de 2,5 cm de côté à 6,5 % pour le champ de 20 cm.
 - o la contribution du **diffusé** est moins importante et varie moins avec la taille du champ puisqu'elle passe de 1,5 % à 2,5 % pour les mêmes tailles de champ.
 - o la contribution **de la cuve**, pour le champ de 20 cm, influence peu le dépôt d'énergie avec une DSP de 90 cm puisque la proportion de l'énergie de diffusion augmente seulement de 2,5 % à 3 % et celle de contamination de 6,5 % à 7 %. Au contraire, l'introduction de la cuve avec une DSP de 75 cm n'est pas négligeable puisque la diffusion contribue alors à 4,5 % et la contamination à 9 %. Pour cette DSP, seulement 5 cm séparent le détecteur de la cuve. C'est donc pour des raisons géométriques que les électrons et les photons diffusés en provenance de la cuve ont une plus forte probabilité de contribuer au dépôt d'énergie dans le détecteur.
- concernant **l'origine de l'énergie primaire** :
 - o on ne relève aucune variation significative avec la taille de champ.
 - o les contributions des fenêtres de sortie et du volume sensible valent respectivement 0,5 % et 1 %. Elles peuvent, comme attendu, être considérées négligeables.
 - o le support du circuit imprimé en FR4, les pistes et les pavés contribuent au signal respectivement à hauteur de 67 %, 16 % et 16 %. Ces proportions sont identiques à celles obtenues dans l'étude précédente : pour le convertisseur de 1,6 mm d'épaisseur, les

contributions relatives au dépôt d'énergie étaient pour ces trois mêmes éléments de 69 %, 14 % et 17 %.

- concernant **l'origine de l'énergie de contamination** :

- pour toutes les tailles de champ, l'élément qui contribue majoritairement à l'énergie de contamination est l'air. Sans cuve, pour les champs de 2,5 à 20 cm de côté, il représente de 75 % à 58 % de l'énergie de contamination. Lorsque la taille de champ augmente, la contribution de l'air décroît au profit principalement de celle de l'écran, qui passe de 20 % à 33 % pour les mêmes champs. Le collimateur est l'élément qui contribue le moins à la contamination : seulement de 5 % à 9 %. Cela peut sembler contradictoire avec ce qui a été dit au chapitre 3 : que le collimateur est l'élément duquel sont issus la majorité des photons diffusés. Mais les électrons qui sont produits lors des interactions des photons dans le collimateur sont quasiment tous arrêtés dans le collimateur. Seules les interactions se produisant en surface produisent des électrons pouvant atteindre le détecteur.
- lorsqu'elle est présente, pour le champ de 20 cm de côté, la contribution de la cuve passe de 3 % pour une DSP de 90 cm à 21 % pour une DSP de 75 cm.

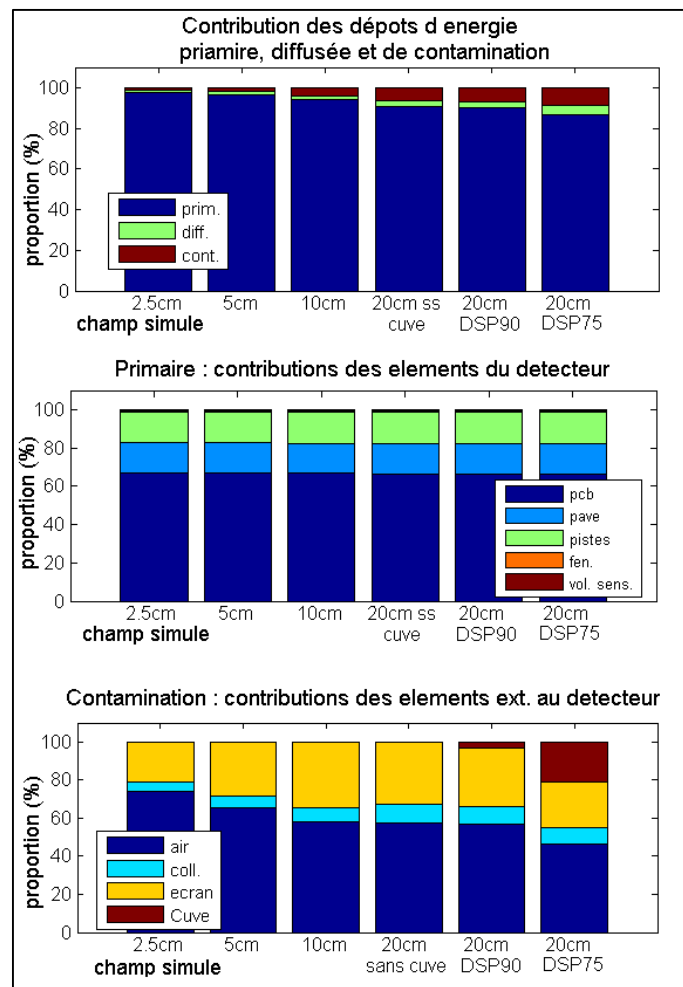


Figure 4-24 : Représentation des contributions relatives, pour les six géométries considérées (4 tailles de champ avec, pour le champ de 20 cm, les 2 DSP) :

haut = les différents type de dépôt d'énergie ; *milieu* = pour les dépôts d'énergie primaire, les différents éléments du détecteur dans lesquels l'électron à l'origine du dépôt d'énergie est créé ; *bas* = pour les dépôts d'énergie de contamination, les différents éléments extérieurs au détecteur dans lesquels l'électron déposant l'énergie est créé.

Nous venons de quantifier l'origine des dépôts d'énergie en fonction du type de dépôt d'énergie et en fonction de l'élément dans lequel interagit le photon initial, ou dans lequel est créé l'électron de

contamination. Nous allons maintenant nous intéresser au dépôt d'énergie lui-même. Nous allons étudier dans un premier temps son intensité au centre du faisceau, directement liée à la sensibilité du détecteur. Sera ensuite étudié son évolution avec la distance à l'axe, directement liée à la résolution spatiale et à la sensibilité aux électrons de contamination.

4.3.3.2 Sensibilité du détecteur

Evolution de la sensibilité du détecteur avec la taille de champ

Lorsque la cuve n'est pas considérée, la sensibilité du détecteur vaut pour les quatre tailles de champ 82, 102, 120 et 137 fC par impulsion et par mm². Ces valeurs sont toutes inférieures au résultat de la section précédente puisque, pour la même géométrie de détecteur, la sensibilité était de 157 fC. Surtout une importante variation avec la taille de champ, non attendue, est manifeste. Si la sensibilité est normalisée au cas du champ de 10 cm de côté, la variation est de -27 % pour le champ de 2,5 cm de côté et de + 14% pour le champ de 20 cm. A priori, nous pensions que la sensibilité varierait avec la taille de champ à cause des variations de fluence en photons diffusés et en électrons de contamination au niveau de l'entrée du détecteur. Connaissant, pour les quatre tailles de champ, les contributions relatives des trois types de dépôt d'énergie dans le détecteur (primaire, diffusée et de contamination), et sachant que la contribution de l'énergie primaire est constante, il est possible de calculer la variation théorique de sensibilité liée aux modifications de fluence. La [figure 4-25](#) représente, superposées, la variation de sensibilité obtenue par nos simulations, et celle calculée à partir des contributions relatives, appelée sensibilité théorique. Sur cette figure a également été ajoutée l'évolution de la mesure d'une chambre d'ionisation munie d'un capuchon d'équilibre électronique de 1,5 cm d'épaisseur, placée dans l'air à 70 cm de la source sous un accélérateur Varian 2100. La chambre considérée (modèle cc13 d'IBA) a un diamètre interne de 6 mm et une longueur active de 5,8 mm. L'utilisation de cette chambre étant valide pour des champs de taille supérieure ou égale à 4 cm, le cas du champ de 2,5 cm de côté n'a pas été traité.

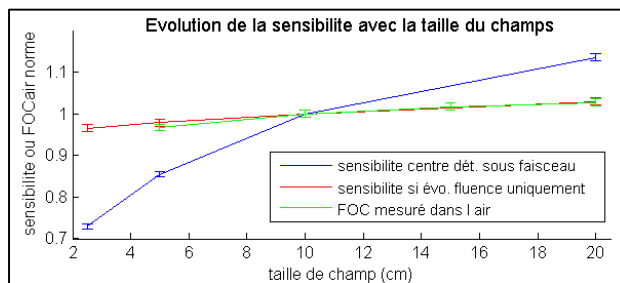


Figure 4-25 : Evolution de la sensibilité du détecteur avec la taille de champ (bleu). Comparaison à l'évolution théorique, calculée à partir des contributions relatives des trois type de dépôt d'énergie (rouge), et à l'évolution du FOC mesuré dans l'air avec une chambre d'ionisation munie un capuchon d'équilibre électronique (vert).

L'évolution de la mesure de la chambre placée dans l'air est bien en accord avec l'évolution théorique de la sensibilité du détecteur, établie en considérant le rapport des contributions entre l'énergie primaire, diffusée et de contamination. En prenant toujours le champ de 10 cm comme référence, la variation est de -3,4 % pour le champ de 2,5 cm de côté, et de +3 % pour celui de 20 cm. Pour ces deux cas, la variation est donc significativement réduite par rapport à celle que nous obtenons avec notre détecteur. Pour comprendre cette différence, il est nécessaire de faire un aparté pour étudier la réponse ponctuelle du détecteur.

Analyse de la réponse ponctuelle du détecteur

La réponse ponctuelle du détecteur (PSF) a été obtenue à partir d'une simulation identique à celles décrites en 4.2.2.1, c'est-à-dire avec une source de photons unidirectionnels, mais ponctuelle plutôt que linéique. Seul le cas du convertisseur de 1,6 mm d'épaisseur avec 11 pistes internes a été considéré, en combinaison des 12 hauteurs de volume sensible. Le nombre de photons simulé est de $2 \cdot 10^9$. Pendant la simulation, la distribution bidimensionnelle de l'énergie déposée dans le détecteur a été relevée sous la forme d'un histogramme Root bidimensionnel. La géométrie étant symétrique par révolution, la distribution peut être représentée par l'évolution unidimensionnelle de l'énergie déposée selon la distance à l'axe. Le profil de la réponse ponctuelle est extrait de la répartition 2D, en exploitant les lignes de l'histogramme selon X en Y = 0 et selon Y en X = 0. La PSF bidimensionnelle, le profil unidimensionnel correspondant, et les fonctions unidimensionnelles de réponse à une ligne (LSF) et à un échelon (ESF) calculées à partir de la PSF (voir 4.2.1) sont représentées [figure 4-26](#). Le cas considéré est celui d'une hauteur de volume sensible de 1 cm. La PSF bidimensionnelle a été normalisée pour avoir l'intégrale égale à 1. La LSF et l'ESF sont représentées telles qu'obtenues par calcul à partir de la PSF normalisée. Pour comparaison, les profils équivalents obtenus pour le cas d'une réponse ponctuelle de forme gaussienne avec un écart-type de 1 cm sont présentés, superposés aux notre.

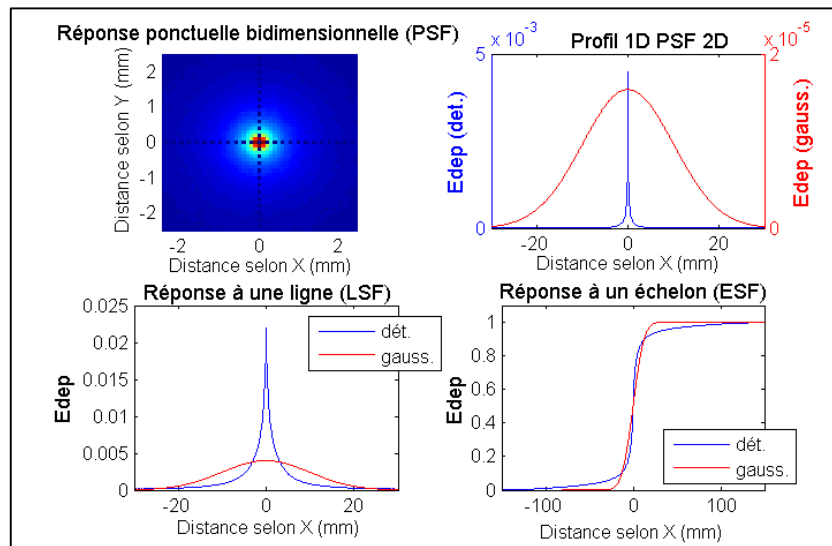


Figure 4-26 : Représentation de la PSF bidimensionnelle de notre détecteur, normée (intégrale 2D = 1) (haut, gauche). Les pointillés indiquent les points exploités pour extraire la PSF unidimensionnelle (haut, droite). Les graphiques du bas correspondent à la LSF (gauche) et à l'ESF (droite), obtenues par calcul. Les profils correspondant à notre détecteur, avec un convertisseur de 1,6 mm et un volume sensible de 1 cm (bleu), sont comparés à ceux du cas d'une PSF gaussienne de 1 cm d'écart type (rouge).

Après normalisation, la valeur à l'origine de la PSF diffère de deux ordres de grandeur entre le cas de notre détecteur et celui de la gaussienne. Les profils des PSF ont donc été affichés avec deux échelles en ordonnée différentes. La PSF de notre détecteur présente une forme très piquée au centre. Pourtant, au niveau de la réponse à un échelon, la distance à laquelle le plateau est atteint est trois fois plus grande pour le détecteur que pour la gaussienne. Cela s'explique par la forme de la PSF : une lente décroissance suit la décroissance rapide du centre, et s'étale sur une grande distance, comme le met en avant l'affichage avec une échelle logarithmique ([figure 4-27](#)). Physiquement, cet effet découle directement du choix d'avoir un volume de détection composé d'air, matériau de très faible densité. Alors que dans l'eau le parcours d'un électron de 1 MeV est de quelques millimètres, dans l'air il est de quelques mètres. Ainsi, si un électron entre dans le volume sensible du détecteur avec un fort angle d'incidence, rien ne va le stopper jusqu'à ce qu'il atteigne la fenêtre de sortie en n'ayant quasiment pas changé de direction. Chaque interaction peut contribuer au dépôt d'énergie sur une longue distance.

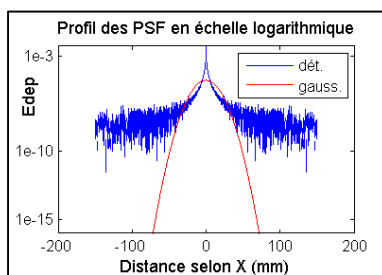


Figure 4-27 : Comparaison des profils des PDF entre la réponse de notre détecteur avec un convertisseur de 1,6 mm et un volume sensible de 1 cm (bleu) et le cas d'une gaussienne d'écart type 1 cm (rouge). Recours à une échelle des ordonnées logarithmique.

Sur la réponse à un échelon, le plateau est atteint à environ 15 cm de la position de l'échelon. Ainsi, pour les tailles de champ inférieures à 30 cm de côté, les pénombres des mâchoires opposées vont se recouper et l'équilibre électronique latéral ne sera établi en aucun point du détecteur, donc y compris au centre du champ. Jusqu'à une taille de champ de 30 cm de côté, agrandir la taille de champ va contribuer à augmenter la valeur d'énergie déposée au centre du détecteur puisque les photons interagissant dans le détecteur en périphérie du champ vont pouvoir déposer de l'énergie au centre du faisceau. C'est ce qui explique l'importante variation de sensibilité du détecteur avec la taille de champ observée. Egalement, c'est ce qui explique que même pour une taille de champ de 20 cm la sensibilité estimée à partir de la simulation sous faisceau est inférieure à celle estimée dans la section précédente à partir de la source de photons unidirectionnels.

L'effet est d'autant plus important qu'il se produit en deux dimensions. Sur le profil unidimensionnel de la réponse ponctuelle, l'intégrale sur une distance de ± 1 mm de part et d'autre du centre représente 73 % de l'intégrale totale. En réalité, en deux dimensions, l'énergie déposée sur une distance de 1 mm ou moins autour du centre ne représente que 13 % de l'énergie déposée sur toute la surface.

Une autre conséquence attendue du phénomène de recoupe des pénombres est d'avoir la largeur à mi-hauteur de la distribution d'énergie déposée dans le détecteur qui soit supérieure à la taille de champ. Cet effet est illustré sur la [figure 4-28](#). A partir de la PSF bidimensionnelle, une convolution bidimensionnelle¹ a été réalisée avec l'image d'une source circulaire de 2,5 cm de diamètre à 100 cm, donc de 1,75 cm au niveau du détecteur. Deux PSF ont été considérées : celle de forme gaussienne et celle de notre détecteur pour une hauteur de volume sensible de 1 cm. Le profil est extrait de l'image obtenu, puis normalisé à 1 au maximum. Pour la PSF gaussienne, la largeur à mi-hauteur est supérieure à la taille de champ. Mais pour notre détecteur, cet effet ne se produit pas car au niveau du point d'inflexion de l'ESF, la pente est pratiquement une droite verticale, alors que pour la gaussienne l'inclinaison est visible.

¹ La PSF bidimensionnelle est le noyau de convolution qui permet de prédire, pour une répartition de fluence bidimensionnelle en photons initiaux, le dépôt d'énergie lié aux photons primaires (voir [4.2.1](#)).

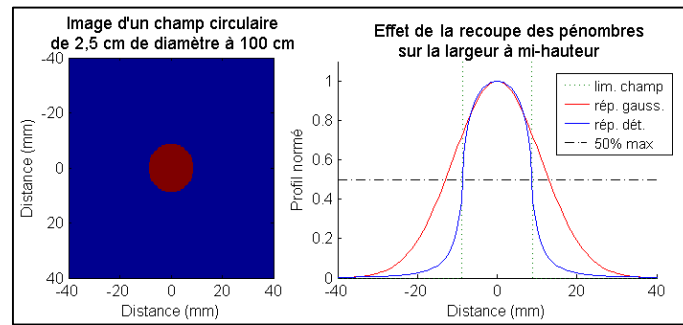


Figure 4-28 : Illustration de l'effet de la recoupe des pénombres sur la largeur à mi-hauteur. Pour le cas d'une réponse de forme gaussienne (rouge), la largeur à mi-hauteur devient supérieure à la taille de champ. Pour le cas de la réponse obtenue avec notre détecteur (bleu), la largeur à mi-hauteur reste égale à la taille de champ.

Nous venons de mettre en évidence et d'expliquer une forte dépendance de la sensibilité avec la taille de champ. Celle-ci a été observée pour le cas d'un volume sensible de 1 cm de hauteur. Or en conclusion de la partie précédente, nous avons vu qu'une hauteur de volume sensible millimétrique permet d'optimiser la résolution spatiale du détecteur, une fois la discrétisation prise en compte, pour avoir une sensibilité de l'ordre de 100 fC par impulsion de faisceau et par pavé. Les simulations sous faisceaux ont tout de même été réalisées avec un volume sensible de 1 cm de hauteur car cela permettait, pour une même incertitude statistique sur le dépôt d'énergie dans le volume sensible du détecteur, de diviser par 10 le nombre de photons simulés, donc le temps de simulation. Il convient donc maintenant d'évaluer la variation de sensibilité avec la taille de champ qui serait obtenue pour une hauteur de volume sensible de 1 mm.

Estimation de la variation de sensibilité avec la taille de champ pour une hauteur de volume sensible millimétrique

L'évolution de la sensibilité avec la taille de champ a été calculée en deux étapes (figure 4-29) :

- l'évolution due au phénomène de recoupe des pénombres a été déterminée à partir de convolutions bidimensionnelles de la réponse ponctuelle du détecteur dans le cas d'un volume sensible de 1 mm avec des images de source circulaires de 2,5 à 20 cm de diamètre.
- l'évolution résultant de la modification de fluence a ensuite été ajoutée.

Pour le cas d'un volume sensible de 1 cm, le résultat obtenu avec cette approche est en accord avec celui obtenu directement par exploitation des simulations sous faisceau.

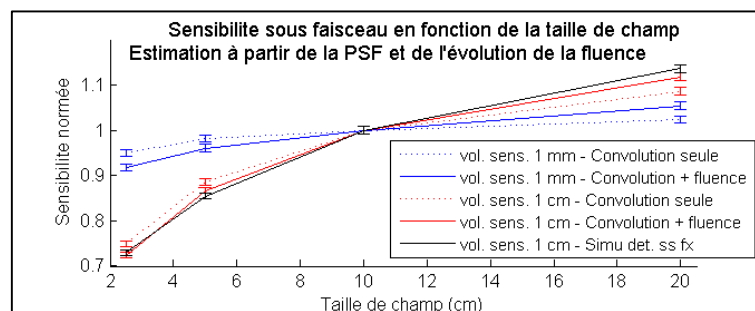


Figure 4-29 : Calcul de la variation de sensibilité pour le cas d'un détecteur de 1 mm (bleu) ou 1 cm (rouge) de hauteur de volume sensible. Les courbes en trait pointillé sont obtenues à partir des résultats de la convolution 2D des PSF avec des images de sources circulaires. Celles en trait plein sont obtenues avec en plus considération de l'évolution de la fluence avec la taille de champ. La courbe noire représente, pour 1 cm de volume sensible, n'est pas calculée : c'est le résultat obtenu à partir des simulations du détecteur sous faisceau (reprise de figure 4-25).

Au final, pour une hauteur de volume sensible de 1 mm, la variation sera sensiblement moins importante que pour 1 cm. En prenant pour référence la valeur pour le champ de 10 cm, elle est de - 8 % pour le champ de 2,5 cm de côté et de + 5 % pour celui de 20 cm. Egalement, pour cette hauteur de volume sensible, la

modification de fluence et l'effet de recoupe des pénombres contribuent équitablement à la variation de sensibilité.

4.3.3.3 Sensibilité du détecteur aux électrons de contamination

Visualisation des profils obtenus

La [figure 4-30](#) représente sur un même graphique, pour les quatre tailles de champ et sans présence de la cuve, l'évolution de l'énergie déposée en fonction de la distance à l'axe, lorsque tous les dépôts d'énergie sont considérés. Les profils ont été normés à 1 à l'origine.

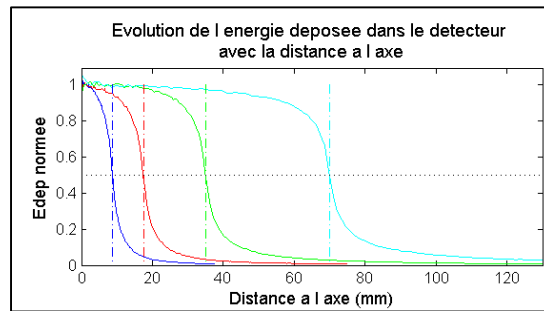


Figure 4-30 : Profils de l'énergie déposée dans le détecteur lorsque tous les dépôts d'énergie sont considérés, après normalisation à 1 à l'origine. Pour chaque taille de champ, les traits verticaux représentent la limite du champ d'irradiation. Le trait horizontal pointillé indique l'ordonnée correspondant à 50 % du maximum.

L'effet cité précédemment est nettement visible : l'importante étendue des asymptotes de la pénombre conduit à ne pas avoir de plateau au centre du champ, même pour 20 cm de côté. La recoupe des pénombres n'a pas d'effet sur les largeurs à mi-hauteur, puisque celles-ci correspondent bien à la taille du champ corrigée du facteur 0,7 (détecteur placé à 70 cm de la source).

Sensibilité aux électrons de contamination

La [figure 4-31](#) décompose, pour les quatre tailles de champ et sans présence de la cuve, les profils en fonction de l'origine du dépôt d'énergie : énergie primaire, diffusée ou de contamination. Les profils sont présentés une première fois avec seulement le profil de l'énergie totale normé à 1 à l'origine, en respectant les proportions des différentes contributions, et une seconde fois avec tous les profils normés.

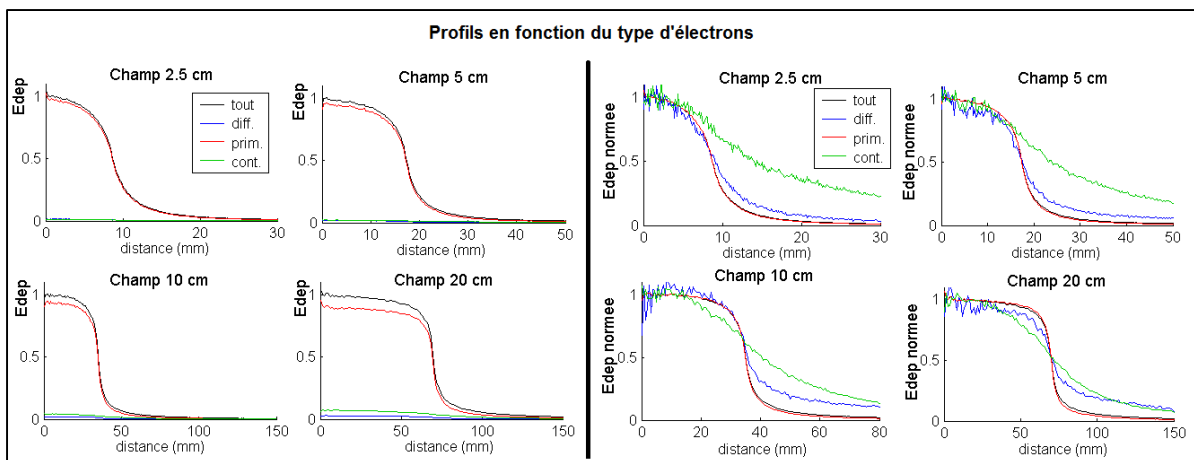


Figure 4-31 : Profils de l'énergie déposée, par chaque type d'électrons, et pour chaque taille de champ. Sur les courbes de gauche la contribution relative de chaque type est respectée, seul le profil de l'énergie totale est normalisé. A droite au contraire chaque profil est normalisé.

Pour toutes les tailles de champ, le profil de l'énergie déposée par les électrons de contamination présente une forme beaucoup plus étalée que celui de l'énergie déposée par les électrons issus d'une interaction d'un photon primaire dans le détecteur. Egalement, pour les tailles de champ jusque 10 cm, après normalisation la largeur à mi-hauteur des profils de la contamination ne reflète pas la taille du champ. D'après ce qui a été vu précédemment, cela indique que, pour une source ponctuelle, le dépôt d'énergie lié aux électrons de contamination se rapproche de la forme d'une gaussienne. Les observations sont identiques pour le cas de l'énergie de diffusion, mais dans une moindre mesure. Ce qu'il faut surtout retenir de cette figure est que grâce à la forte contribution des électrons issus des photons primaires par rapport aux deux autres, le profil total, donc celui réellement mesuré par le détecteur, peut être considéré identique à celui de l'énergie primaire pour les tailles de champ jusque 10 cm. Or pour les traitements modulés en intensité, auxquels notre développement de détecteur est dédié, il est rare que les surfaces irradiées instantanées soient de plus grande taille. Ainsi, l'utilisation comme convertisseur d'un circuit imprimé d'une épaisseur de 1,6 mm permet que la résolution spatiale du détecteur ne soit pas dégradée par la contribution des électrons de contamination.

4.3.3.4 Résolution spatiale du détecteur

Comparaison au résultat de la source unidirectionnelle

Nous souhaitons maintenant vérifier si la résolution spatiale évaluée dans l'étude précédente, à partir d'une source de photons unidirectionnels, est identique à celle obtenue avec le détecteur sous faisceau simulé. Pour cela, l'ESF obtenu à partir de la réponse ponctuelle, déjà exploité précédemment, a été comparé au profil de l'énergie déposée dans le détecteur par les électrons issus des photons primaires seulement, pour le champ de 20 cm de côté (figure 4-32). Comme nous avons vu que ce profil ne présente pas de plateau au centre du faisceau, il ne correspond pas exactement à la réponse à un échelon. Mais il s'en approche fortement puisqu'avec notre modèle analytique nous n'avons ni pénombre géométrique (source ponctuelle), ni pénombre de transmission (collimateur avec côté tangent aux rayons en limite de champ). Nous faisons ici une simple analyse visuelle car l'objectif est seulement de vérifier qualitativement, et non quantitativement, la validité de l'approche de la source unidirectionnelle utilisée pour la partie précédente.

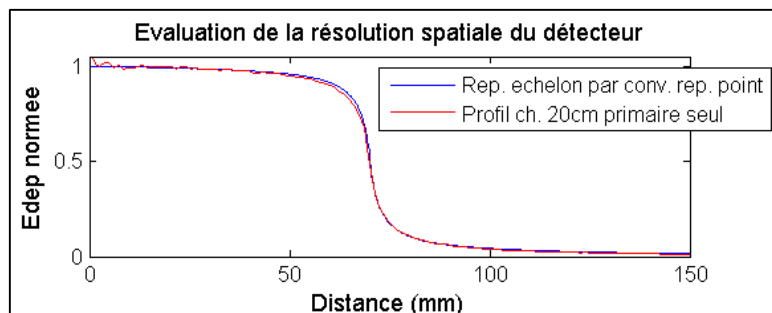


Figure 4-32 : Comparaison de l'ESF obtenu à partir de la PSF avec le profil de l'énergie déposée dans le détecteur par les électrons issus des photons primaires pour le champ de 20 cm de côté.

Les deux courbes se superposent parfaitement dans la deuxième moitié, après la largeur à mi-hauteur. Sur la première moitié, le profil sous faisceaux simulé est légèrement inférieur à l'ESF théorique. Une explication possible peut-être l'angle d'incidence des photons primaires au niveau de la limite du champ, due à l'ouverture du faisceau. Cet angle n'est pas considéré dans le cas théorique puisque la réponse ponctuelle a été obtenue à partir de photons avec incidence normale au détecteur.

Estimation de la réponse du détecteur qui serait obtenue avec le PHSP Elekta

Nous avons vu au chapitre 3 que notre modèle analytique ne permet pas de représenter fidèlement la fluence en photons en entrée du détecteur au niveau de la limite du champ (voir 3.2.3.4, p.68). Principalement, le « pied » de la pénombre observé sur le profil obtenu à partir de l'espace de phase IAEA n'est pas reproduit

par notre modèle analytique. Disposant maintenant de la réponse ponctuelle du détecteur, nous pouvons voir comment ces différences de fluence en photons en entrée de détecteur se traduisent en différence d'énergie déposée dans le détecteur. Il ne s'agit que d'une estimation car nous avons vu au chapitre précédent que le pied de la pénombre résulte des photons diffusés. Or la réponse à un point a été obtenue à partir d'une source de photons d'incidence normale au détecteur et avec le spectre des photons primaire. Les caractéristiques des photons diffusés tête présentent un spectre décalé vers les basses énergies et un angle d'incidence oblique, mais nous faisons ici l'hypothèse que la PSF est tout de même représentative pour ces photons. Le but ici est seulement de voir qualitativement si la présence du pied impact notablement la forme du profil mesuré par le détecteur ou non. La partie haute de la [figure 4-33](#) rappelle les profils de fluence en photons obtenus pour les deux modèles au niveau de l'entrée du détecteur, sans tenir compte des cornes du faisceau. La partie basse représente les profils d'énergie déposée dans le détecteur. Ces profils sont extraits de l'image obtenue après convolution bidimensionnelle de la réponse ponctuelle du détecteur avec soit l'image d'un échelon idéal, soit l'image d'un échelon construit à partir du profil de fluence IAEA.

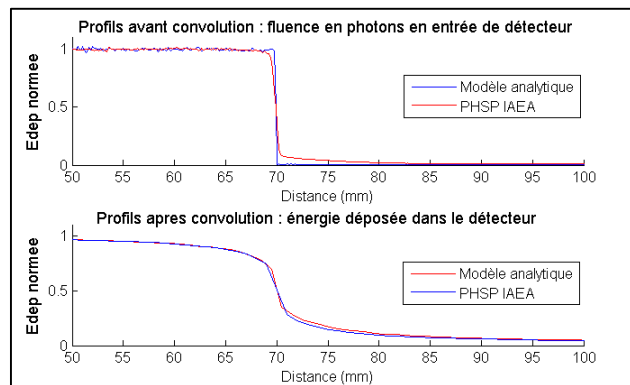


Figure 4-33 : Estimation de la réponse du détecteur qui serait obtenue sous le PHSP Elekta. Les courbes du haut représentent les profils en photons en entrée du détecteur (bleu = modèle analytique, rouge = PHSP Elekta). Les profils du bas sont le résultat de la convolution des profils du haut avec la réponse ponctuelle du détecteur : ils représentent donc les profils d'énergie déposée dans le détecteur pour chaque modèle

Les deux profils d'énergie déposée dans le détecteur ne se superposent pas, mais la différence est beaucoup moins marquée que sur les profils de fluence en photons en entrée de détecteur. Pour la phase du projet actuelle, de développement du détecteur, cette différence n'est pas limitante puisque la présence du pied de pénombre a un effet négligeable sur la forme du dépôt d'énergie dans le détecteur. L'utilisation du modèle de source analytique permet donc bien d'estimer fidèlement le profil d'énergie déposée dans le détecteur.

4.3.3.5 Impact de la présence du détecteur

Nous nous intéressons maintenant non plus à l'énergie déposée dans le détecteur mais à l'impact de l'introduction du détecteur dans le faisceau sur le dépôt de dose dans l'eau.

L'atténuation du faisceau engendrée par la présence du détecteur a été calculée à partir des rendements en profondeur. La différence de dose a été moyennée sur les profondeurs de 10 à 20 cm, pour lesquels il n'y a plus de contribution des électrons de contamination. Pour les DSP de 75 et 90 cm, l'atténuation vaut respectivement $1,74 \pm 0,3 \%$ et $1,78 \pm 0,3 \%$. La différence entre les deux DSP n'est pas statistiquement significative. Dans la partie précédente, nous avons vu que le pourcentage de photons interagissant dans le détecteur était de $2,12 \pm 10^{-3} \%$ pour le convertisseur de 1,6 mm. L'atténuation déterminée à partir de la diminution relative de dose dans l'eau est donc plus faible que celle déterminée à partir du pourcentage d'interaction des photons. Cela s'explique par la combinaison de deux effets. Ce sont préférentiellement les photons de la partie basse du spectre qui vont interagir dans le détecteur, puisque la probabilité d'interaction des photons diminue lorsque leur énergie augmente ([figure 4-34](#), gauche). Or, pour des sources mono-énergétiques, le dépôt d'énergie dans l'eau augmente lorsque l'énergie des photons augmente ([figure 4-34](#),

droite). Ainsi, les photons qui interagissent plus dans le détecteur contribuent moins au dépôt de dose. C'est la raison pour laquelle le pourcentage de photons interagissant dans le détecteur est plus important que la diminution relative de dose dans l'eau.

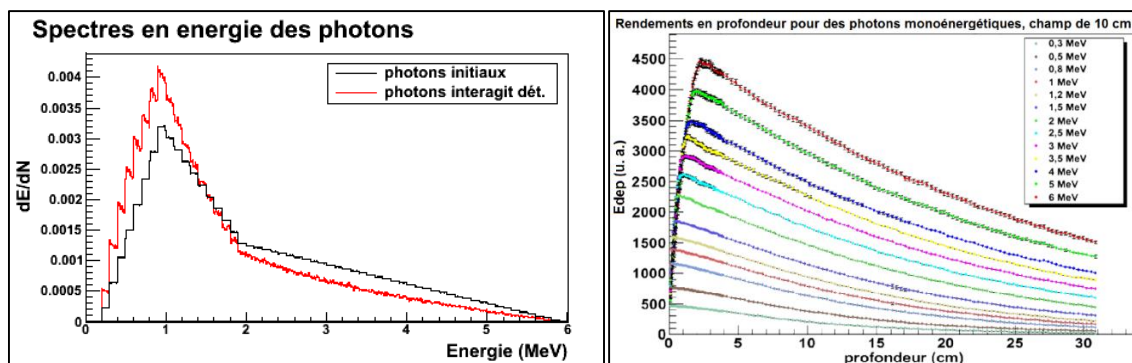


Figure 4-34 : Gauche = Spectre des photons initiaux (noir), et spectre des photons qui interagissent dans le détecteur (rouge). Droite = Rendements en profondeur pour différentes sources ponctuelles de photons mono-énergétiques.

Nous nous intéressons maintenant à la modification de forme du dépôt de dose dans l'eau, causée par le détecteur après correction de l'atténuation. La figure 4-35 représente, pour les deux DSP et les deux cas avec et sans présence du détecteur, le rendement et les deux profils : le profil en surface, correspondant au premier millimètre d'eau, et le profil sous 5 mm d'eau. Toutes les courbes ont été mises à l'échelle en normalisant le rendement du cas sans détecteur à 1 au niveau du maximum de dose.

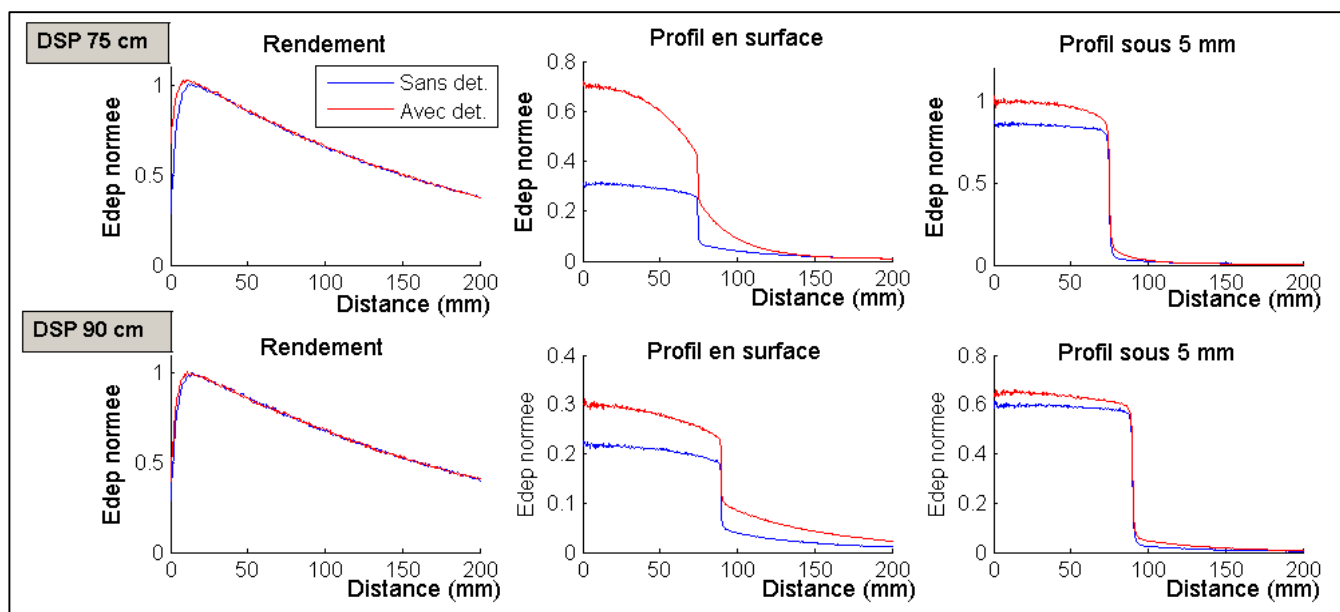


Figure 4-35 : Visualisation de l'impact de la présence du détecteur sur : le rendement en profondeur (gauche), le profil à la surface (milieu) et le profil sous 5 mm d'eau (droite), pour les cas d'une DSP de 75 cm (haut) ou 90 cm (bas). Pour le cas avec présence du détecteur (rouge), les courbes ont été corrigées de l'atténuation.

L'introduction du détecteur dans le faisceau :

- augmente la dose à l'axe pour les faibles profondeurs du fait de la création d'électrons de contamination supplémentaires générés dans le détecteur. Le tableau 4-2 regroupe les valeurs de dose en surface et à 5 mm, exprimées en pourcentage de la dose obtenue à la profondeur du maximum dans le cas sans détecteur. A partir de ces valeurs ont été calculées les augmentations de dose absolue (D_{abs} , (équ. 4-5)) et relative (D_{rel} , (équ. 4-6)). Les valeurs obtenues sont comparées à celle issues des publications caractérisant les détecteurs concurrents en termes d'augmentation de dose en entrée.

$$D_{\text{abs}} = D_{\text{avec dét.}} - D_{\text{sans dét.}} \quad (\text{Équ. 4-5}) \quad D_{\text{rel}} = 100. \frac{D_{\text{avec dét.}} - D_{\text{sans dét.}}}{D_{\text{sans dét.}}} \quad (\text{Équ. 4-6})$$

- modifie la forme du dépôt de dose pour les faibles profondeurs. Les profils de dose se rapprochent de la forme d'un profil de dose due aux électrons de contamination, qui est de la forme d'une gaussienne de fort écart-type. Plus l'écart entre le détecteur et la peau est important, plus la diffusion des électrons est importante, donc plus l'écart-type de la gaussienne va être grand. Ainsi, comme la distance entre la source et le détecteur (DSD) est fixe, plus la DSP est grande, moins l'augmentation de dose au centre du faisceau est importante mais plus l'étendue sur laquelle il y a une augmentation de dose est importante.
- ne modifie pas le dépôt de dose, à 1 % près, au-delà de 2 cm de profondeur en DSP 75 cm et de 1,5 cm en DSP 90.

Pour quatre détecteurs concurrents, les publications les caractérisant traitent le cas de l'augmentation de dose en entrée causée par la présence du détecteur pour un champ de 20 cm (126, 129, 140, 142). Pour toutes les études, l'augmentation de dose a été déterminée expérimentalement, soit à l'aide de films Gafchromic soit avec des chambres d'ionisation plates. Pour le détecteur Compass seulement, une étude par simulation Monte-Carlo a également été réalisée. Les deux approches, mesure et simulation, conduisent alors au même résultat. Pour tous les détecteurs, l'atténuation du détecteur et l'augmentation relative de dose sont regroupées dans le [tableau 4-2](#). Pour notre étude et celles des détecteurs Compass et Magic Plate, les doses avec et sans détecteur et la différence de dose « absolue » sont également connues. Pour pouvoir comparer les résultats entre eux, pour chaque détecteur les conditions d'étude sont indiquées : DSP, profondeur de mesure et DSD. Pour faciliter la comparaison des résultats entre eux, les différences relatives de dose ont pour chaque cas été calculées pour une atténuation de 1 %, en supposant que les deux quantités sont proportionnelles. Pour faire ressortir les conditions d'études les plus proches entre elles, les cases grisées correspondent à une mesure de dose réalisée en surface avec une DSD entre 58 à 70 cm avec une DSP de 75 (gris foncé) ou 90 cm (gris clair). Le détecteur David a été étudié sous un accélérateur Primus (Siemens), tous les autres sous un Clinac 2100 iX (Varian).

L'analyse de l'ensemble ces données montre que :

- toutes les études trouvent, comme nous, que l'augmentation de dose à l'axe décroît sensiblement lorsque la DSP augmente.
- alors que le détecteur David a l'atténuation la plus importante, 7 %, c'est le détecteur pour lequel l'augmentation de dose en entrée semble être la plus faible. Cela s'explique d'une part parce que c'est le seul cas pour lequel la dose n'a pas été mesurée à la surface mais à 1,5 ou 3,5 mm de profondeur. Or la décroissance de l'augmentation de dose est très rapide, puisque dans notre cas par exemple entre la surface et 5 mm, l'augmentation est divisée par 8 à DSP 75 et par 4 à DSP 90. Et d'autre part, le détecteur David est celui pour lequel la DSD est la plus faible, possible sous l'accélérateur Siemens seulement. Donc pour une même DSP, la distance entre le détecteur et la peau est plus importante, avec un écart de 15 à 25 cm par rapport aux autres détecteurs. Or nous avons vu que plus cette distance est importante plus la diffusion des électrons créés dans le détecteur est importante entre le détecteur et la surface, et moins l'augmentation de dose engendrée à l'axe est importante.
- les détecteurs Compass et Magic Plate et le détecteur à fibre scintillantes ont tous les trois été étudiés en DSP de 90 cm et en termes de dose en surface. Les DSD sont comparables : 58 cm pour le Magic Plate et 64 ou 65 pour les deux autres. Les augmentations de dose, ramenées à une atténuation qui serait de 1 %, sont proches mais pas strictement égales : 9 et 12 % pour les détecteurs Compass et à fibres scintillantes, et 12 % également pour le détecteur Magic Plate. Ce dernier est pourtant situé 6 ou 7 cm plus loin de la peau, donc l'augmentation de dose devrait être diminuée par rapport aux deux autres. Il y a donc soit une sous-estimation de l'augmentation de dose en entrée dans les études des détecteurs Compass et à fibres scintillantes, soit une surestimation dans l'étude du Magic Plate.

- notre étude, réalisée dans des conditions comparable à celles qui viennent d'être vues (DSP 90 cm, dose en surface) conclut à une augmentation de dose en surface plus importante : 19 % après être ramenée à une atténuation de 1 %. Soit entre 1,5 et 2 fois plus que celles des détecteurs Magic Plate, à fibres scintillantes et Compass. La différence de DSP explique en partie cette différence : notre détecteur est situé 12 ou 5 cm plus près de la peau. Une autre explication vient de la limite de notre modèle analytique. Nous avons en effet vu au chapitre 3 que nous sous-estimons d'un facteur environ 2 les électrons de contamination à l'intérieur du faisceau. Ainsi, avec notre modèle la dose en entrée de la cuve à eau pour le cas sans détecteur est sous-estimée. Avec présence du détecteur, les électrons de contamination sont majoritairement issus du détecteur. La sous-estimation des électrons de contamination par notre modèle n'impacte alors plus la dose en entrée quand le détecteur est présent. Les limites de notre modèle conduisent donc à surestimer l'augmentation de dose qui découle de l'introduction du détecteur dans le faisceau.

Détecteur	DSP (cm)	Profondeur de mesure	DSD (cm)	Att. (%)	Dose sans détecteur (% du max)	Dose avec détecteur (% du max)	Diff. "absolue" (% du max) <i>Davec - Dsans</i>	Diff. relative (%)	Diff. rel. (%) ramenée à att. 1%
TraDeRa	75	surface	70	1,8	31	70	39	126	70
		5 mm			86	99	13	15	8
	90	surface			23	31	8	35	19
		5 mm			60	65	5	8	4
Compass (IBA)	75	surface	65	3,3	32,6	77,4	44,8	137	42
	90				26,8	34,9	8,1	30	9
Fibres scintillantes	90	surface	64	1,7	-	-	-	21	12
Magic plate	80	surface	58	1	29,2	36,5	7,3	25	25
	90				28,5	31,9	3,4	12	12
David (PTW)	70	1,5 mm	44	7	-	-	-	6	1
		3,5 mm			-	-	-	4	1
	90	1,5 mm			-	-	-	2	0
		3,5 mm			-	-	-	1	0

Tableau 4-2 : Récapitulatif des données disponibles dans la littérature sur les détecteurs amont en termes d'augmentation de dose en entrée. Comparaison à nos résultats.

Pour conclure sur l'impact de la présence du détecteur, nous retiendrons que :

- il n'y a un effet que dans la région de mise en équilibre électronique en entrée du milieu diffusant. Le surplus de dose engendrée décroît sensiblement avec la profondeur qui augmente et avec la DSP qui augmente. Il y a également une décroissance avec la taille de champ, décrite dans la littérature (126, 129, 140), mais que nous n'avons pas étudiée. L'effet de la taille de champ est moins important que celui de la DSP et de la profondeur de mesure.
- le résultat obtenu avec notre étude est cohérent avec ceux des études publiées dans la littérature, avec une tendance à surestimer l'augmentation de dose découlant des limites de notre modèle.
- en tenant compte des résultats obtenus pour tous les détecteurs, excepté le détecteur David, l'ordre de grandeur de l'augmentation de dose en surface est estimée à environ 55 % ou environ 13 % par pourcentage d'atténuation du faisceau, respectivement pour des DSP de 75 et 95 cm, dans le cas d'un champ de 20 cm de côté.

4.3.4. Conclusion de l'étude globale de la réponse du détecteur

En conclusion sur l'étude par simulation Monte-Carlo du détecteur avec un convertisseur d'épaisseur 1,6 mm et une hauteur de volume sensible de 1 cm placé dans le faisceau de radiothérapie, nous retiendrons que :

- à l'intérieur du faisceau, **l'énergie primaire**, déposée par des électrons créés dans le détecteur suite à l'interaction d'un photon primaire, est majoritaire puisqu'elle représente de 98 % à 91 % de l'énergie totale pour les champs de 2,5 à 20 cm de côté, quand le rétrodiffusé patient n'est pas considéré. Les contributions au signal par interaction des photons dans le PCB, les pistes et les pavés sont comparables à celle prédites lors de l'étude précédente (67 % pour le PCB, 16 % pour les pistes et 16 % pour les pavés). La contribution de la fenêtre de sortie en mylar aluminisé ainsi que celle de l'air du volume sensible sont négligeables
- l'impact de la **présence d'un patient** avec une DSP de 90 ou 75 cm, donc à 20 ou 5 cm de la sortie du détecteur, a été étudié pour le champ de 20 cm. La contribution de l'énergie primaire décroît de 91 % à respectivement 90 % et 88 %. Ce résultat implique que bien que le rétrodiffusé ne contribue pas significativement au dépôt de dose, pour prédire la réponse du détecteur avec une précision de l'ordre du pourcent, le rétrodiffusé doit être considéré. Mais notre étude a été réalisée en maximisant le volume du patient. Ainsi, ce résultat devra être confirmé expérimentalement lorsqu'un prototype de détecteur opérationnel sera disponible.
- lorsque le rétrodiffusé patient n'est pas considéré, **les électrons de contamination** contribuent au centre du faisceau à hauteur de 1 % à 6,5 % de l'énergie totale déposée pour les champs de 2,5 à 20 cm de côté. Ils sont majoritairement issus d'interactions dans l'air : sans présence de la cuve, 60 % de l'énergie de contamination est déposée par les électrons créés dans l'air. L'écran en mylar vient en second, contribuant à 30% de l'énergie de contamination, les mâchoires contribuant à hauteur de 10%. Surtout, nous avons vu que pour des champs allant jusque 10 cm de côté, la forme du profil de l'énergie totale déposée dans le détecteur n'est pas déformée par la contribution des électrons de contamination. Or pour les traitements RCMI, auxquels notre développement de détecteur est dédié, les surfaces irradiées instantanées sont rarement de grande dimension. Ainsi, pour la géométrie de détecteur considérée, la contribution des électrons de contamination ne dégrade pas la résolution spatiale.
- la **résolution spatiale** sous faisceau, évaluée à partir du profil d'énergie déposée dans le détecteur pour le champ de 20 cm de côté, est comparable à celle obtenue dans l'étude précédente à partir d'une source de photons unidirectionnels. La divergence du faisceau primaire a donc un effet négligeable sur la résolution spatiale.
- la sous-estimation par notre modèle analytique des photons diffusés par les éléments fixes de l'accélérateur, qui conduit à l'absence du **ped de la pénombre** sur le profil de la fluence en photons en entrée du détecteur, ne modifie pas notablement la forme du profil d'énergie déposée dans le détecteur.
- la **sensibilité du détecteur** sous faisceau est comparable à celle prédite dans l'étude précédente. Pour les importantes hauteurs de volume sensible, une forte variation de la sensibilité avec la taille de champ, qui n'avait pas été anticipée, a été mise en évidence. Cette importance de variation découle directement de la forme du profil de la réponse ponctuelle du détecteur, très piquée au centre mais avec une influence qui s'étale sur une distance étendue. Ainsi, le phénomène de recoupe des pénombres se produit pour des tailles de champ aussi grandes que 20 cm de diamètre. Physiquement, cela découle du choix d'avoir un volume sensible exclusivement composé d'air, qui permet aux électrons entrant dans le volume sensible du détecteur avec un fort angle d'incidence de déposer de l'énergie sur une large étendue. Pour une hauteur de volume sensible millimétrique, ce phénomène est nettement réduit. L'évolution de la sensibilité avec la taille de champ est alors équitablement due à la modification de fluence et au phénomène de recoupe des pénombres.

- **L'impact de la présence du détecteur** a été étudié pour le champ de 20 cm de côté. L'atténuation calculée à partir de la diminution relative de dose dans l'eau ne varie pas avec la DSP et vaut 1,75 % pour le détecteur avec un convertisseur de 1,6 mm d'épaisseur avec 11 plans de pistes internes. L'introduction du détecteur ne modifie le dépôt de dose que dans la zone de mise en équilibre électronique. L'augmentation de dose à l'entrée augmente sensiblement lorsque la profondeur considérée diminue et lorsque la DSP diminue. Pour une DSP de 90 cm, la dose déposée à 5 mm est augmentée de 5 % environ, et celle sur le premier millimètre est augmentée de 23 % environ. Pour une DSP de 75 cm, donc avec seulement 5 cm séparant le détecteur du patient, l'augmentation est de 12 % environ à 5 mm de profondeur mais de l'ordre de 100 % sur le premier millimètre¹. Cette dernière augmentation est importante. Mais ce résultat doit être considéré en gardant en tête que les TPS ne permettent pas de calculer fidèlement la dose dans la zone de *build-up*. La dose réellement délivrée à la peau du patient n'est donc pas connue précisément. Egalement, à DSP identique, l'impact de notre détecteur est inférieur à celui des plaques en plexiglass support des caches plombés personnalisés, utilisées fréquemment avant l'essor du collimateur multi-lames (140). Aussi, les traitements modulés en intensité pour lesquels la dose à la peau est déjà parfois problématique sont ceux de la tête et du cou. Or pour cette localisation les DSP rencontrées sont plus proches de 90 cm que de 75 cm. L'élévation de dose à la peau sera donc plus proche de 23 % que de 100 %. Enfin, ces résultats ont été obtenus pour un champ de 20 cm de côté, alors que les surfaces irradiées instantanées en RCMI sont de plus faible dimension. Pour ces quatre raisons, nous pouvons dire qu'une atténuation de détecteur de 1,75 % est tout à fait acceptable cliniquement, et qu'il ne serait pas problématique d'avoir une atténuation plus importante, pouvant même être doublée. L'atténuation serait alors comparable à celle du détecteur Compass. L'impact clinique du détecteur TraDeRa final devra être évalué expérimentalement sous faisceau lorsqu'un prototype opérationnel sera conçu, en exploitant des plans de traitements RCMI réels avec les DSP correspondantes, en plus des champs simples.

4.4. Conclusion du chapitre

En début de chapitre, nous avons vu que, pour un détecteur type chambre d'ionisation plane segmentée, l'augmentation de l'épaisseur du convertisseur ou de la hauteur du volume sensible ou de la taille des pavés ont des effets antagonistes sur les caractéristiques du détecteur : atténuation, sensibilité, résolution spatiale et sensibilité aux électrons de contamination. Pour quantifier ces effets, deux études ont été réalisées par simulations MC :

- pour commencer, **une source de photons unidirectionnels**, de forme linéique et d'incidence normale au détecteur, a été exploitée. Plusieurs épaisseurs de convertisseurs et différentes hauteurs de volumes sensibles ont été considérés. Les simulations ont été répétées deux fois : avec le spectre de notre modèle analytique et avec le spectre du PHSP Elekta. La **construction de la réponse du détecteur** a été étudiée : les proportions d'interaction en fonction du type d'interaction, en fonction de l'élément d'interaction et en fonction de la profondeur d'interaction ont été analysées, selon qu'elles conduisent ou non à un dépôt d'énergie. Les caractéristiques des électrons créés par interaction des photons ont été exploitées au point de création et en entrée du volume sensible. Les **caractéristiques du détecteur** en termes d'atténuation, de sensibilité et de résolution spatiale ont également été estimées, en fonction des paramètres de la géométrie du détecteur et en fonction du spectre des photons incidents.
- ensuite, **l'environnement d'un faisceau de radiothérapie** a été considéré en utilisant comme source de particules le modèle analytique présenté au chapitre 3, avec ou sans présence du diffusé patient.

¹ Les valeurs indiquées pour l'augmentation de dose en surface ont été calculées à partir de l'augmentation moyenne par pourcentage d'atténuation, estimée d'après les résultats sur tous les détecteurs. De ces valeurs, l'augmentation de dose à 5 mm a été recalculée en respectant la proportionnalité de nos résultats initiaux pour chaque DSP.

Des tailles de champ de 2,5 à 20 cm de côté ont été simulées. Cela a permis de **quantifier les contributions des différents types d'électrons** participant au dépôt d'énergie dans le détecteur : les électrons issus d'une interaction d'un photon dans le détecteur, pour les photons primaires ou les photons diffusés, et les électrons de contamination. Une **dépendance de la sensibilité à la taille de champ** a été mise en évidence et expliquée. **L'impact de la présence du détecteur** sur le dépôt de dose en aval, en terme d'atténuation globale et de modification de forme du dépôt de dose, a été étudié et confronté à ceux présentés dans la littérature pour les solutions concurrentes.

De ces deux études, nous retiendrons principalement que :

- il n'est pas nécessaire de minimiser l'**épaisseur du convertisseur** puisque :
 - o l'atténuation n'est pas le paramètre à optimiser en priorité. Pour la géométrie que nous avons considérés, nous obtenons une atténuation au maximum de 2 %. Mais cliniquement une atténuation plus importante serait acceptable, puisque l'introduction du détecteur impacte seulement le dépôt de dose en surface dans la zone de *build-up* et ne modifie pas le dépôt de dose en profondeur.
 - o l'épaisseur de convertisseur a un impact négligeable sur la résolution spatiale.
- Néanmoins, l'augmentation de l'épaisseur se montre vite peu intéressante, les interactions supplémentaires ayant lieu en surface contribuant peu au dépôt d'énergie. L'épaisseur maximale considérée, de 1,6 mm avec 11 pistes internes, est un bon compromis. Dans ce cas, encore 15 % des interactions en entrée de convertisseur conduisent à un dépôt d'énergie, ce qui n'est pas négligeable. Pour ce convertisseur, l'atténuation du faisceau, en termes de diminution relative de dose, est de 1,76 %.
- la **composante des électrons de contamination**, représente de 1 à 6,5 % du dépôt d'énergie au centre du détecteur pour les champs de 2,5 à 20 cm de côté. Jusqu' à une taille de 10 cm de côté, cette contribution reste néanmoins sans impact sur la résolution spatiale du détecteur.
 - pour avoir une sensibilité de l'ordre de 100 fC par impulsion du faisceau par élément de mesure, la combinaison de l'utilisation d'une hauteur de volume sensible millimétrique avec des électrodes de l'ordre de 3 mm de côté permet d'optimiser la **résolution spatiale**, une fois la discrétisation de la mesure prise en compte. Sur le profil de la réponse à un échelon, la largeur 5-95% vaut alors 15,6 mm, et la largeur 20-80% vaut 2,4 mm.
 - une hauteur de volume sensible centimétrique conduit à une réponse ponctuelle du détecteur ayant une importante distance d'influence, entraînant une **variation de la sensibilité** avec la taille du champ qui n'avait pas été anticipée. Pour une hauteur de volume sensible millimétrique, l'effet est sensiblement réduit.

Pour un détecteur type chambre d'ionisation plane à anode segmentée, avec l'objectif de mesurer une charge de l'ordre 100 fC pour chaque impulsion de faisceau et par électrode de mesure à l'intérieur du champ, la géométrie qui présente le meilleur compromis est : un convertisseur de 1,6 mm d'épaisseur, permettant d'exploiter jusqu'à 11 couches de pistes internes, un volume sensible de 1 mm de hauteur et des pavés de 3 mm de côté. Mais la valeur de 100 fC par mesure élémentaire n'est pas un objectif en lui-même : c'est la valeur minimale que nous nous sommes fixée car c'est l'ordre de grandeur pour le fonctionnement d'une électronique bas bruit classique. Nous allons maintenant présenter une géométrie innovante qui permet de pouvoir augmenter la hauteur du volume sensible, donc la sensibilité, avec une dégradation minimale de la résolution spatiale.

Chapitre 5

Etude d'une géométrie innovante : la structure en damier

5. Etude d'une géométrie innovante : la structure en damier

Le principal défaut d'une chambre d'ionisation plane à anode segmentée est d'avoir un volume sensible composé d'air uniquement sur une grande surface. Du fait de la très faible densité de l'air, lorsque un électron entre dans le volume sensible, pratiquement rien ne le ralentit ni le dévie, et il traverse le volume selon une trajectoire quasiment rectiligne. Les électrons entrant avec un fort angle d'incidence parcourent donc une distance latérale importante, et contribuent au dépôt d'énergie sur une distance étendue. Dans ce chapitre, une géométrie innovante est proposée, qui permet de limiter ce parcours latéral des électrons dans le volume sensible de la chambre d'ionisation. En pratique, cela va permettre de limiter la dégradation de la résolution liée à l'augmentation de la hauteur de volume sensible, et de diminuer la variation de sensibilité liée à la taille de champ.

5.1. Introduction

La solution proposée est d'utiliser une géométrie en damier, avec des plots, en matière plastique et de taille équivalente aux pavés, intercalés en quinconce entre les pavés. Pour garder une atténuation homogène et avoir l'intégralité du détecteur instrumentée, sans zone morte, deux étages sont nécessaires (figure 5-1). Les éléments du détecteur sont donc :

- un PCB convertisseur en entrée qui est le support des pavés du premier étage.
- l'étage supérieur, qui comporte des volumes sensibles et des plots.
- un PCB « sandwich » entre les deux étages, monocouche et avec une électrode pleine de mise à la haute-tension sur chaque face.
- l'étage inférieur, copie du premier mais décalé pour que les plots d'un étage soient à l'aplomb des pavés de l'autre.
- un PCB de sortie qui est le support des pavés du deuxième étage.

Pour que l'air circule librement à l'intérieur du détecteur, les plots ne sont pas jointifs entre eux. Le processus de fabrication envisagé est celui proposé par le laboratoire TS-DEM (*Technical Support department / Development of Electronic Modules*) du CERN : le dépôt des plots directement sur le support PCB. Ce processus impose le choix du Kapton comme matériau des plots. Nous avons vu en 4.2.3.1 (p. 91) que l'énergie la plus probable des électrons en sortie du convertisseur est de l'ordre de 0,7 MeV. Pour cette énergie, le parcours des électrons dans ce matériau est 2,14 mm. C'est pourquoi une taille de plot de 2 mm de côté a été retenue pour cette étude.

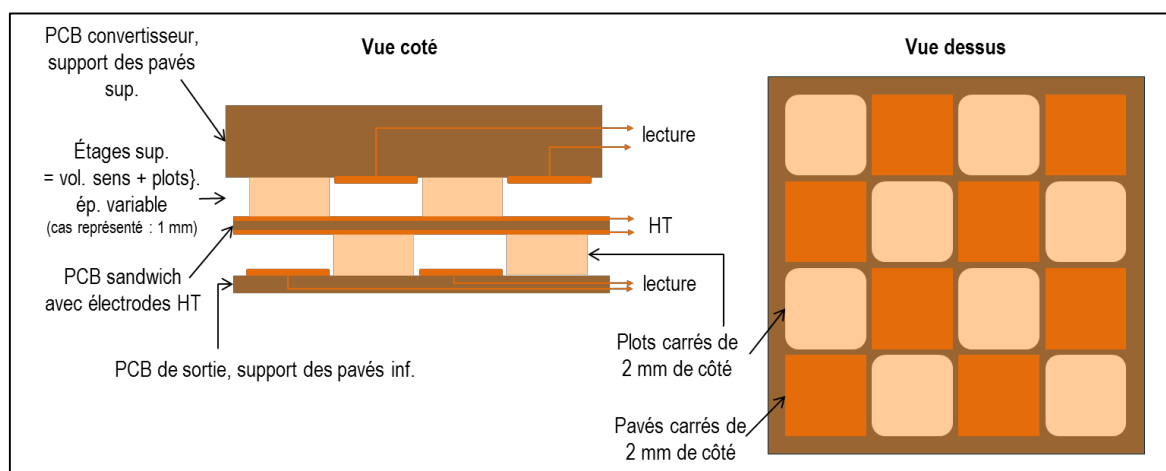


Figure 5-1 : Schéma illustrant la géométrie innovante proposée pour limiter le parcours latéral des électrons : la structure en damier.

Cette géométrie innovante a fait l'objet d'un dépôt de brevet (WO 2012168601 A1). Dans celui-ci, une idée supplémentaire est proposée : la lecture séquentielle utilisant une tension de polarisation pulsée. Ce principe de lecture est analogue à celui utilisé pour les imageurs portal de seconde génération (193). Plutôt que d'utiliser une électrode de haute tension pleine et une électrode de lecture segmentée en pavés, chacune des deux électrodes est constituée de pistes parallèles. Les pistes d'application de la haute tension (HT), sont tournées de 90° par rapport aux pistes de lecture. Alors que les pistes de lecture sont lues en parallèles, la haute tension est appliquée séquentiellement à chacune des pistes HT. Ainsi, les charges collectées par chaque piste de lecture sont seulement celles créées dans le volume à l'intersection avec la piste HT alimentée. L'intérêt d'un tel système est d'une part qu'il n'est plus nécessaire d'avoir un PCB multicouches et qu'il n'y a plus de lien entre la taille des pavés et l'épaisseur du convertisseur. Et d'autre part cela réduit significativement le nombre de voies d'acquisition du détecteur. Mais l'inconvénient est qu'il n'est pas possible de contrôler toute la surface du détecteur pendant l'intégralité du temps de présence du faisceau. Pour pallier ce manque, l'idée proposée est d'ajouter un troisième étage de détection, redondant, avec soit une électrode de mesure pleine réalisant une unique mesure sur l'intégralité de la surface du faisceau, soit une électrode avec des pistes parallèles disposées dans le sens de mouvement des lames.

Le but de l'étude présentée ici est de quantifier par simulations de Monte-Carlo l'intérêt de la géométrie en damier. Les conséquences de la présence des plots sur la construction de la réponse, l'atténuation, la résolution spatiale et la sensibilité du détecteur vont être abordées. Le détecteur considéré comporte donc seulement les deux étages damier et l'étage redondant n'est pas considéré. Pour que la géométrie se rapproche du cas considéré dans l'étude précédente, et autorise les comparaisons des résultats entre eux, le PCB convertisseur est identique : il a une épaisseur de 1,6 mm d'épaisseur avec les 11 plans de pistes internes. En sortie, le détecteur est toujours fermé par un simple mylar aluminisé.

5.2. Matériels et méthodes

Deux séries de simulations ont été réalisées, analogues à celles des deux études réalisées pour le cas de détecteur avec une géométrie de chambre d'ionisation segmentée classique.

La **première série de simulations**, qui exploite des **photons unidirectionnels**, est le pendant de la partie 4.2, mais avec les différences suivantes :

- la géométrie du détecteur avec les plots n'est plus invariante par translation. La répartition spatiale du dépôt d'énergie dans les volumes sensibles va varier selon la position du point d'impact du photon initial en entrée de détecteur par rapport à la maille de la structure en damier. La source de particules utilisée n'est donc pas une ligne mais une bande de 4 mm de large dans la direction X et de 20 cm dans la direction Y (figure 5-2). Cette forme de source permet de couvrir uniformément la maille de notre structure en damier. Un unique spectre est considéré : celui de notre modèle analytique. Pour chaque cas, 5.10^8 photons sont simulés.

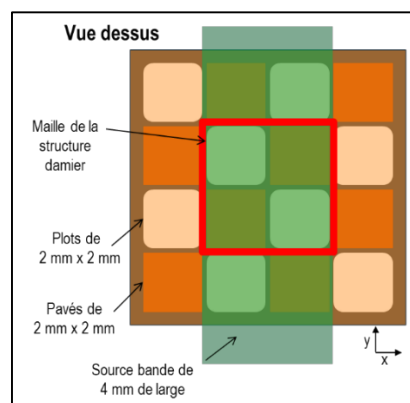


Figure 5-2 : Schéma représentant la forme et la position de la source de photons unidirectionnels, permettant de considérer une source pseudo-linéique.

- le recours aux hauteurs de volume sensible virtuelles, construites au moment de l'analyse, n'est plus possible. Trois hauteurs, nécessitant chacune sa propre simulation, sont considérées : 0,5, 2 et 5 mm. La hauteur du volume sensible étant également celle des plots, les hauteurs de volume sensible plus importantes n'ont pas été considérées car elles conduiraient à des atténuations trop importantes.
- les données de sortie sont proches de celles de la partie IV.2, mais l'analyse a été réduite :
 - o pour chaque interaction d'un photon initial, sont retenus l'élément dans lequel a lieu l'interaction, la position selon Z de l'interaction, ainsi qu'une variable permettant de savoir si cette interaction conduit à un dépôt d'énergie dans l'étage supérieur ou inférieur.
 - o pour chaque étage et pour chaque dépôt d'énergie, les positions X et Y et la valeur de l'énergie déposée sont retenues. La pseudo-réponse à une ligne est alors construite en corrigeant la position X de la position X_0 d'interaction du photon initial.

La **deuxième série de simulations** est exploitée le **modèle analytique présenté au chapitre 3** et est le pendant de la partie [4.3](#):

- le détecteur est placé dans un faisceau clinique de photons, avec des champs circulaires de 2,5 à 20 cm de côté. Seul le cas d'une hauteur de volume sensible de 5 mm est considéré. Pour chaque cas, 6.10^8 photons sont simulés.
- le dépôt d'énergie dans les deux étages est relevé en fonction de la nature de l'énergie : énergie primaire, énergie diffusée ou énergie de contamination, et en fonction de la distance à l'axe.

5.3. Résultats

5.3.1. Influence des plots sur l'atténuation

Pour le cas du détecteur avec damier, aucune simulation n'a été réalisée avec présence de la cuve à eau. L'atténuation sera donc estimée à partir du nombre de photons interagissant dans le détecteur, en supposant qu'il y a une proportionnalité entre cette grandeur et la diminution relative de dose dans l'eau causée par le détecteur. Le facteur de proportionnalité utilisé est déterminé à partir des résultats pour le détecteur sans damier avec un convertisseur de 1,6 mm. Sauf précision, les résultats présentés ont été obtenus à partir des simulations réalisées avec la source pseudo-linéique de photons unidirectionnels.

Le graphique du haut de la [figure 5-3](#) montre l'évolution du pourcentage d'interaction des photons en fonction de la hauteur du volume sensible, selon que l'interaction conduise ou non à un dépôt d'énergie dans l'un ou l'autre des étages. En pointillés sont rappelés les résultats obtenus pour le même convertisseur sans présence du damier. Plus intéressant, le graphique du bas compare pour les cas avec et sans damier l'évolution de la fraction d'interactions conduisant à un dépôt d'énergie en fonction du pourcentage d'interaction. On rappelle que pour le cas sans damier, le paramètre variable est l'épaisseur du convertisseur, alors que pour le cas avec damier le convertisseur est fixe et c'est la hauteur du volume sensible, qui est aussi l'épaisseur des plots, qui augmente.

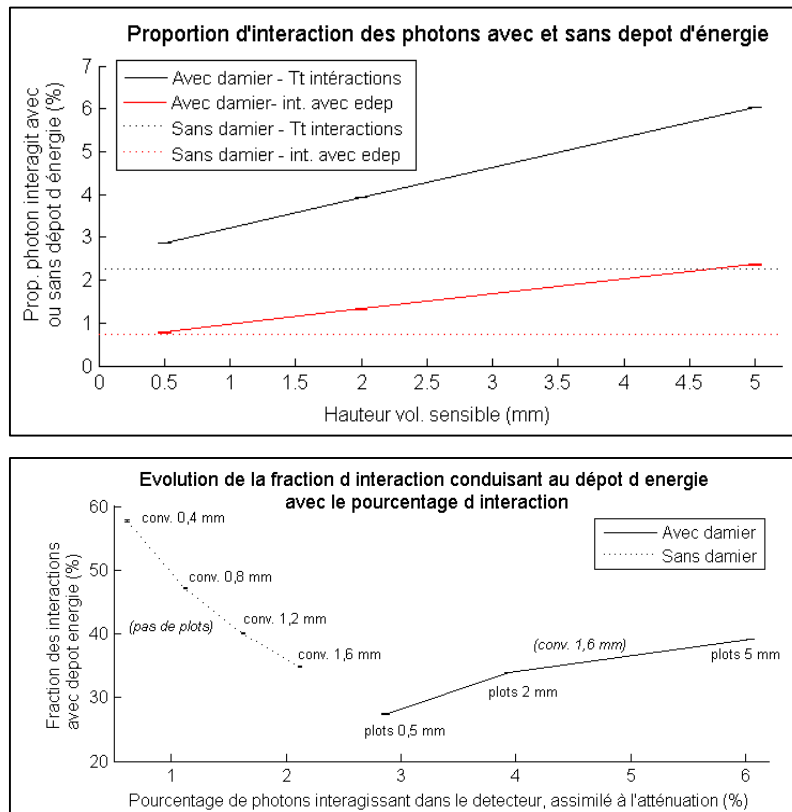


Figure 5-3 : HAUT = Evolution de la proportion de photons interagissant dans le détecteur (traits noir), avec séparation du cas des interactions conduisant au dépôt d'énergie (rouge), en fonction de la hauteur du volume sensible. Les traits pleins correspondent au damier, et les traits pointillés à la géométrie classique sans le damier. BAS = Evolution de la fraction d'interaction conduisant au dépôt d'énergie en fonction du pourcentage de photons interagissant dans le détecteur. Le trait plein correspond au cas avec damier, et le trait pointillé au cas sans damier.

Sans surprise, le pourcentage d'interaction est plus important avec les plots que sans, et le nombre d'interaction des photons augmente linéairement avec la hauteur du volume sensible, directement liée à l'augmentation d'épaisseur des plots. Avec le convertisseur de 1,6 mm comportant 11 pistes internes, et des plots de 0,5 à 5 mm d'épaisseur, le pourcentage d'atténuation varie de 2,86 % à 6,00 %. L'atténuation correspondante, c.-à-d. la diminution relative de dose dans l'eau, est de 2,4 % à 5,0 %.

Nous avons vu précédemment que, sans le damier, la fraction d'interaction conduisant à un dépôt d'énergie diminue lorsque l'épaisseur du convertisseur augmente. En effet, plus l'épaisseur du convertisseur est importante, plus la probabilité que les électrons créés en entrée du convertisseur atteignent le volume sensible est faible. A convertisseur constant, l'introduction du damier avec des plots de faible épaisseur baisse la fraction conduisant au dépôt d'énergie : 27 % pour le damier avec plots de 0,5 mm d'épaisseur contre 34% sans le damier. Puis l'augmentation de l'épaisseur des plots augmente la fraction conduisant au dépôt d'énergie et permet de dépasser le cas sans damier : 34 % et 39 % respectivement pour 2 et 5 mm d'épaisseur de plots. Pour comprendre l'évolution, avec l'épaisseur des plots, de la fraction d'interaction qui conduit au dépôt d'énergie, nous allons étudier en détails l'origine des électrons participant au dépôt d'énergie.

5.3.2. Origine des électrons participant au dépôt d'énergie

Les électrons créés peuvent ne pas participer au dépôt d'énergie pour deux raisons. D'une part ils peuvent sortir du détecteur sans avoir traversé de volume sensible. Avec la géométrie classique, seuls les interactions ayant lieu dans la fenêtre de sortie en mylar aluminisé, négligeables, pouvaient conduire à cette situation. Avec la géométrie damier, cette situation est maintenant fort probable pour les interactions ayant lieu dans les plots de l'étage inférieur. D'autre part, ils peuvent perdre l'intégralité de leur énergie dans les éléments

non gazeux du détecteur. Pour la géométrie classique, c'était principalement le cas des interactions ayant lieu en entrée du convertisseur. Avec la géométrie damier, cette situation est également possible pour les interactions ayant lieu dans le convertisseur à l'aplomb des plots de l'étage supérieur, et pour les interactions survenant dans les plots des deux étages. Pour quantifier ces effets, nous allons nous intéresser en premier à l'évolution de la fraction d'interaction conduisant à un dépôt d'énergie en fonction de la profondeur Z de pénétration.

5.3.2.1 Analyse en fonction de la profondeur d'interaction

La [figure 5-4](#) représente les résultats des trois cas avec damier (c.-à-d. pour chaque épaisseur de plot) et le cas sans damier. Sans présence des plots, les interactions existent pour la zone du convertisseur seulement. Le même graphique est représenté deux fois avec un recours à deux différentes échelles des abscisses : une première fois avec une échelle centrée sur le convertisseur (gauche), et une seconde fois avec une échelle centrée sur les étages supérieur et inférieur (droite). Pour le cas avec damier, la [figure 5-5](#) décompose ces évolutions en fonction du volume dans lequel est déposée l'énergie. Six cas sont considérés, selon si l'énergie est déposée dans : au moins un des deux étages (noté « sup. ou inf. »), au moins l'étage supérieur (noté « sup. »), au moins l'étage inférieur (noté « inf. »), l'étage supérieur uniquement (noté « sup. exclusif »), l'étage inférieur uniquement (noté « inf. exclusif ») ou les deux étages (noté « sup. et inf. »). Les courbes sont représentées avec un graphique par hauteur de volume sensible, les courbes des six types de dépôt d'énergie étant superposées. Les deux mêmes échelles des abscisses sont utilisées : une centrée sur le convertisseur (haut), et l'autre sur les étages supérieur et inférieur (bas). On rappelle que du fait de la source utilisée, les photons incidents irradient uniformément la maille de la structure en damier. Le raisonnement doit donc être fait en moyenne sur la surface du détecteur. Au niveau de l'étage supérieur par exemple, il y a autant de photons qui traversent un plot que de photons qui traversent un volume sensible.

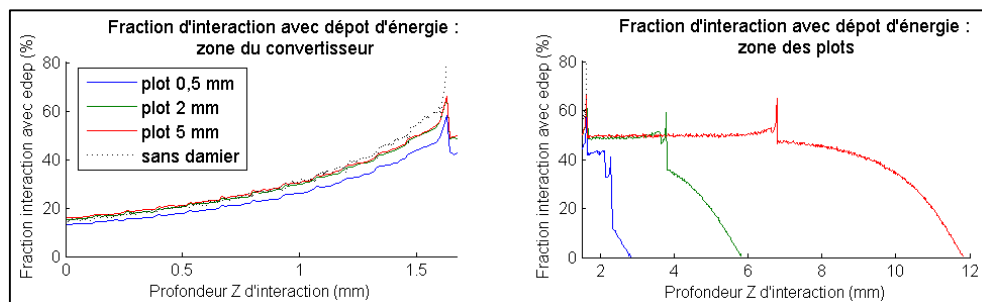


Figure 5-4 : Evolution de la fraction d'interaction conduisant au dépôt d'énergie en fonction de la profondeur Z de pénétration. Tous les dépôts d'énergie sont considérés, sans distinction de l'étage dans lequel a lieu le dépôt d'énergie. Le graphique de gauche représente la zone du convertisseur, et celui de droite représente celle des étages supérieur et inférieur. Le cas sans damier, non nul pour la zone du convertisseur seulement, est représenté en trait pointillé noir. Les traits pleins correspondent au cas avec damier, le code couleur permet de distinguer les 3 hauteurs de plots considérées.

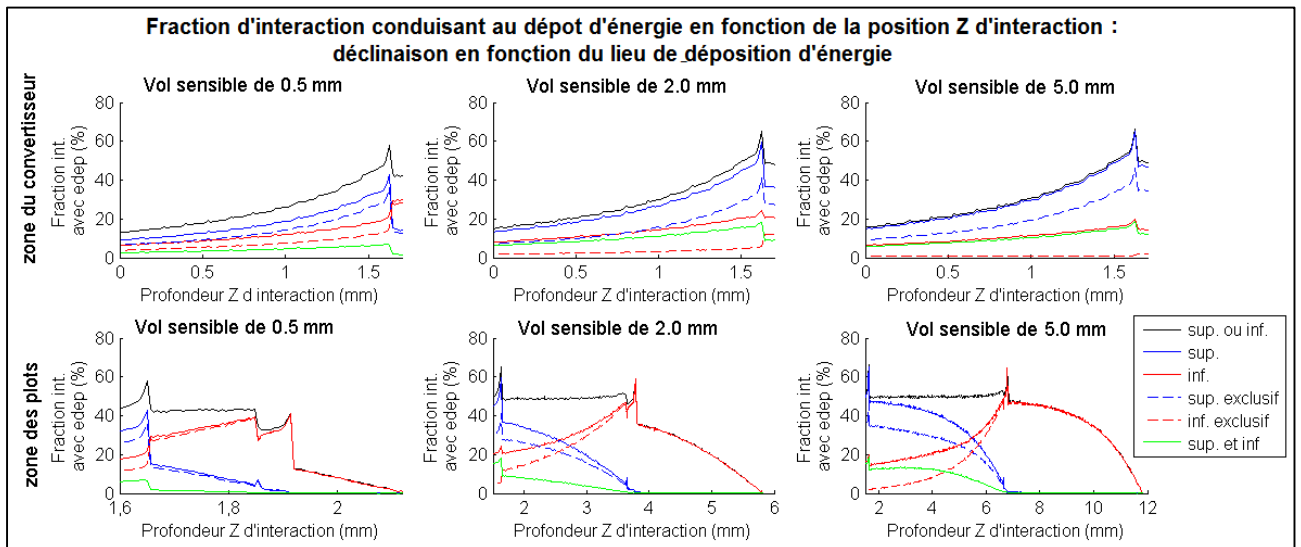


Figure 5-5 : Analogue à la figure précédente mais avec décomposition en fonction du lieu du dépôt d'énergie. Chaque hauteur de plot est représentée sur son propre graphique, avec encore le recours à deux échelles des abscisses : la première centrée sur le convertisseur (haut), et la seconde sur la zone des étages sup. et inf. (bas). Cette fois le code couleur et le style de trait permettent de distinguer le lieu du dépôt d'énergie.

Notre analyse porte en premier sur les interactions conduisant au dépôt d'énergie ayant lieu dans le **convertisseur**. Pour cet élément, on aurait pu penser que l'introduction des plots diminue fortement la fraction d'interaction conduisant au dépôt d'énergie, puisque la moitié des électrons sont créés à l'aplomb d'un plot de l'étage supérieur. Or par rapport au cas sans damier, la diminution est de quelques pourcent seulement pour les plots de 0,5 mm, et quasiment nulle pour les plots de plus grande épaisseur. La diminution est donc finalement faible et cela s'explique car :

- géométriquement, les interactions à l'aplomb d'un plot sont plus nombreuses en périphérie du plot qu'au centre du plot. Or ces interactions en périphérie ont une probabilité importante de contribuer au dépôt d'énergie dans l'étage supérieur. Egalement, lorsque l'épaisseur des plots augmente, la fraction d'interaction conduisant au dépôt d'énergie dans l'étage supérieur augmente. C'est là aussi un effet géométrique : plus le plot est haut, plus le déplacement latéral de l'électron permet qu'il sorte du plot. Le paramètre d'influence est le rapport entre la hauteur des plots et leur section.
- pour les plots de 0,5 mm d'épaisseur, les électrons traversant intégralement les plots de l'étage supérieur pour déposer de l'énergie dans l'étage inférieur (c.-à-d. cas d'un dépôt dans l'étage inférieur exclusif) ne sont pas négligeables puisqu'ils représentent 30 % des interactions conduisant au dépôt d'énergie. Lorsque l'épaisseur augmente, cette contribution diminue, jusque quasiment s'annuler pour les plots de 5 mm d'épaisseur.

Concernant maintenant les interactions se produisant dans **les plots de l'étage supérieur**, il ressort que :

- pour les trois épaisseurs de plot, lorsque la profondeur augmente, la fraction d'interaction conduisant à un dépôt d'énergie dans l'étage supérieur diminue. Mais celle conduisant à un dépôt d'énergie dans l'étage inférieur augmente symétriquement. Si bien que quand tous les dépôts d'énergie sont considérés, la fraction est indépendante de la profondeur Z.
- pour les plots de 0,5 mm, ce sont les interactions conduisant à un dépôt d'énergie dans l'étage inférieur exclusivement qui domine pour toutes les profondeurs puisqu'elles représentent de 70 % (entrée) à 90 % (sortie) des interactions avec dépôt d'énergie. Lorsque l'épaisseur des plots augmente, cette contribution reste majoritaire en sortie de plot mais est fortement réduite en entrée de plot : elle ne représente plus que 25 % et 5 % pour les épaisseurs de 2 et 5 mm. Cela veut donc dire que les électrons créés en entrée des plots de l'étage supérieur n'atteignent pas le volume sensible de l'étage inférieur

pour une raison géométrique, lié encore une fois au rapport entre la hauteur du plot et sa section, et non parce qu'ils perdent l'intégralité de leur énergie dans le plot.

Concernant enfin les interactions se produisant dans **les plots de l'étage inférieur**, on constate que :

- ces interactions conduisent exclusivement au dépôt d'énergie dans l'étage inférieur : pour les trois hauteurs de volume sensible la rétrodiffusion vers l'étage supérieur est négligeable.
- l'évolution est identique à celle des interactions dans les plots de l'étage supérieur conduisant au dépôt d'énergie dans l'étage supérieur.

Les interactions survenant dans les plots d'un étage et participant au dépôt d'énergie de ce même étage ont été analysées plus en détails. La [figure 5-6](#) montre, pour les trois épaisseurs de plots, la répartition dans le plan des interactions conduisant au dépôt d'énergie. Ces résultats ont été obtenus pour le cas d'une géométrie réduite à un unique plot de l'étage supérieur, sans aucun plot avoisinants.

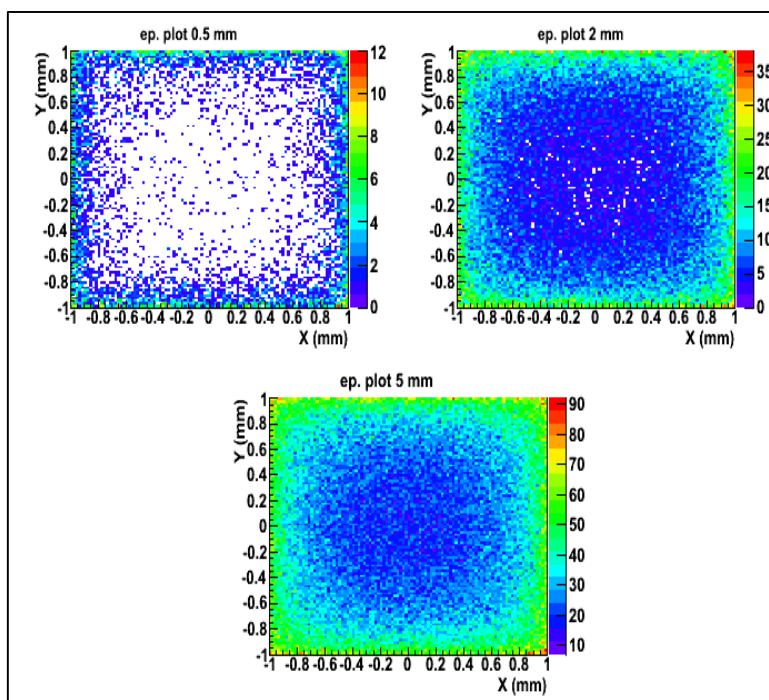


Figure 5-6 : Distributions dans le plan XY des interactions ayant lieu à l'intérieur du plot et conduisant à un dépôt d'énergie dans le même étage que le plot. Résultats obtenus quand un unique plot est considéré, sans plots avoisinants.

Ces images permettent de visualiser ce qui a déjà été énoncé. Pour l'épaisseur de 0,5 mm, les électrons mis en mouvement au centre du plot ont une probabilité quasiment nulle de participer au dépôt d'énergie dans l'étage du plot. Augmenter l'épaisseur leur permet d'atteindre les bords du plot, grâce à leur déplacement latéral, et donc de participer au dépôt d'énergie.

5.3.2.2 Analyse en fonction de l'élément dans lequel a lieu l'interaction

Un autre indicateur permettant de faire une analyse analogue est le nombre d'interactions par photon incident conduisant au dépôt d'énergie dans l'étage supérieur ou l'étage inférieur, en fonction de l'élément d'interaction ([figure 5-7](#)). Cette donnée permet de calculer les contributions de chaque élément au dépôt d'énergie de chaque étage. Pour le cas des plots de 5 mm d'épaisseur, ces contributions ont également été relevées pour les simulations du détecteur sous faisceau de radiothérapie. Le résultat n'est pas présenté ici mais dans ce cas il n'y a pas de variation avec la taille de champ, et les valeurs obtenues sont identiques entre les deux approches.

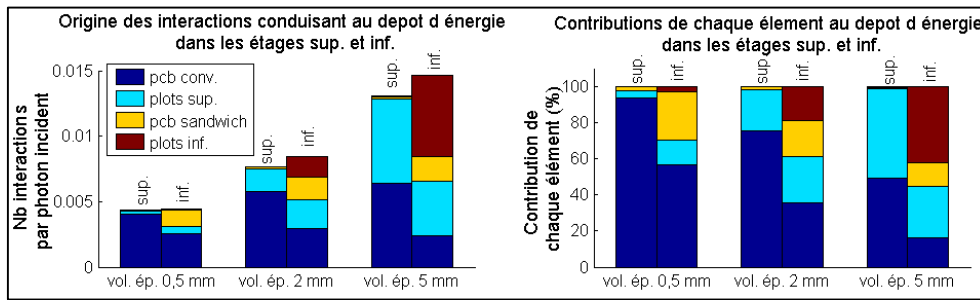


Figure 5-7 : Représentation, pour chaque étage et pour chaque épaisseur de volume sensible, du nombre d'interaction par photon incident pour chaque élément du détecteur (gauche). A droite, les mêmes données sont représentées après normalisation du nombre d'interaction à 100 %.

Nous avons précédemment analysé les interactions qui conduisent à un dépôt d'énergie en fonction de leur profondeur Z d'interaction. Ces nouveaux graphiques permettent d'étudier les mêmes interactions mais en fonction de l'élément dans lequel a lieu l'interaction. Ils synthétisent et complètent les observations déjà mentionnées :

- **indépendamment des éléments du détecteur**, le nombre d'interactions conduisant au dépôt d'énergie augmente lorsque l'épaisseur des pavés augmente. Nous nous attendons donc à un effet sur la sensibilité du détecteur.
- pour **le convertisseur**, on retrouve que la fraction d'interactions conduisant au dépôt d'énergie dans l'étage supérieur augmente lorsque l'épaisseur des plots augmente. Egalement, la fraction d'interaction conduisant au dépôt d'énergie dans l'étage inférieur n'évolue pas avec l'épaisseur des plots. Or nous avons vu que la contribution des électrons traversant intégralement les plots de l'étage supérieur avant d'atteindre l'étage inférieur diminue lorsque l'épaisseur des plots augmente. Cette diminution est donc compensée par une augmentation des électrons déposant de l'énergie dans les deux étages.
- pour **les plots** de chaque étage, on retrouve que la contribution au dépôt d'énergie dans l'étage lui-même est identique pour les deux étages et augmente lorsque l'épaisseur des plots augmente. On retrouve que les interactions ayant lieu dans les plots de l'étage supérieur conduisent à un dépôt d'énergie d'autant plus important que l'épaisseur des plots augmente. Et pour celles ayant lieu dans les plots de l'étage inférieur, il n'y a aucune contribution dans l'étage supérieur.

Par rapport à l'analyse en fonction de la profondeur d'interaction, l'analyse en fonction des éléments d'interaction permet également d'étudier les interactions issues du **pcb sandwich**, qui n'avait pas encore été traitées. Les interactions avec dépôt d'énergie qui ont lieu dans cet élément augmentent lorsque l'épaisseur des plots augmente, car cette situation est analogue au cas des interactions dans le convertisseur qui déposent de l'énergie dans l'étage supérieur. Cet élément a un apport négligeable sur le dépôt d'énergie de l'étage supérieur.

Enfin, cette analyse met en évidence que lorsque l'épaisseur des plots augmente, le nombre d'interactions conduisant à un dépôt d'énergie augmente plus rapidement pour l'étage inférieur que pour l'étage supérieur.

5.3.3. Influence des plots sur la résolution spatiale

L'effet sur la résolution spatiale peut être évalué visuellement en exploitant les réponses à une ligne (LSF) obtenues avec les sources pseudo-linéiques de photons unidirectionnels ainsi qu'à partir des réponses à un échelon (ESF) calculées à partir de ces LSF. La [figure 5-8](#) représente superposés les profils obtenus, pour différentes hauteurs de volumes sensibles, pour les cas avec et sans damier. Lors de l'étude de la chambre classique, des hauteurs de volume sensible de 4 et 6 mm avaient été considérées mais pas celle de 5 mm. En première approximation, nous considérons que la moyenne des réponses obtenues pour les hauteurs de 4 et 6 mm est représentative de la réponse pour une hauteur de 5 mm. Pour le cas sans damier, nous représentons également le résultat obtenu pour 1 cm de hauteur de volume sensible, puisque c'est le cas qui

a été étudié pour la simulation du détecteur classique sous faisceau. Pour le cas avec damier, il n'y a pas de différence significative entre les deux étages : les profils d'un seul étage sont présentés pour plus de clarté. Et la [figure 5-9](#) compare les évolutions des indicateurs de la résolution spatiale, les largeurs 5 %-95 % et 20 %-80 %, avec la hauteur de volume sensible pour les cas avec et sans damier.

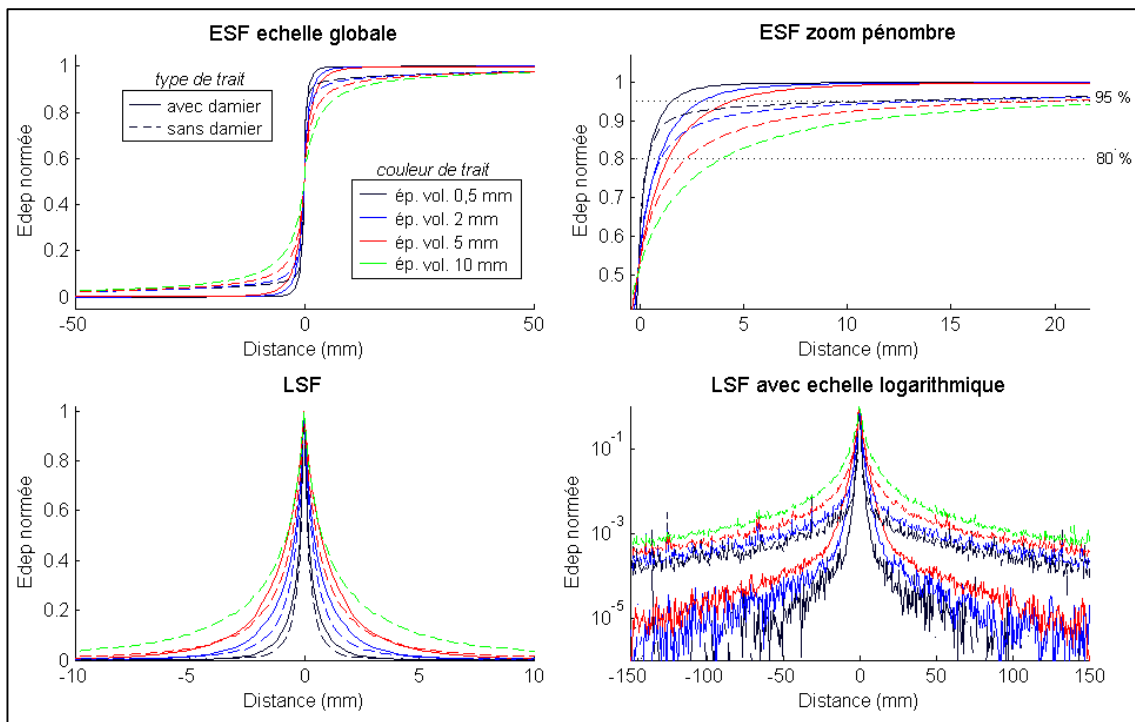


Figure 5-8 : Représentation des ESF (haut) et des LSF (bas) pour le cas avec (trait plein) et sans damier (trait pointillé). Le code couleur permet de différencier les différentes hauteurs de volume sensible. Les graphiques de droite sont identiques à ceux de gauche mais avec une échelle différente.

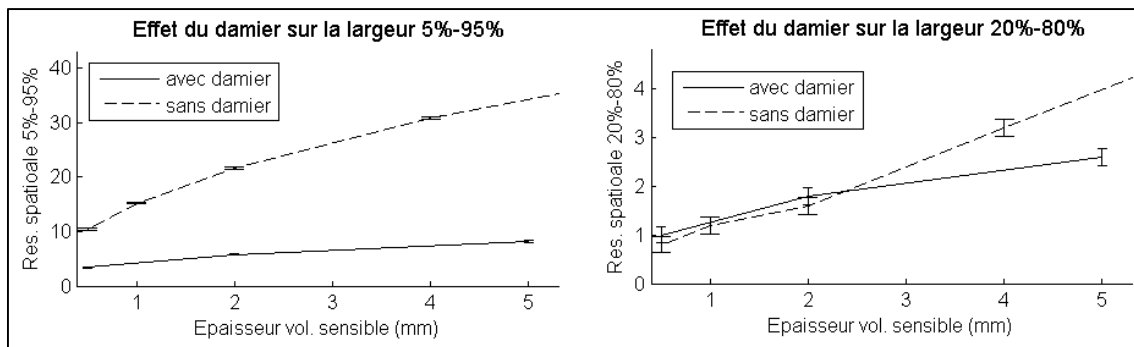


Figure 5-9 : Evolution des indicateurs de la résolution spatiale, les largeurs 5 %-95 % (gauche) et 20 %-80 % (droite), avec la hauteur de volume sensible pour les cas avec (trait plein) et sans (trait pointillé) damier.

Nous observons que :

- sur les courbes représentant les **LSF**, la forte décroissance au centre est moins rapide avec le damier que sans le damier. Cela vient des électrons créés à l'intérieur des plots, qui ne commencent à déposer de l'énergie qu'après avoir déjà parcouru une distance non nulle dans le plot. Mais cette différence n'a pas d'impact sur les ESF, puisque les pentes au niveau du point d'inflexion ne sont pas significativement différentes pour les deux cas. L'échelle logarithmique met en avant l'effet sur la lente décroissance au-delà de quelques centimètres de la position de la source. Grâce aux plots, la valeur de

la LSF avec damier est, pour toutes les hauteurs de volume sensible, réduite d'un à deux ordre de grandeur par rapport aux cas sans damier¹.

- la présence des plots a un effet significatif au niveau des asymptotes des **ESF**. Les deux groupes de courbes se distinguent nettement : l'effet est présent même pour les plus faibles hauteurs de volume sensible. Alors que sans damier le plateau était atteint à une distance de 15 cm de la position de l'échelon, avec damier il est atteint en à peine 2 cm.
- la **largeur de la transition 20 %-80 %**, qui caractérise les ESF en fin de partie centrale de la transition, ne met pas en avant l'apport du damier. Pour cet indicateur, il faut avoir des volumes sensibles d'au moins 4 mm de hauteur pour que la structure damier se distingue du cas classique. Au contraire, la largeur 5 %-95 % est un indicateur de choix puisqu'elle est particulièrement sensible à l'asymptote de l'ESF. La structure damier est avantageuse puisqu'elle permet de diviser par quasiment 4 cet indicateur, qui passe de 22,6 cm à 5,8 cm en moyenne sur toutes hauteurs de volume sensible. Même avec le damier, il y a toujours une dégradation de la résolution spatiale liée à l'augmentation du volume sensible mais elle est moins importante que sans damier.

5.3.4. Influence des plots sur la sensibilité aux électrons de contamination

La sensibilité aux électrons de contamination ne peut être évaluée que pour les simulations du détecteur sous faisceau. Pour les quatre tailles de champ, la proportion de l'énergie déposée au centre du détecteur pour chaque type d'électron (contamination ou issu d'un photon primaire ou diffusé) a été relevée pour les deux étages. La [figure 5-10](#) compare les résultats obtenus au cas sans damier.

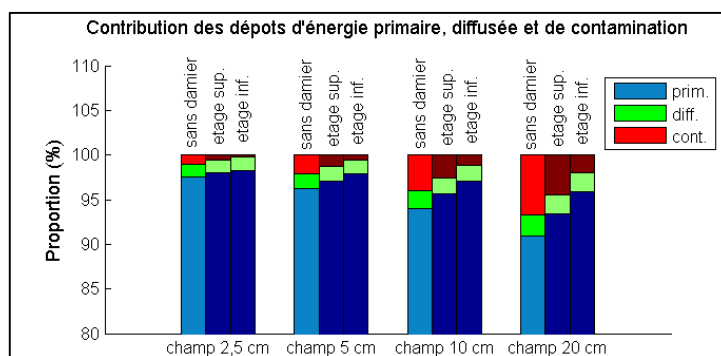


Figure 5-10 : Représentation, pour chaque taille de champ, des contributions relatives des trois types de dépôt d'énergie (électron issu d'un photon primaire ou diffusé interagissant dans le détecteur, ou électron de contamination). Le cas d'une géométrie sans damier (gauche), est comparé à celui de l'étage supérieur de la géométrie avec damier (milieu) et de l'étage inférieur de la géométrie avec damier (droite).

La présence des plots ne modifie pas la contribution des photons diffusés tête : pour les deux étages elle est analogue à celle obtenue sans présence du damier. Par contre, la composante liée aux électrons de contamination est nettement diminuée. Pour l'étage supérieur, en moyenne sur les quatre tailles de champ, la contribution est réduite d'un facteur 1,5 par rapport au cas sans damier pour l'étage supérieur, et d'un facteur 3,5 pour l'étage inférieur. Pour l'étage inférieur, cela s'explique facilement : les volumes sensibles sont protégés par les plots de l'étage supérieur. Le fait qu'il y ait une baisse pour l'étage supérieur indique que les électrons de contamination sont plus arrêtés par les plots que les électrons issus de l'interaction d'un photon dans le détecteur. Pour expliquer cette observation, nous pouvons comparer le spectre en énergie des électrons de contamination, connu au niveau de l'entrée du détecteur d'après la section 3.2.3.4 (p. 74), à celui des électrons issus de l'interaction d'un photon dans le convertisseur, connu au niveau de la sortie du

¹ La valeur en ordonnée pour la LSF du cas sans damier et avec une hauteur de volume sensible de 1 cm n'est pas la même que celle de la Figure 4-26 car la normalisation n'est pas la même (maximum égale à 1 ici, intégral de la PSF bidimensionnelle égale à 1 précédemment), et car le pas en abscisse est différent.

convertisseur d'après la section 4.2.3.1 (p. 91). Les spectres sont analogues, celui des électrons de contamination étant légèrement moins énergétique. Or pour les électrons de contamination le spectre a été acquis en entrée du détecteur. Après la traversée du convertisseur, le spectre sera donc décalé vers les basses énergies. Egalement, le spectre considéré pour les électrons issus de l'interaction d'un photon dans le détecteur est celui relevé pour le cas sans damier, donc correspondant aux électrons créés dans le convertisseur seulement. Avec le damier, le spectre relevé en entrée de volume sensible pour les électrons créés dans les plots du même étage sera certainement plus énergétique pour une raison géométrique. La surface de l'interface entre les plots et les volumes sensibles est importante, les interactions se produisant en périphérie du plot sont plus importantes en nombre que celles se produisant au centre du plot. Donc en moyenne la distance parcourue par l'électron entre son point de création et son entrée dans le volume sera faible. C'est pourquoi le spectre sera donc décalé, au contraire, vers les hautes énergies. Les électrons de contaminations sont donc globalement moins énergétiques que les électrons issus d'une interaction dans le détecteur. Ils ont donc moins d'énergie à perdre dans les plots, et vont plus facilement être arrêtés.

Comme pour le cas sans damier, nous allons maintenant visualiser l'impact de la sensibilité aux électrons de contamination en observant les profils d'énergie déposée dans le détecteur pour les trois catégories d'électrons issus d'un photon primaire ou diffusé, ou électron de contamination. Du fait de la présence des plots, la géométrie ne présente plus de symétrie de révolution. L'axe du faisceau se situe au centre d'un plot de l'étage supérieur, et donc au centre d'un volume sensible pour l'étage inférieur. Ainsi, sur la courbe représentant l'évolution de l'énergie déposée en fonction de la distance à l'axe, lorsque chaque étage est traité séparément la présence des plots est visible. Des oscillations apparaissent (figure 5-11). On rappelle que les courbes obtenues pour chaque étage sont construites en remplissant un histogramme Root en considérant tous les dépôts d'énergie dans les volumes sensibles de l'étage, chaque dépôt d'énergie étant pondéré par la valeur de l'énergie déposée et par l'inverse du rayon de la position du dépôt d'énergie. Les deux étages étant complémentaires l'un de l'autre, le profil obtenu lorsque la somme sur les deux étages est considérée ne présente en théorie plus d'oscillations.

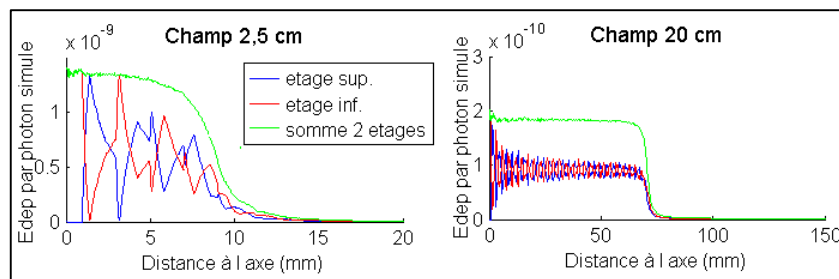


Figure 5-11 : Visualisation, pour les tailles de champ extrêmes, des oscillations présentes quand chaque étage est considéré individuellement, qui se compensent et disparaissent quand la somme sur les deux étages est considérée. Les profils représentés sont ceux quand tous les dépôts d'énergie sont considérés.

Les profils affichés sur la figure 5-12 correspondent, pour chaque catégorie d'électrons, à la somme des profils sur les deux étages. Les profils sont présentés une première fois avec seulement le profil de l'énergie totale normé à 1 à l'origine, en respectant les proportions des différentes contributions, et une seconde fois avec tous les profils normés. La contribution des électrons de contamination différant pour les deux étages, il aurait été intéressant de traiter les étages séparément. Mais cela n'est pas possible à cause des oscillations présentes quand un seul étage est considéré.

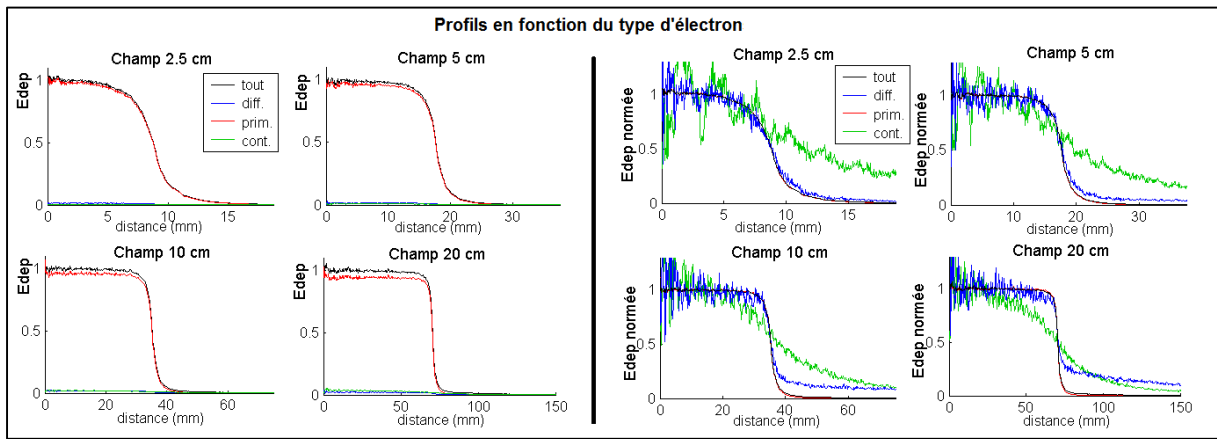


Figure 5-12 : Profils de l'énergie déposée, par chaque type d'électron, et pour chaque taille de champ. Sur les courbes de gauche la contribution relative de chaque type est respectée, seul le profil de l'énergie total est normalisé. A droite au contraire chaque profil est normalisé.

Sur le profil correspondant à l'énergie déposée par les électrons de contamination, les oscillations liées à la présence des plots sont visibles alors que le profil tracé est la somme des deux étages. Cela découle de la différence d'énergie déposée entre les deux étages, déjà évoquée. Sur le graphique présentant les profils normés, pour les quatre tailles de champ le profil obtenu quand seulement les électrons issus des photons primaires sont considérés se superpose avec celui obtenu pour tous les dépôts d'énergie, qui est celui réellement mesuré par le détecteur. La réponse du détecteur n'est donc pas dégradée par la composante de contamination, et ce même pour les grands champs.

5.3.5. Influence des plots sur la sensibilité

Pour les deux séries de simulations, la sensibilité est calculée pour chaque étage avec la même méthode que pour le cas de la géométrie sans damier.

D'après les simulations avec les sources pseudo-linéiques (figure 5-13), pour lesquelles différentes hauteurs de volume sensible sont considérées :

- pour un même convertisseur et une hauteur de volume sensible de 0,5 mm, l'introduction des plots ne modifie pas significativement la sensibilité. Pourtant, si l'étage supérieur seul est considéré, le parcours des électrons issus du convertisseur avec une forte obliquité déposent moins d'énergie avec la géométrie damier qu'ils ne l'auraient fait dans la chambre classique, puisqu'ils sont stoppés par les plots. Cette perte d'énergie déposée est donc juste compensée par l'apport de l'énergie déposée par les électrons issus des plots du même étage, qui n'existaient pas dans la géométrie classique. La sensibilité est donc conservée, mais au prix d'une atténuation augmentée.
- l'augmentation de la sensibilité avec la hauteur de volume sensible est plus importante avec la géométrie damier que pour la géométrie classique. En moyenne sur les deux étages, pour la plus grande hauteur de volume sensible considérée, de 5 mm, la sensibilité est de 96 fC par impulsion et par mm² alors qu'elle était de 78 fC pour la géométrie classique, soit une augmentation de près de 25 %. C'est grâce à la contribution supplémentaire des électrons issus des plots, qui augmente lorsque l'épaisseur des plots augmente. Mais encore une fois, cela se fait au détriment de l'atténuation qui est 2,7 fois plus importante avec les plots de 5 mm par rapport au cas sans damier.
- l'évolution est plus importante pour l'étage inférieur que pour l'étage supérieur. Cela découle de ce qui a déjà été observé précédemment sur le nombre d'interactions conduisant à un dépôt d'énergie. Pour les plots de 0,5 mm d'épaisseur il y a autant d'interactions qui conduisent à un dépôt d'énergie dans chaque étage, mais lorsque l'épaisseur augmente le nombre d'interaction devient plus important pour l'étage inférieur. Pour l'épaisseur maximale considérée, 5 mm, la sensibilité de l'étage inférieure est supérieure de 5 % à celle de l'étage supérieur.

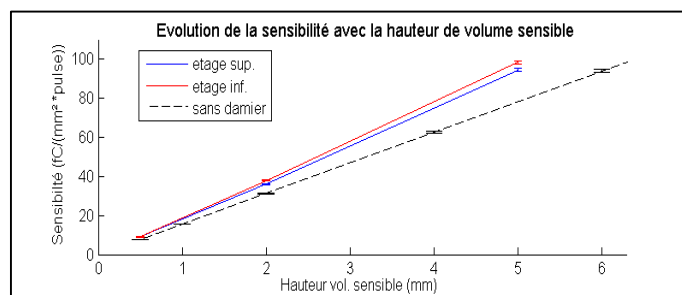


Figure 5-13 : Evolution de la sensibilité en fonction de la hauteur du volume sensible. Chaque étage du détecteur avec damier est considéré séparément, et les résultats sont comparés au cas sans damier.

Nous nous intéressons maintenant aux résultats **des simulations considérant le détecteur sous faisceau de radiothérapie**, pour lesquelles une seule hauteur de volume sensible mais différentes tailles de champ sont considérées (figure 5-14). Il ressort que :

- pour le champ de 20 cm de côté, les sensibilités sont de 95 et 101 fC par impulsion et par mm², respectivement pour l'étage supérieur et inférieur. Ces valeurs sont en accord avec les résultats obtenus avec l'approche précédente. Pour la géométrie sans damier, alors que la hauteur de volume sensible était doublée (1 cm plutôt que 5 mm) la sensibilité était de 137 fC par impulsion et par mm² pour la même taille de champ.
- surtout, l'évolution de la sensibilité avec la taille de champ ne présente plus l'importante variation de la géométrie de chambre d'ionisation segmentée classique. Les électrons créés en périphérie du champ ne contribuent plus à l'énergie déposée au centre du détecteur puisqu'ils sont maintenant stoppés par les plots. L'évolution de la sensibilité ne dépend donc plus que de l'évolution de la fluence en entrée du détecteur.

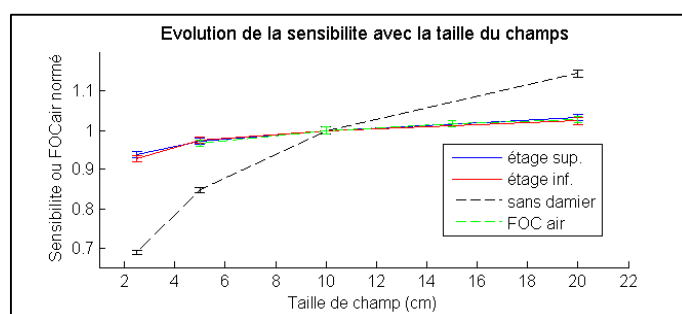


Figure 5-14 : Evolution de la sensibilité avec la taille de champ, après normalisation pour le champ de 10 cm de côté. Les résultats des deux étages sont considérés séparément, et comparés au cas sans damier et à l'évolution du FOC dans l'air.

5.4. Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, une géométrie innovante de détecteur a été présentée. L'objectif est de limiter le parcours latéral des électrons à l'intérieur du volume sensible de la chambre d'ionisation segmentée, pour limiter l'étendue de la réponse ponctuelle du détecteur. Pour cela, de la matière a été introduite dans le volume sensible : des plots en matière plastique sont intercalés entre les pavés. Afin de conserver la mesure sur l'intégralité de la surface du détecteur, sans zone morte, et d'atténuer le faisceau uniformément, deux étages de détection sont nécessaires, les plots d'un étage correspondant aux pavés de l'autre. L'étude a porté sur la construction de la réponse du détecteur et sur l'influence de la présence des plots sur les caractéristiques du détecteur : atténuation, sensibilité, résolution spatiale et sensibilité aux électrons de contamination. Nous retiendrons que :

- la structure en damier permet de réduire **la sensibilité aux électrons de contamination**. Pour l'étage inférieur, cela découle directement de la protection des volumes sensibles par les plots de l'étage supérieur. Pour l'étage supérieur, la réduction est moins importante mais est également présente. L'explication vient de la différence de spectre en énergie. Les électrons de contamination sont moins

énergétiques que ceux issus de l'interaction d'un photon dans le détecteur : ils sont donc arrêtés plus facilement par les plots.

- pour un même convertisseur, l'introduction des plots ne modifie pas **la sensibilité** du détecteur sous une source uniforme plane infinie. La réduction du parcours latéral des électrons dans les volumes sensibles, causée par la présence des plots, qui entraîne une baisse d'énergie déposée par électron participant au signal est compensée par la contribution additionnelle des électrons créés par interaction des photons dans les plots. Puis, lorsque la hauteur de volume sensible augmente, la contribution supplémentaire due aux interactions dans les plots augmente. L'augmentation de la sensibilité du détecteur avec le volume sensible est donc plus rapide avec la structure en damier que pour la géométrie classique.
- mais cela se fait au prix d'une **atténuation** du faisceau plus importante. Celle-ci varie maintenant avec la hauteur du volume sensible, qui est également l'épaisseur des plots. Cependant, pour les géométries considérées, donc jusqu'à une hauteur de chaque étage du détecteur de 5 mm, la diminution relative de dose dans l'eau est évaluée à 5 %. Cette valeur est proche de celle du détecteur Compass, et inférieure à celle du détecteur DAVID, déjà présents sur le marché.
- le bénéfice de la structure en damier sur la résolution spatiale est mis en évidence via l'indicateur mesurant la largeur de la transition 5 %-95 % des réponses à un échelon. Pour les hauteurs de volume sensible de 0,5 mm à 5 mm, cette largeur est en moyenne divisée par 4 grâce à la présence des plots. L'apport du damier sur la réduction de l'étendue de la réponse du détecteur est indéniable. La dégradation de la résolution spatiale liée à l'augmentation du volume sensible existe toujours mais est réduite par rapport à la géométrie classique d'une chambre d'ionisation segmentée.
- enfin, la conséquence directe de la réduction de l'étendue de la réponse du détecteur est que la **variation de sensibilité avec la taille du champ**, mise en évidence pour la chambre d'ionisation plane classique, n'existe plus.

Chapitre 6

Développement expérimental : mise en œuvre d'un prototype de chambre d'ionisation segmentée avec une électronique de lecture à l'échelle temporelle d'une impulsion du faisceau

6. Développement expérimental : mise en œuvre d'un prototype de chambre d'ionisation segmentée avec une électronique de lecture à l'échelle temporelle d'une impulsion du faisceau

Ce chapitre regroupe les travaux expérimentaux réalisés au cours de la thèse. Il se décompose en trois sections. Pour commencer, la première est **une présentation détaillée d'une chambre d'ionisation**, dans laquelle le fonctionnement, la génération du signal et les facteurs influençant la mesure sont décrits. Ensuite, la seconde section regroupe **les développements réalisés** au cours de ces travaux de thèse. Deux axes ont été suivis en parallèle. D'une part un prototype de détecteur modulable a été conçu et exploité avec des systèmes d'acquisition existants. Le but était double : valider expérimentalement les résultats obtenus par simulations Monte-Carlo, et caractériser le fonctionnement du détecteur avec une électronique connue. D'autre part, une électronique de lecture instantanée a été développée, pour permettre la mesure à l'échelle temporelle d'une impulsion de faisceau. Pour terminer, la troisième section présente les résultats préliminaires **d'exploitation du prototype avec son électronique de lecture dédiée**.

6.1. La chambre d'ionisation plane parallèle à air : fonctionnement, génération du signal et facteurs d'influence

L'ionisation est l'action qui consiste à enlever ou ajouter des charges à un atome ou une molécule. Les chambres d'ionisation sont des détecteurs qui permettent de mesurer la quantité de charges créées dans un volume délimité par un couple d'électrodes, l'électrode de polarisation et l'électrode de mesure. Pour limiter le courant de fuite (voir 6.1.1.5), une électrode de garde peut également être présente. Nous allons ici détailler le fonctionnement de notre chambre d'ionisation plane parallèle, décrire la génération du signal sur les électrodes, puis présenter les facteurs qui influencent la mesure.

6.1.1. Fonctionnement de la chambre d'ionisation plane parallèle à air

6.1.1.1 Le principe

La détection des photons se fait en plusieurs étapes. Une proportion des photons interagit, majoritairement dans le convertisseur du détecteur et par effet Compton. S'il atteint le volume sensible, l'électron Compton traverse le volume gazeux en déposant de l'énergie sur son parcours par interactions avec les molécules du gaz, de l'air dans notre cas. Les électrons des molécules de l'air sont liés à leurs atomes et ne se détachent que si une énergie supérieure à l'énergie d'ionisation de la molécule leur est fournie. Dans ce cas, il y a ionisation avec création d'une paire électron-ion. Sinon, il y a simplement une excitation. Pour l'air, l'énergie moyenne d'ionisation, notée W , est couramment considérée être égale à 33,8 eV (194). Sous l'effet de l'application d'une différence de potentiel (DDP) entre les deux électrodes, les charges créées se séparent et dérivent vers les électrodes. Un courant est alors généré, mesurable par une électronique adaptée.

6.1.1.2 Les différents régimes de fonctionnement

La valeur du courant évolue en fonction de la DDP appliquée¹ (figure 6-1). Pour les faibles valeurs, les charges créées, trop peu accélérées, se recombinent entre elles (voir 6.1.1.5). La recombinaison diminue lorsque la DDP augmente : le signal d'ionisation augmente donc jusqu'à ce que la recombinaison devienne négligeable. L'efficacité de collection de charge devient maximale quand quasiment toutes les charges sont collectées. Le signal d'ionisation atteint sa valeur de saturation et reste constant malgré l'augmentation de la DDP. C'est le régime de fonctionnement de la chambre d'ionisation. Augmenter la valeur de DDP au-delà de ce régime communique une énergie plus importante aux électrons lors de la dérive et leur permet d'ioniser le gaz à leur tour, ce qui conduit à une amplification du signal par multiplication des charges. Différents régimes se succèdent alors : le régime proportionnel, le régime limite proportionnel, le régime Geiger puis le régime de décharge continue. Mais dans l'air, les électrons s'attachent aux molécules électronégatives et restent très peu libres (voir 0), ce qui limite significativement la possibilité d'amplification.

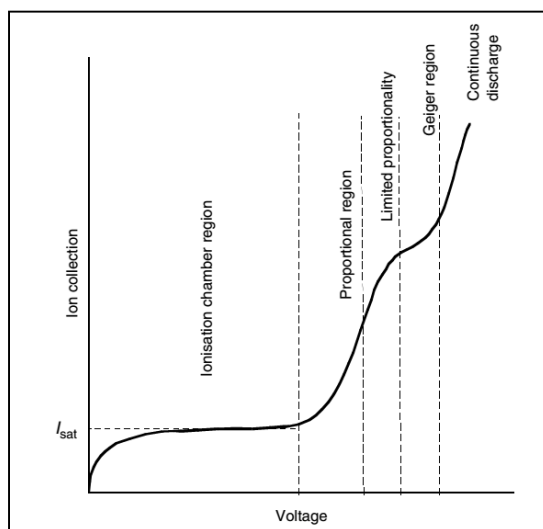


Figure 6-1 : représentation de l'évolution du courant mesuré en fonction de la DDP appliquée à la chambre, permettant la visualisation des différents régimes de fonctionnement (issu de (6), chapitre 15)

6.1.1.3 La vitesse de dérive des ions et des électrons

Lorsqu'elles sont soumises à un champ électrique, les charges sont à la fois accélérées par le champ et freinées par les interactions avec les molécules du milieu. Pour **les ions**, la vitesse moyenne de déplacement, appelée vitesse de dérive, est proportionnelle au champ électrique réduit, $E(p)$, où p est la pression du gaz (équ. 6-1). La notion de mobilité, notée μ_{ion} , qui permet de relier les deux quantités est donc une constante. La mobilité dépend du type d'ion et du milieu de dérive. A pression normale, elle est typiquement de l'ordre de $1 \text{ cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$.

Pour **les électrons**, la situation est plus complexe puisqu'ils subissent de nombreux changements de direction et sont fortement accélérés entre deux chocs successifs. La notion de mobilité électronique est également définie, mais cette fois μ_{e-} (équ. 6-2) n'est pas une valeur constante et varie en fonction du champ électrique réduit. Les valeurs de mobilité électronique peuvent par exemple être obtenues via le programme Magboltz, développé par le CERN², qui détermine les propriétés de dérive des électrons dans les gaz en

¹ En réalité, le paramètre d'influence est le champ électrique régnant entre les électrodes. Mais, si l'on considère que la géométrie des électrodes est fixe, le paramètre contrôlé par l'utilisateur pour faire varier ce champ est la DDP. C'est pour cela que c'est ce paramètre qui est classiquement considéré.

² <http://magboltz.web.cern.ch/magboltz/>

résolvant les équations de transport de Boltzmann. Mais pour notre cas de chambre plane à électrodes parallèles, le champ électrique étant uniforme, la mobilité des électrons est constante. Les électrons ont une mobilité environ mille fois plus élevée que celle des ions, de l'ordre de $1 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{ms}^{-1}$.

$$\overrightarrow{V}_{\text{ion}} = \mu_{\text{ion}} \cdot \overrightarrow{E}(p) \quad (\text{Équ. 6-1})$$

$$\overrightarrow{V}_{e^-} = \mu_{e^-}(E(p)) \cdot \overrightarrow{E}(p) \quad (\text{Équ. 6-2})$$

6.1.1.4 L'attachement

Lors de leur dérive, les charges peuvent être capturées par des molécules neutres présentes dans le gaz. Ce phénomène est appelé attachement. Dans l'air, l'ionisation initiale conduit à la formation d'électrons et d'ions N_2^+ et O_2^+ , la présence des ions N^+ et O^+ étant négligeable. Mais en quelques nanosecondes des échanges de charges se produisent et l'état final est composé de cations O_4^+ et d'anions O_4^- et O_2^- en échange constant, avec possiblement une fraction d'électrons libres (195, chapitre 5). L'attachement en lui-même n'est pas une perte de charge. Mais il favorise la recombinaison des charges, puisque la mobilité des ions est mille fois plus faible que celle des électrons.

6.1.1.5 Les facteurs d'influence : de la charge déposée à la charge mesurée

Pour une même irradiation, quatre principaux phénomènes influencent la mesure d'une chambre d'ionisation : les conditions atmosphériques, la recombinaison des charges, l'effet de la polarité appliquée et le courant de fuite. A la différence du premier qui influence directement la charge déposée en modifiant la masse d'air contenue dans le volume sensible de la chambre, les trois autres influencent le passage de la charge déposée à la charge mesurée.

Pour les chambres d'ionisation non scellées, les **conditions atmosphériques** définissent la pression P (hPa), la température T (K) et l'hygrométrie H (%) de l'air du volume sensible de la chambre. Ces trois paramètres influencent directement la densité de l'air. L'effet de l'hygrométrie n'est généralement pas pris en compte car les variations sont considérées négligeables et qu'une humidité constante de 50 % est supposée.¹ Pour prendre en compte les variations de pression et de température, chaque mesure est ramenée à des conditions de référence : une température T_0 de 293,15 K (20° C) ou 273,15 K (0° C), et une pression P_0 de 1013,25 hPa. Le facteur correctif associé $k_{T,P}$ se calcule selon : $k_{T,P} = \frac{T_0}{T} \cdot \frac{P}{P_0}$.

La **recombinaison** est la neutralisation de deux charges de signes opposés. Deux mécanismes sont distingués :

- si les deux charges sont issues de la trace de la même particule ionisante ayant traversé le détecteur, la recombinaison est dite **initiale** ou **en colonne**. Cet effet concerne plus particulièrement les particules de fort transfert linéique d'énergie, donc peu les électrons.
- si les charges sont issues de traces différentes, la recombinaison est dite **générale** ou **en volume**. La neutralisation se fait alors pendant la dérive des charges. Cet effet est d'autant plus important que la densité de charge dans le volume gazeux est importante. En dosimétrie, il peut être à l'origine d'une dépendance de la mesure d'une chambre d'ionisation au débit de dose.

¹ Si la mesure doit être ramenée à des conditions d'air sec, le facteur à appliquer est $k_H = 0,997$. Celui-ci prend en compte les variations de l'énergie moyenne d'ionisation W , et du pouvoir d'arrêt électronique.

La mesure de la chambre peut également être dépendante de la **polarité** appliquée. Deux effets sont à distinguer :

- un effet dépendant du potentiel de polarisation. Celui-ci est dû à la distorsion des lignes du champ électrique causée par la charge d'espace (196) ou, si une électrode de garde est présente, à la différence de potentiel pouvant exister entre celle-ci et l'électrode de mesure (197).
- un effet indépendant du potentiel de polarisation. Celui-ci est dû à un courant additionnel au courant d'ionisation du gaz, connu sous le nom de courant Compton, généré directement dans l'électrode de mesure ou dans l'isolant diélectrique avoisinant (198–200). Il résulte d'un déséquilibre électronique. Pour l'électrode, il est directement lié à la différence entre d'un côté le nombre d'électrons mis en mouvement dans le volume de l'électrode et qui en ressortent, et de l'autre le nombre d'électrons créés à l'extérieur de celui-ci et qui s'y arrêtent.

Les **courants de fuite** sont ceux qui, contrairement au courant d'ionisation et au courant Compton, ne sont pas directement lié à la présence du faisceau. On peut les classer selon trois catégories :

- les courants de fuite intrinsèques, liés uniquement à la conception de la chambre, qui résultent du passage des électrons entre l'électrode de polarisation et l'électrode de mesure à travers les éléments constituant la chambre. Ce sont ces courants de fuite qui sont principalement éliminés grâce à l'électrode de garde.
- les courants de fuite post-irradiation, qui résultent de l'irradiation des constituants de la chambre et du système de mesure : isolants, câbles et électronique. Par exemple, les interactions survenant dans un isolant peuvent créer des paires électrons-trous qui subsistent en fin d'irradiation, et dont la neutralisation peut générer un courant sur l'électrode de mesure.
- les courants de fuite résultant de la manipulation des câbles (courbure, torsion).

Un autre effet de l'irradiation des isolants, qui n'est pas un courant de fuite, est l'accumulation de charges en profondeur. Cet effet a été étudié pour les fantômes plastiques non-conducteurs (201), mais peut également se produire dans une chambre d'ionisation. Ces charges peuvent conduire à l'établissement d'un champ électrique qui va, au niveau du volume sensible, s'ajouter au champ de polarisation et donc modifier la dérive des charges.

6.1.2. La génération du signal

Bien que l'expression collection de charge soit courante, elle est inadaptée puisqu'elle suggère que la mesure consiste en un comptage du nombre de charges atteignant les électrodes de mesure, ce qui est faux. En réalité c'est le déplacement des charges dans le champ électrique qui induit un courant dans les électrodes, pendant toute la durée de la dérive. Arrivées au niveau des électrodes, les charges se neutralisent et ne contribuent plus au signal.

6.1.2.1 Le théorème de Shockley-Ramo pour une chambre plane parallèle

La méthode permettant de calculer ce courant induit, connue sous le nom de théorème de Shockley-Ramo, a été décrite indépendamment et quasi-simultanément par deux auteurs : W. Shockley (202) et S. Ramo (203). Pour un système constitué de plusieurs charges ponctuelles et de plusieurs électrodes, le théorème permet de calculer le courant instantané induit par chaque charge sur chaque électrode selon $i = q \cdot \vec{v} \cdot \vec{E}_A^*$ avec :

- q la charge électrique de la charge considérée, positionnée en un point quelconque du volume sensible.
- \vec{v} la vitesse de dérive instantanée de cette charge.
- \vec{E}_A^* le champ électrique virtuel qui existerait si l'électrode de mesure considérée A était mise au potentiel de 1 volt, toutes les autres électrodes ayant alors un potentiel nul.

Pour une chambre plane ayant une hauteur de volume sensible notée h , et pour laquelle l'électrode de mesure est l'électrode inférieure, le champ virtuel est uniforme et vaut $\vec{E}^* = \frac{1}{h} \cdot \vec{u}_z$ (figure 6-2, gauche).

6.1.2.2 Courant et charge induits pour une unique paire de charge

En fonctionnement, l'électrode de mesure est classiquement celle qui est mise à la masse. Nous considérons donc dans un premier temps le cas d'une HT négative appliquée sur l'électrode de polarisation, qui permet d'avoir dans la chambre un champ électrique \vec{E} de même sens que le champ virtuel \vec{E}^* . Les charges négatives dérivent en s'approchant de l'électrode de mesure alors que les charges positives au contraire s'en éloignent. Le produit scalaire $\vec{v} \cdot \vec{E}^*$ est donc positif (resp. négatif) pour les charges positives (resp. négatives). Le courant instantané induit est positif dans les deux cas, puisque le signe de la charge intervient également dans le calcul. Il vaut $i_+ = q \cdot v_+ \cdot \frac{1}{h}$ pour une charge positive et $i_- = q \cdot v_- \cdot \frac{1}{h}$ pour une charge négative. Le courant instantané est donc indépendant de la position de la charge par rapport à l'électrode. Ainsi, chaque charge induit un courant constant pendant la durée de son temps de transit, noté T . Au final, en fin de dérive, la charge totale induite par chaque charge sur l'électrode de mesure est égale au produit du courant instantané par le temps de transit : $Q_{\pm} = i_{\pm} \cdot T_{\pm}$ (figure 6-2, droite).

Si on considère une paire de charges créées à la distance h_0 de l'électrode de mesure, de charge élémentaire e , les temps de transit valent $T_+ = \frac{h-h_0}{v_+}$ et $T_- = \frac{h_0}{v_-}$. Les charges induites valent donc :

$$Q_+ = e \cdot v_+ \cdot \frac{1}{h} \cdot \frac{h-h_0}{v_+} = e \cdot \frac{h-h_0}{h} \quad (\text{Équ. 6-3}) \quad Q_- = e \cdot v_- \cdot \frac{1}{h} \cdot \frac{h_0}{v_-} = e \cdot \frac{h_0}{h} \quad (\text{Équ. 6-4})$$

Pour la paire de charge, la charge totale induite sur l'électrode de mesure vaut $Q_{\text{tot}} = Q_+ + Q_- = e$. La charge collectée par chaque électrode vaut donc la moitié de la charge déposée par ionisation dans le volume sensible. C'est la mesure réalisée par une électronique reliant les deux électrodes qui permet de retrouver la totalité de la charge déposée.

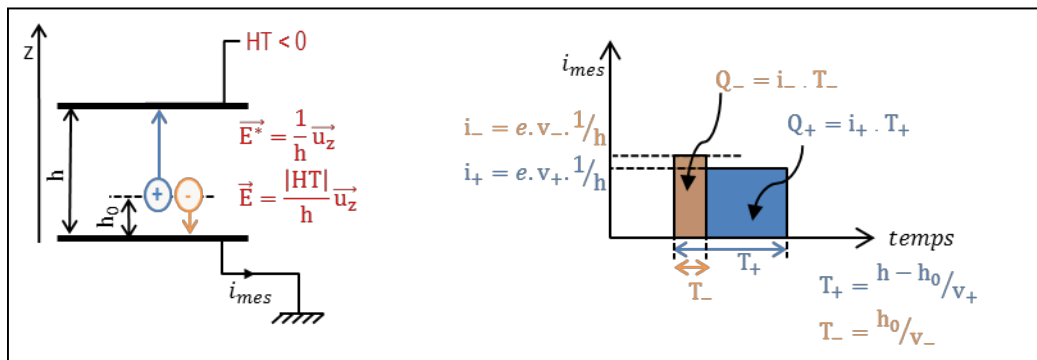


Figure 6-2 : Dérive d'une paire de charges composée d'un ion positif et d'un ion négatif, la mobilité de l'ion négatif étant pour le cas pris en exemple légèrement supérieure à celle de l'ion positif. *Gauche* : schéma de la chambre et des charges. *Droite* : allure du courant généré sur l'électrode de mesure.

6.1.2.3 Evolution temporelle du courant induit pendant une impulsion du faisceau

Nous nous intéressons maintenant au courant généré pendant une impulsion de faisceau, avec les hypothèses simplificatrices suivantes :

- une impulsion du faisceau est assimilée à un pic de Dirac.
- les paires de charges sont créées uniformément à l'intérieur du volume sensible.
- pour chaque signe, il existe un unique type de porteurs de charge, de charge q .
- il n'y a ni disparition ni multiplication des charges lors de la dérive.

Pour chaque polarité, le nombre de charges qui contribuent au signal, noté N_0 au moment de l'impulsion, va décroître au fur et à mesure que les charges atteignent les électrodes en fin de dérive. Pour chaque polarité, les charges sont toutes identiques et ont donc la même vitesse de dérive. La perte de charge par unité de temps est donc constante : le nombre de charges participant au signal décroît linéairement. L'évolution temporelle du courant instantané induit a donc, pour chaque polarité, la forme d'un triangle (figure 6-3). Le courant instantané initial vaut $i_{0,\pm} = N_0 \cdot q \cdot v_{\pm}/h$. Le temps de transit maximal, correspondant à la traversée de l'intégralité du volume sensible, vaut $T_{\max,\pm} = h/v_{\pm}$. Pour chaque signe, la charge totale vaut donc $Q_+ = Q_- = 0,5 \cdot N_0 \cdot q$. Ainsi, la charge collectée par l'électrode de mesure, qui est la somme des composantes positive et négative, vaut toujours la moitié de la charge déposée par ionisation dans le volume sensible.

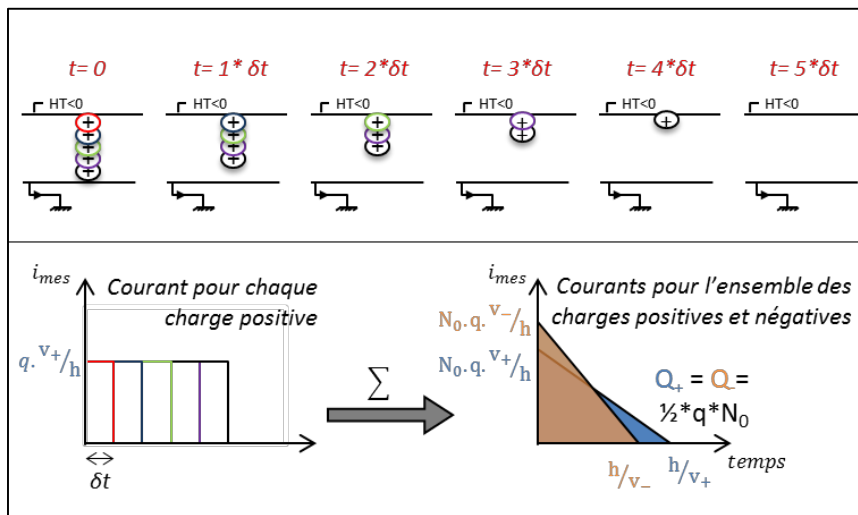


Figure 6-3 : Dérive d'un ensemble de charges. *Haut* : Schéma de la chambre et des charges positives. *Bas, gauche* : allure du courant généré sur l'électrode de mesure par chaque charge positive. *Bas, droite* : allure des courants par l'ensemble des charges positives et négatives. La mobilité des charges négatives est considérée être légèrement supérieure à celle de des charges positives.

Nous venons de voir comment le mouvement des charges induit un courant instantané sur les électrodes. Nous allons maintenant décrire le fonctionnement des différents types d'électronique de lecture utilisés pour nos travaux.

6.1.3. Les électroniques de lectures

Les charges et courants liés à la détection des rayonnements ionisants sont faibles, et des dispositifs adaptés doivent être utilisés. Nous allons décrire les électroniques utilisées pour nos travaux en les classant en deux familles. D'une part les commerciales, qui réalisent une mesure intégrée sur une période de temps supérieure à la fréquence des impulsions du faisceau. Et d'autre part celles développées au laboratoire, qui permettent un suivi instantané du courant, donnant ainsi accès à l'évolution temporelle du signal en sortie de détecteur.

6.1.3.1 Les systèmes d'acquisitions commerciaux : l'électromètre et le picoampèremètre

Les mesures de précision peuvent être réalisées à l'aide d'un **électromètre**, instrument équivalent à un multimètre classique mais présentant une sensibilité significativement supérieure découlant du choix de ses composants. Il peut permettre la mesure de tension, de courant, de charge ou de résistance. Des informations détaillées sur ce sujet sont disponibles dans le livre d'Attix *Introduction to radiological physics and radiation dosimetry* (204), et dans le guide publié par la société Keithley *Low level measurements handbook : precision DC current, voltage and resistance measurements* (205).

En pratique clinique, les électromètres assurent généralement une double fonction : en plus de permettre la mesure de charge ou de courant faible, ils imposent la haute-tension appliquée aux électrodes du détecteur. Le fonctionnement le plus répandu est le système avec montage amplificateur à réaction négative (aussi appelé contre-réaction), tel que celui schématisé sur la [figure 6-4](#). L'électrode de mesure est obligatoirement l'électrode mise à la masse. La boucle de rétrocontrôle, qui relie la sortie de l'amplificateur opérationnel à son entrée négative, peut être constituée d'une résistance ou d'une capacité. Deux fonctionnements sont donc possibles :

- en mode charge, si la boucle est composée d'une capacité C. Pour un intervalle de temps ΔT , la différence de tension de sortie ΔV est proportionnelle à la charge Q collectée : $\Delta V = Q/C$.
- en mode courant, si la boucle est composée d'une résistance R. Cette fois la tension de sortie est proportionnelle au courant induit par le déplacement des charges : $V = -i * R$. Un électromètre qui ne peut fonctionner qu'en mode courant est un **picoampèremètre**.

Pour avoir une plage de mesure étendue, plusieurs valeurs de résistances et de capacités peuvent être utilisées au choix : ils définissent les différents calibres disponibles. La tension est ensuite numérisée via un convertisseur analogique-numérique (CAN) pour être affichée en continu sur le panneau de lecture, avec un rafraîchissement de l'ordre de la seconde, ou stockée dans une mémoire interne avec une fréquence d'acquisition plus rapide.

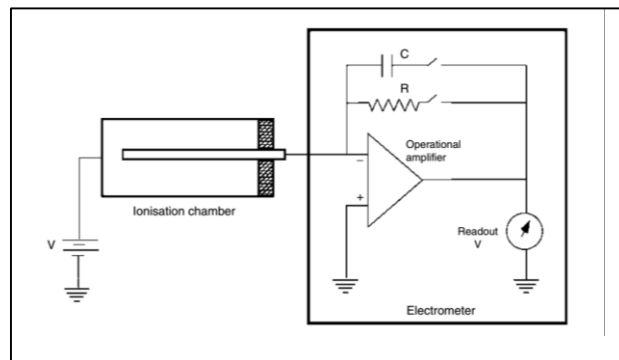


Figure 6-4 : Schéma illustrant le principe d'un électromètre avec un montage amplificateur à réaction négative. Si une résistance ou une capacité constitue la boucle de rétrocontrôle, l'électromètre fonctionne respectivement en mode courant ou charge. Issu de (6, [figure 15.4](#)).

La contrepartie d'avoir un amplificateur opérationnel permettant une mesure de précision est qu'il présente un long temps de réponse. C'est le temps pour que, en réponse à un signal d'entrée de la forme d'un échelon, le signal de sortie passe de 10 % à 90 % de la valeur finale. Pour le picoampèremètre qui a principalement été utilisé pour nos travaux (Keithley 6485) il est de 6 millisecondes pour les calibres les plus sensibles. Or, en sortie d'une chambre plane placée dans le faisceau, le courant d'ionisation induit sur les électrodes a la forme d'un triangle décroissant d'une durée d'une centaine de microsecondes répété environ toutes les 5 millisecondes. Le picoampèremètre est donc incapable de suivre cette évolution temporelle, et la tension de sortie n'est pas proportionnelle au courant d'ionisation instantané. Pour savoir comment relier la valeur affichée par le picoampèremètre au courant d'ionisation, la mesure a été comparée à celle obtenue avec un

électromètre de référence (Unidos, PTW). Cette comparaison a été faite en sortie d'une chambre plane commerciale (ROOS, PTW). Pour 200 UM délivrées avec un débit de 200 UM/min, le picoampèremètre affiche une valeur stable pendant la délivrance du faisceau de 66 ± 1 pA. La charge mesurée avec l'électromètre est de $4,132 \pm 0,001$ nC, ce qui correspond un courant moyen de $68,87 \pm 0,02$ pA. Dans la suite, nous considérerons donc que, en sortie d'une chambre plane à air et ayant une épaisseur de volume sensible millimétrique, le picoampèremètre mesure la valeur moyenne du courant d'ionisation.

Pour le détecteur Graal (voir 3.2.2), l'évolution temporelle du courant d'ionisation est différente puisque la géométrie n'est pas celle d'une chambre plane, et que l'attachement est négligeable pour le gaz utilisé. Le courant induit comporte donc une composante électronique présente sur une période temporelle environ mille fois plus courte que celle de la composante ionique. De plus, lors de notre séance de mesure sous faisceau, le modèle de picoampèremètre utilisé (Keithley 485) avait un temps de montée de 60 ms, dix fois plus grand que l'autre modèle. Ainsi, le picoampèremètre était insensible à la contribution rapide et c'est pourquoi la mesure obtenue correspond à la moitié du courant d'ionisation.

Nous venons de décrire les systèmes d'acquisition commerciaux utilisés pour nos travaux, qui réalisent des mesures intégrées temporellement. Nous allons maintenant décrire les systèmes d'acquisitions conçus au laboratoire, qui au contraire permettent le suivi temporel du courant d'ionisation.

6.1.3.2 Les électroniques de lecture instantanée conçues au laboratoire : le convertisseur courant-tension et le préamplificateur de charges

Le fonctionnement des électroniques de lecture conçues au laboratoire est identique à celui d'un électromètre, mais avec un ampli-opérationnel beaucoup plus rapide qui permet le suivi de l'évolution temporelle du signal. Deux types de montage ont été utilisés :

- un montage avec une résistance dans la boucle de rétrocontrôle, appelé convertisseur courant-tension. La tension de sortie est proportionnelle au courant d'ionisation instantané et non plus moyen comme pour le picoampèremètre.
- un montage intégrateur de courant bas bruit à double étage d'amplification. Dans la suite, ce montage sera appelé PAC pour PréAmplificateur de Charges. Le fonctionnement peut être assimilé à celui d'un amplificateur-opérationnel ayant une résistance et une capacité en parallèle dans la boucle de rétrocontrôle. Nous avons vu que quand la capacité est seule, la tension de sortie est proportionnelle à la charge collectée. Dans ce cas, pour un courant d'entrée pulsé la tension de sortie a une forme en escalier (figure 6-5). L'ajout de la résistance en parallèle de la capacité permet, si la constante de temps qui gouverne la durée de la décroissance est suffisamment rapide, une remise à zéro de la tension entre chaque impulsion. Pour des impulsions de courant de même forme mais d'amplitude variable, la valeur maximale de la tension de sortie est proportionnelle à la charge par impulsion. Si la forme du courant d'ionisation est modifiée et que sa durée augmente, le PAC va commencer à se décharger avant d'avoir intégré toutes les charges de l'impulsion. Cela impacte directement le coefficient de proportionnalité entre la charge injectée et la valeur maximale de la tension de sortie.

Pour réduire le bruit, l'amplification doit être réalisée au plus près de la sortie de la chambre. Ainsi, contrairement à l'électromètre ou au picoampèremètre qui sont placés au pupitre de commande, donc séparés de plusieurs mètres de la sortie de la chambre, nos montages électroniques sont placés dans le bunker.

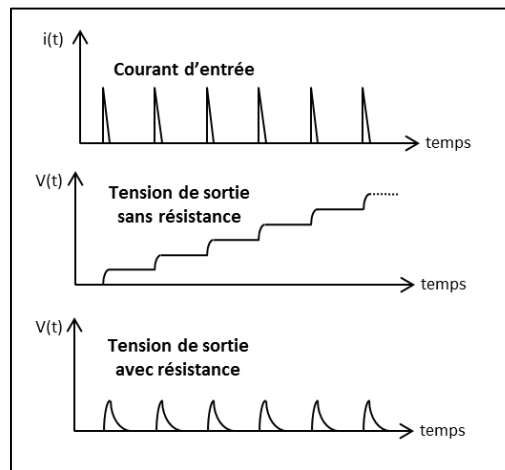


Figure 6-5 : Schéma illustrant la réponse d'un montage intégrateur sans et avec la présence d'une résistance de retour à zéro dans la boucle de rétrocontrôle.

Le système d'acquisition n'étant pas intégré, pour les deux montages la tension de sortie est exploitée via un oscilloscope numérique. Dans les premiers temps, un oscilloscope classique a été utilisé. Puis un modèle piloté par ordinateur, un Picoscope, a été employé. La [figure 6-6](#) montre en exemple les tensions acquises sur banc de test au laboratoire pour nos deux montages, l'entrée étant reliée à une résistance connectée à un générateur de tension programmable. Le cas considéré correspond à un courant d'entrée ayant un temps de montée de 5 μ s, une amplitude maximale de 5 nA et une décroissance de 100 μ s, soit une charge de 250 fC.

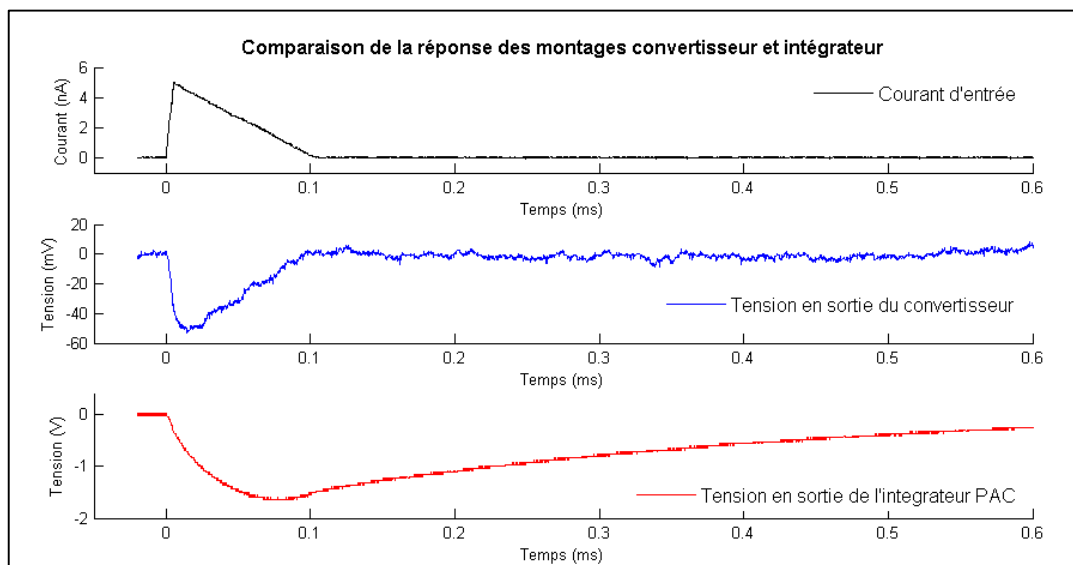


Figure 6-6 : Représentation des tensions obtenues sur banc de test au laboratoire en sortie des montages convertisseur et intégrateur (PAC).

Nous venons de décrire le fonctionnement d'une chambre d'ionisation plane parallèle et de différents dispositifs électroniques de lecture disponibles. Nous allons maintenant nous intéresser aux développements réalisés dans le cadre du projet TraDeRa.

6.2. Développements du prototype et de l'électronique dédiée

Cette section est consacrée aux développements expérimentaux du détecteur TraDeRa, qui se sont déroulés selon deux axes. Le premier concerne un prototype de détecteur, et le second l'électronique de lecture associée.

6.2.1. Le prototype de détecteur TraDeRa

Un prototype de chambre plane segmentée a été conçu dès le début du projet pour étudier expérimentalement, en parallèle de l'étude par simulation, l'influence des caractéristiques géométriques sur la réponse du détecteur. Il présente donc une importante modularité, avec une hauteur de volume sensible ajustable et des électrodes de mesure de différentes formes et tailles. L'idée initiale était de pouvoir l'équiper d'une micro-grille pour un fonctionnement en détecteur MICROMeGAs. Mais, comme nous l'avons vu en [2.3.1.2](#), cette solution n'a pas été retenue puisque les contraintes inhérentes au mode de fonctionnement n'étaient pas compensées par un apport par rapport à la chambre d'ionisation classique. Le prototype n'a donc jamais été équipé de la micro-grille.

6.2.1.1 Description du prototype modulable du détecteur TraDeRa

Les éléments constituant le cœur du détecteur sont ceux considérés pour la réalisation des simulations : un support en PCB, une anode segmentée et une cathode pleine ([figure 6-7](#), A et B). Le nombre de pistes de lecture étant limité, le PCB est constitué de seulement deux couches électriques internes. L'épaisseur du PCB est l'épaisseur minimale proposée par les fabricants : 400 μm . L'épaisseur des électrodes de mesure est de 30 μm , et celle des pistes internes est de 17 μm . La cathode est une grille de cuivre d'une épaisseur de 66 μm , avec construction percée et non tissée, avec un pas de maillage de l'ordre de 400 μm . Elle est maintenue au-dessus du support, grâce à quatre tiges en Delrin, avec un système d'entretoises plastiques qui permet de faire varier la distance par rapport au support PCB. Le Delrin est un matériau plastique isolant.

Autour de ces éléments, d'autres composants sont ajoutés pour rendre le détecteur manipulable et permettre de contenir le gaz dans le volume sensible, ce qui était nécessaire pour le fonctionnement MICROMEGAS :

- une « semelle » constitue l'élément de base du détecteur. C'est un autre PCB, mais de 4 mm d'épaisseur, percé en son centre d'une ouverture carrée de 20 cm de côté. Le PCB support de l'anode segmentée est collé sur cette semelle.
- un cadre en Delrin, d'une hauteur de 3 cm, est posé hermétiquement sur le PCB support. Il contient des connecteurs pour l'entrée et la sortie du gaz.
- un mylar aluminisé est positionné sur le sommet du cadre pour permettre de fermer le volume de gaz.

La géométrie de l'anode segmentée est visible sur la photo de la [figure 6-7](#), C. Pour avoir deux ordres de grandeur de volume sensible, l'anode est composée d'électrodes carrées, de 3 ou 5 millimètres de côté, avec au centre de chacune une électrode circulaire de diamètre submillimétrique. Le détecteur est divisé en quatre zones, chacune ayant une combinaison différente de dimension des électrodes carrées et circulaires. Dans ce manuscrit, une zone du détecteur va être exploitée majoritairement : celle des électrodes carrées de 3 mm de côté avec un espacement de 300 μm entre chaque électrode, ayant en leur centre des électrodes circulaires de 250 μm de diamètre, soit une aire de 10,76 mm^2 . Pour toutes les mesures présentées, le détecteur est positionné avec le PCB du côté de l'entrée du faisceau.

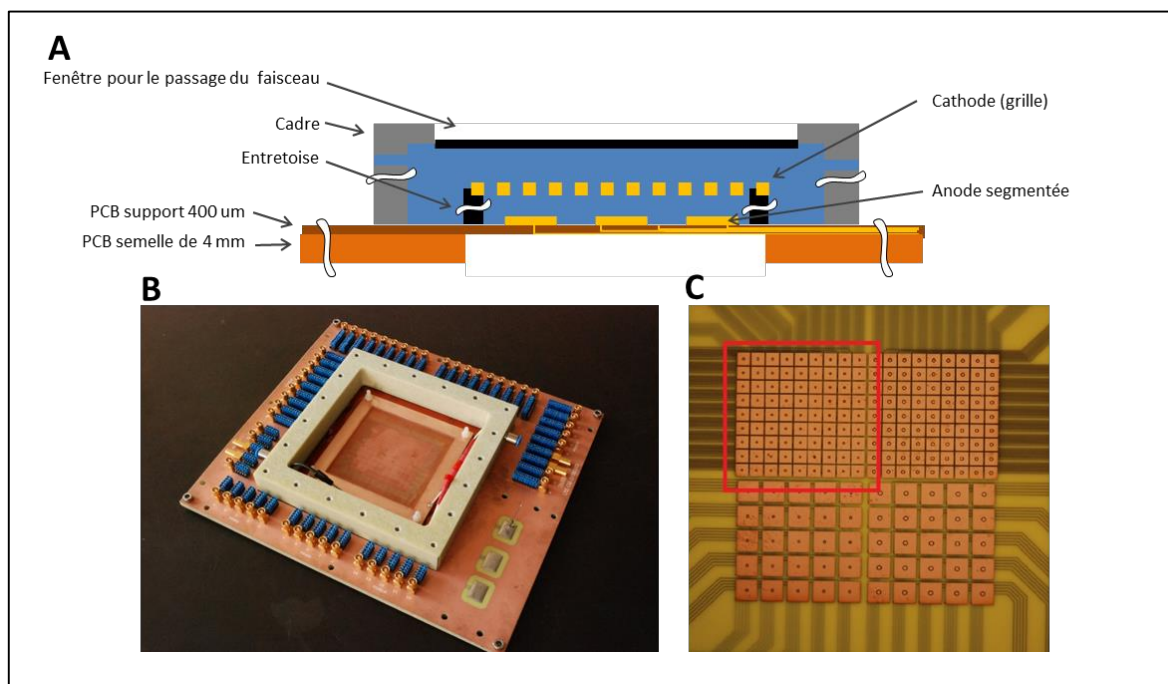


Figure 6-7 : Schéma et photos illustrant la conception du prototype TraDeRa.

6.2.1.2 Détermination expérimentale de l'atténuation du faisceau engendrée par le prototype

L'atténuation a déjà été définie en 4.1.1. C'est la diminution relative de dose dans l'eau causée par l'introduction du détecteur. Expérimentalement, les conditions de mesure choisies sont : un champ carré de 10 cm de côté, un fantôme de plaque avec une DSP de 100 cm, et une profondeur de mesure de 10 cm. Les deux mesures, avec et sans présence du détecteur, ont été acquises avec une chambre d'ionisation cylindrique. Le faisceau utilisé est le 6 MV du Clinac 2100. Pour la mesure réalisée avec la présence du détecteur, la face d'entrée de celui-ci se trouvait à 70 cm de la source. L'atténuation du faisceau mesurée expérimentalement est de $0,63 \pm 0,07$ %.

Dans notre étude réalisée avec GEANT4, pour une épaisseur de PCB de 400 µm avec 2 couches de pistes internes, l'atténuation n'a pas été étudiée avec tous les paramètres des conditions réelles. Elle a seulement été estimée à partir de la proportion de photons interagissant dans le détecteur (voir 4.2.3.1). La valeur obtenue était de $0,65 \pm 10^{-3}$ %. D'après ce que nous avons vu en 4.3.3.5 pour le cas d'un PCB de 1,6 mm d'épaisseur, cet estimateur est supérieur à l'atténuation.

Les deux résultats, avec leurs incertitudes, sont compatibles. Or, nous venons de dire que l'estimateur aurait dû être supérieur à l'atténuation. Cela peut en partie s'expliquer par la différence de construction entre le détecteur simulé et le prototype réel. Alors que les simulations ont été faites en considérant une cathode constituée d'un mylar aluminisé, la cathode du prototype est une grille de cuivre de 66 µm d'épaisseur, rendant l'atténuation du prototype plus importante que celle du détecteur considéré dans les simulations. Une autre source de différence entre les simulations et les mesures est la composition du PCB, qui n'est pas connue précisément.

6.2.1.3 Impact de la hauteur du volume sensible et apport d'un dispositif de limitation du parcours latéral des électrons

Introduction

Nous allons présenter ici l'étude expérimentale de l'effet de la hauteur du volume sensible sur la réponse du détecteur. Comme cela a déjà été vu dans les chapitres précédents, nous nous attendons à une dégradation de la résolution spatiale lorsque la hauteur du volume sensible augmente, à cause du parcours latéral des électrons issus des interactions des photons. Pour rompre cet effet, de la matière a été introduit dans le volume sensible du prototype. Nous avons vu au chapitre 5 que la solution qui permet de garder une atténuation homogène est d'intercaler des plots entre les pavés de mesure (voir 5.1). Mais mécaniquement il était difficile de concevoir un tel damier. Une autre solution a donc été testée expérimentalement. Une grille en cuivre a été usinée sur mesure, avec des trous adaptés à la zone du prototype comportant les pavés de 3 mm de côté. Cela revient à mettre des parois d'un matériau de forte densité entre les différents éléments de volumes sensibles correspondant à chaque pavé (figure 6-8).

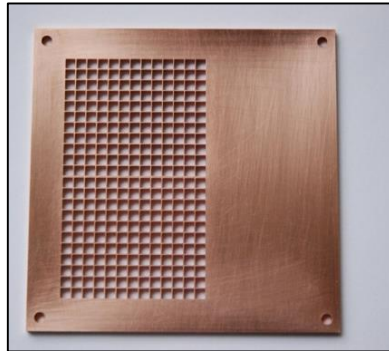


Figure 6-8 : Grille en cuivre introduite dans le volume sensible du prototype pour tester l'impact d'un dispositif de limitation du parcours latéral des électrons issus de l'interaction des photons.

Matériels et méthodes

Cette étude ayant été réalisée en début de projet, le système d'acquisition utilisé est le picoampèremètre. Plutôt que d'acquérir des profils réels, obtenus sous un faisceau fixe en exploitant les pavés de toute une ligne de lecture du prototype, nous avons choisi d'acquérir des « profils balayants ». Un seul pavé est exploité, et c'est le mouvement des mâchoires, déplacées parallèlement à la ligne de lecture, qui permet de mesurer un pseudo-profil (figure 6-9). Ce choix présente trois avantages puisqu'il permet :

- de réaliser des mesures plus rapidement, car il n'est pas nécessaire de rentrer en salle pour connecter le picoampèremètre successivement aux différents pavés,
- de ne pas avoir de variation inter-pavés,
- de choisir librement le pas d'acquisition, qui est égal au déplacement des mâchoires entre deux mesures successives.

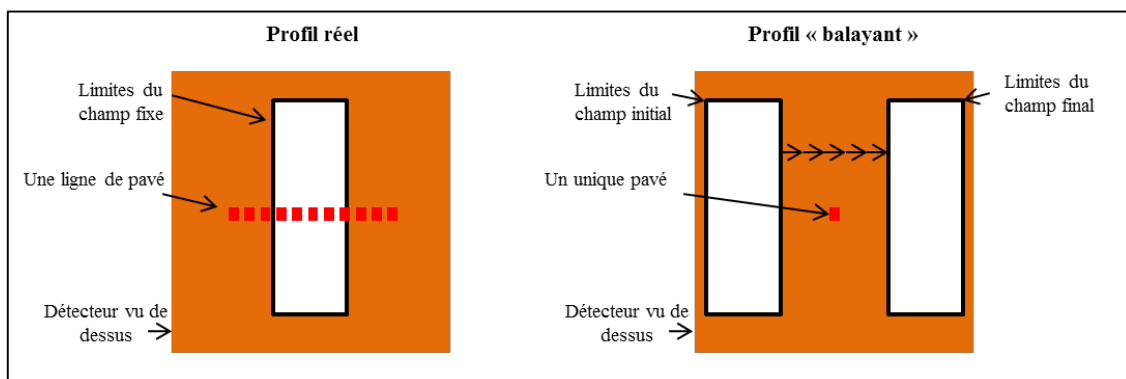


Figure 6-9 : Schéma illustrant l'acquisition d'un profil balayant. Les mâchoires de l'accélérateur sont déplacées et un seul pavé du prototype est exploité.

Les résultats présentés ont été acquis sous le Clinac 600 avec un débit de 300 UM/min. Le champ utilisé mesurait 4 cm dans la direction du profil balayant et 10 cm dans l'autre direction. Le détecteur était positionné à 70 cm de la source, placé à la verticale sur la table de traitement, avec le bras de l'accélérateur tourné à 90° (figure 6-10). Pour les mesures réalisées sans la grille, les profils ont été acquis pour trois distances inter-électrodes : 0,9 mm, 2 mm et 3,5 mm. La haute-tension a été adaptée pour que le champ électrique soit identique pour tous les cas. D'après l'étude de la courbe de saturation établie avec le picoampèremètre, un champ de 150 V.mm⁻¹ permet de se situer dans plateau de fonctionnement en régime chambre d'ionisation (voir figure 6-18). La pression et la température n'ayant pas été relevées lors des différentes séances de mesure, les données n'ont pas été corrigées de ces deux effets. Seul l'ordre de grandeur des courants mesurés sera donc comparé à celui prédit par les simulations.

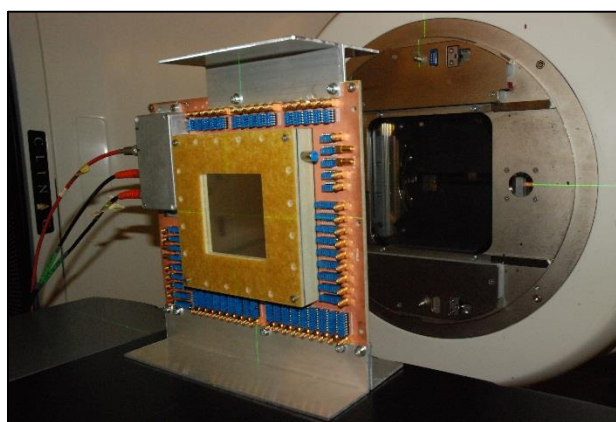


Figure 6-10 : Visualisation du prototype placé sous le faisceau.

Résultats

La figure 6-11 représente les demi-profil obtenus pour les trois épaisseurs de volume sensible testées, sans et avec normalisation au maximum, ainsi que ceux obtenus pour le cas d'un volume sensible de 2 mm d'épaisseur, sans et avec la grille en cuivre de limitation du parcours latéral des électrons. L'abscisse correspond à la distance entre le centre du champ et le centre du pavé de mesure.

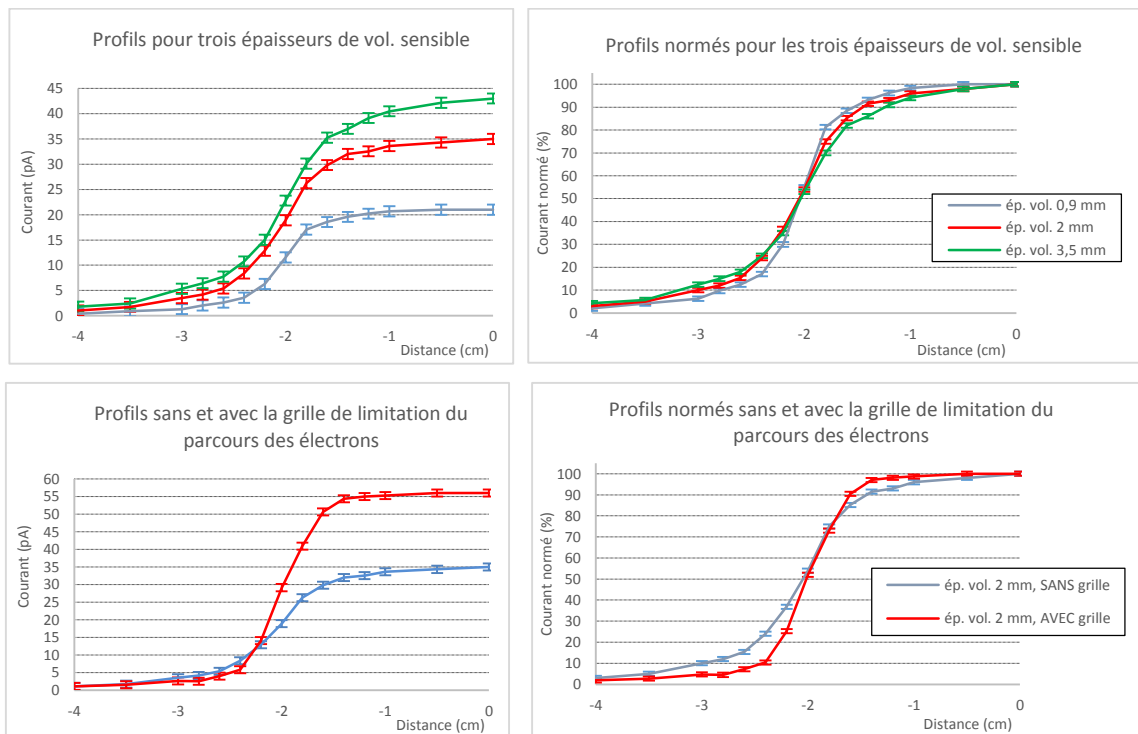


Figure 6-11 : Demi-profils obtenus, sans et avec normalisation, pour trois épaisseurs de volume sensible sans la présence de la grille (haut), ou pour une épaisseur de 2 mm sans et avec la présence de la grille en cuivre de limitation du parcours latéral des électrons primaires (bas).

Pour une épaisseur de volume sensible de 2 mm, le courant mesuré expérimentalement au maximum du profil est de 35 ± 1 pA. Ainsi, pour des impulsions d'une durée de $5 \mu\text{s}$ présentes toutes les 5 ms, la charge correspondante est de 175 ± 5 fC/impulsion. Or le résultat des simulations GEANT4 prédit, pour la même géométrie de détecteur, une sensibilité de $15,0 \pm 0,1$ fC/impulsion/ mm^2 (voir 4.2.3.2), donc 161 ± 1 fC/impulsion pour l'électrode testée. L'ordre de grandeur est donc bien celui attendu. On retrouve également une augmentation de la valeur du courant lorsque l'épaisseur du volume sensible augmente. L'introduction de la grille augmente également la valeur du courant, pratiquement d'un facteur 2. C'est la conséquence des interactions des photons se produisant dans la grille.

Conclusion

La dégradation de la résolution spatiale liée à la hauteur de volume sensible et l'apport de la présence de la grille sont visibles expérimentalement. Suite à ces résultats, il a été décidé de concevoir un prototype de détecteur avec la géométrie damier (voir 7.1) En parallèle de la réalisation de celui-ci, le travail sur l'électronique de lecture dédiée a été intensifié

6.2.2. L'électronique de lecture à l'échelle d'une impulsion du faisceau

Cette section est constituée de deux parties. La première est consacrée à l'étude du courant d'ionisation en sortie d'un pavé de notre prototype. Les effets de variation de la polarité et de la valeur de la haute-tension appliquée vont être étudiés, ainsi que la structure temporelle du courant. La seconde concerne la validation de notre électronique dédiée.

6.2.2.1 Etude du courant en sortie d'une chambre d'ionisation plane sous faisceau

Comme la tension de sortie d'un montage électronique convertisseur est proportionnelle au courant d'entrée, ce montage est idéal pour caractériser le courant en sortie d'une chambre d'ionisation. La première

fois que nous avons voulu visualiser sur un oscilloscope l'évolution temporelle du courant en sortie de notre prototype de détecteur, pour remplacer le picoampèremètre, nous avons donc utilisé ce type de montage. Le rapport signal sur bruit étant faible, l'acquisition était déclenchée sur un signal fourni par l'accélérateur indiquant la présence du faisceau (figure 6-12) et le signal observé était moyenné sur 32 impulsions consécutives.

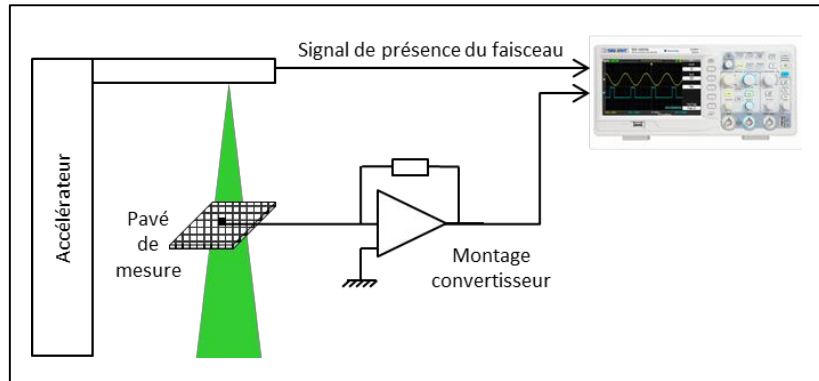


Figure 6-12 : Illustration de l'acquisition sous faisceau avec le montage convertisseur.

Pour un débit de 300 UM/min, sous le Clinac 2100, l'allure du signal observé ne correspondait pas à l'allure théorique attendue : la forme n'était pas celle d'un triangle décroissant, et pour une même valeur de HT, la forme différait pour les deux polarités (figure 6-13, gauche). L'observation du signal sur une plage de temps plus importante a montré qu'entre deux impulsions du faisceau nous mesurons un bruit (figure 6-13, milieu). Supposant que ce bruit s'ajoutait au courant d'ionisation pour les impulsions de présence du faisceau, nous l'avons soustrait et, après correction, l'allure était bien celle attendue (figure 6-13, droite).

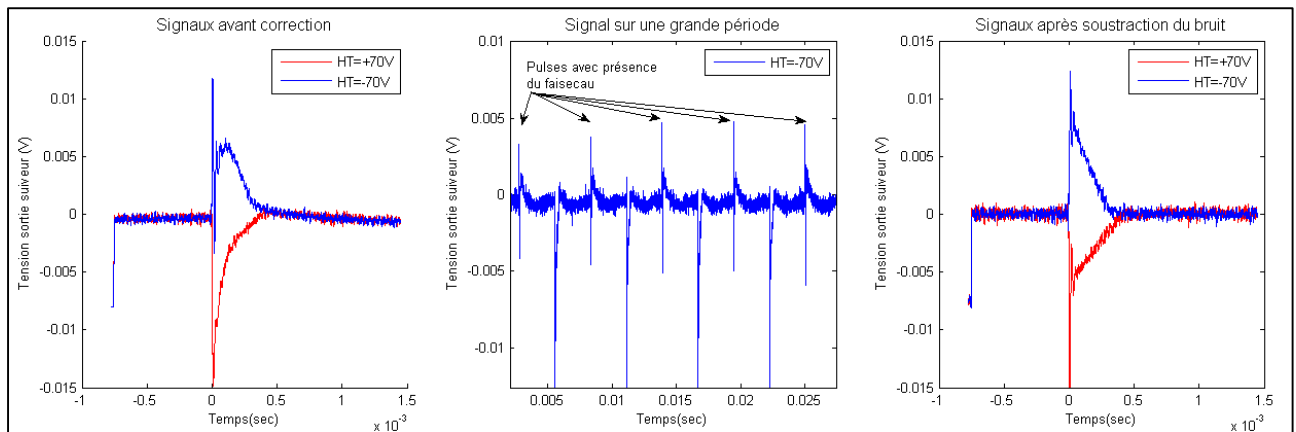


Figure 6-13 : Visualisation de la tension en sortie du convertisseur non stabilisé, mesuré sous faisceau Clinac 2100 avec un débit de 300 UM/min : mise en évidence d'une perturbation électromagnétique liée à la présence de l'onde accélératrice. Prototypé monté avec un volume sensible de 2 mm.

Cette observation nous a permis de mieux comprendre le fonctionnement de l'accélérateur Clinac 2100, qui est illustré sur le schéma de la figure 6-14 pour le cas d'un débit de 100 UM/min. Ce fonctionnement a été déduit de l'observation de quatre signaux fournis par l'accélérateur : un signal d'horloge (« SYNC »), une image de la puissance consommée par l'onde accélératrice (« KLY I »), et les images des courants du canon à électrons et de la cible (« GUN I » et « TARG I »). Le signal d'horloge définit des créneaux de 5 μ s toutes les 2,5 ms. Avant que l'opérateur ne démarre une irradiation, il n'y a pas d'onde accélératrice et l'alimentation du canon à électrons est identique au signal d'horloge mais avec un déphasage de 20 μ s. Après que l'opérateur ait demandé le lancement de l'irradiation, l'onde accélératrice est présente dans la cavité de façon synchrone avec le signal d'horloge. Passé un délai qui permet la stabilisation de l'onde dans la cavité, une

proportion des impulsions du canon à électrons vont être décalées temporellement pour être synchrones avec la présence de l'onde, et donc créer le faisceau clinique. Cette proportion varie de une impulsion sur six à six impulsions sur six pour les débits de 100 à 600 UM/min. Comme nos mesures de la [figure 6-13](#) ont été acquises avec un débit de 300 UM/min, le bruit visible sur nos signaux entre les impulsions du faisceau était donc lié à la présence de l'onde accélératrice. Deux explications sont possibles. D'une part l'onde génère une perturbation électromagnétique captée par le détecteur (effet antenne). Et d'autre part, l'alimentation du Klystron crée un important appel de courant qui affecte la masse commune entre l'accélérateur et notre chaîne de mesure (détecteur et électronique).

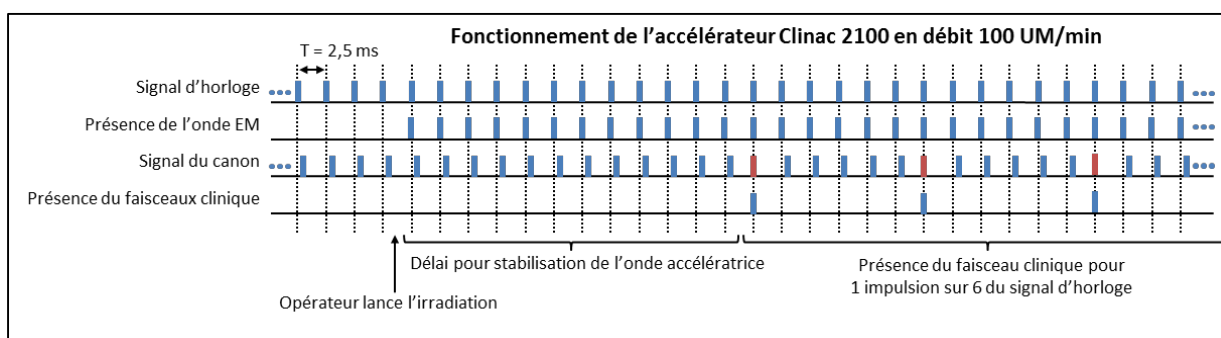


Figure 6-14 : Schéma d'illustration du fonctionnement de l'accélérateur Clinac 2100. La 1^{ère} ligne représente l'évolution temporelle d'horloge, avec une impulsion de 5 μ s toutes les 2,5 ms. La 2^{ème} ligne indique quand l'onde accélératrice est présente dans la cavité : elle est présente dès que l'opérateur active le faisceau et est synchronisée avec le signal d'horloge. La 3^{ème} ligne correspond à l'éjection des électrons du canon à électrons. Avant la consigne de lancement du faisceau, l'éjection des électrons a la même évolution temporelle que le signal d'horloge, mais avec un décalage de 20 μ s. Une fois le faisceau demandé, passe une courte période qui permet la stabilisation de l'onde, certaines impulsions du canon vont être décalées pour être synchrones avec la présence de l'onde, ce qui permet l'obtention du faisceau clinique en sortie de l'accélérateur. Le cas représenté ici et celui d'un débit de 100 UM/min, pour lequel il y a 1 impulsion sur 6 qui est décalée, représentée en rouge sur le schéma.

Suite à ces observations, le blindage électromagnétique du détecteur a été amélioré, et la connexion des masses entre le détecteur et le boîtier métallique contenant l'électronique de lecture a été renforcée. Egalement, le montage électronique a été stabilisé pour supprimer une oscillation présente au début de la décroissance. Après ces changements, le signal mesuré sans correction est identique à celui qui a été obtenu après soustraction du bruit de la perturbation électromagnétique, avec l'oscillation d'instabilité de l'électronique en moins ([figure 6-15](#)).

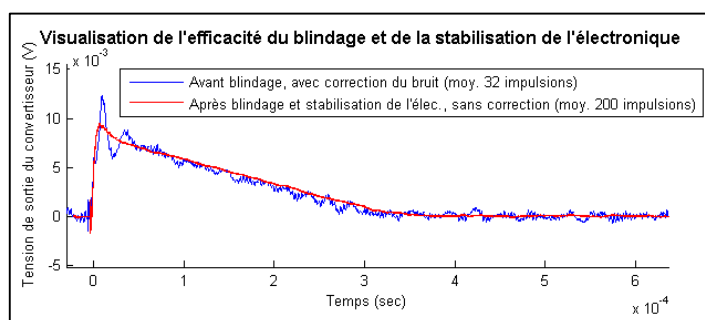


Figure 6-15 : Comparaison de l'impulsion acquise avec le convertisseur courant-tension initial, à laquelle le bruit a été soustrait lors de l'analyse (bleu), avec l'impulsion acquise après blindage du montage, modification de la connexion des masses, et stabilisation.

Une fois le montage mis au point, l'influence de la HT a été étudiée. La tension de sortie a été enregistrée pour des HT de 0 à 400 V, avec une polarité positive ou négative. Pour chaque cas, l'impulsion moyenne obtenue à partir de 200 impulsions consécutives a été calculée. Le prototype était positionné sous l'accélérateur Elekta Sli, à 70 cm de la source. L'épaisseur du volume sensible était de 2 mm. La [figure 6-16](#)

regroupe les impulsions obtenues pour des HT négatives de 0 à 400 volts. L'allure est bien celle d'un triangle, mais avec un temps de montée de 10 μ s et des coins arrondis. Cela provient d'une part de la convolution entre le triangle idéal de temps de montée nul, qui serait obtenu si tous les photons étaient délivrés en un pic de Dirac, avec une fonction porte de 5 μ s, temps de présence du faisceau. Et d'autre part de l'effet du montage électronique, qui n'est pas assez rapide pour suivre fidèlement le signal d'entrée et applique un léger filtrage passe-bas. Pour les HT les plus faibles, un épaulement est visible en début de décroissance. Il n'a aucune origine physique liée au courant d'ionisation, mais résulte de la réponse du montage convertisseur. Logiquement, lorsque la HT augmente, le champ électrique augmente et donc la vitesse de dérive des ions est plus rapide. La durée de la décroissance a été relevée pour chaque HT pour calculer la mobilité ionique correspondante. D'après nos résultats, elle est constante à 5 % près et la moyenne obtenue est de $1,9 \pm 0,1 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, ce qui est une valeur pertinente pour des ions.

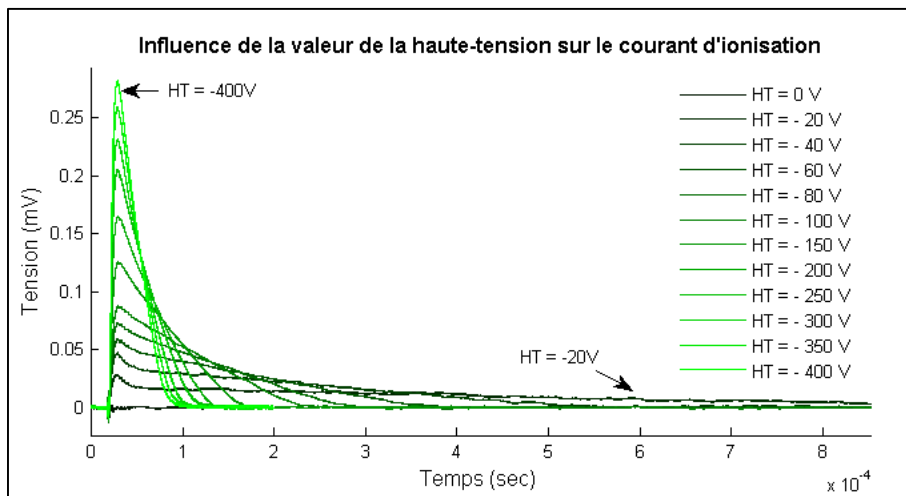


Figure 6-16 : Impulsions relevées en sortie du convertisseur courant-tension connecté au prototype pour des HT de 0 à -400 V.

La figure 6-17 représente, les impulsions obtenues pour trois valeurs de HT, avec une polarité positive ou négative. Pour les impulsions correspondant aux HT positives, c'est l'opposé de la tension qui est affiché. Les signaux se superposent : l'effet de polarité est négligeable.

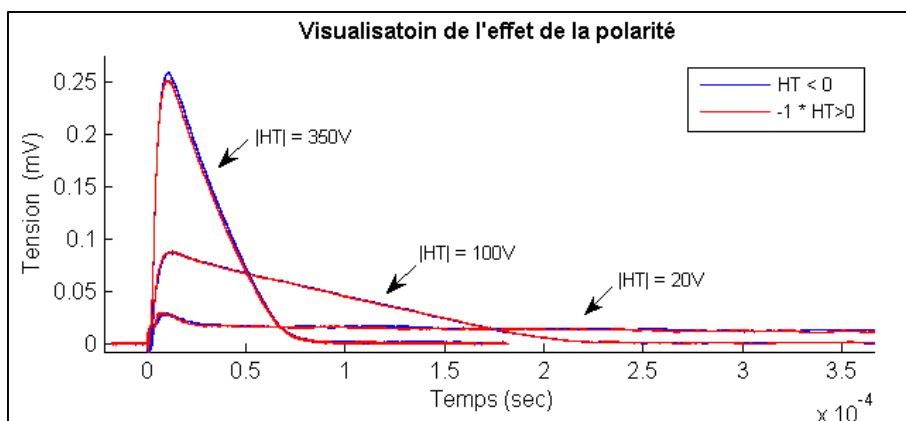


Figure 6-17 : Impulsions relevées en sortie du convertisseur courant-tension connecté au prototype pour des HT de ± 20 , ± 100 et ± 400 V.

A partir du courant d'ionisation, la charge par impulsion, qui est l'aire de chaque impulsion, peut être calculée pour les différentes valeurs de HT. La courbe de saturation peut donc être construite et comparée à celle obtenue avec le picoampèremètre (figure 6-18). La faible précision de notre chaîne de mesure ne met pas en évidence la zone de recombinaison et le plateau de fonctionnement en régime chambre d'ionisation.

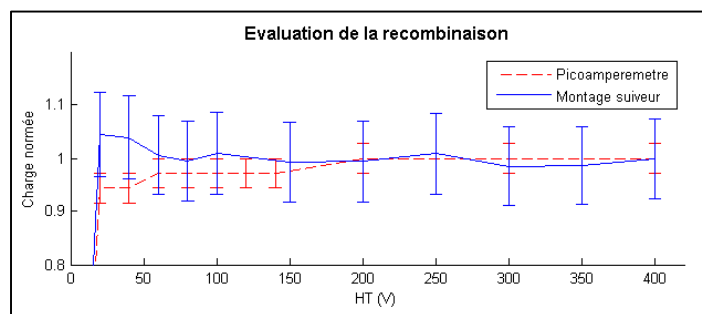


Figure 6-18 : Evaluation de la recombinaison des charges à partir des mesures acquises avec le picoampèremètre (rouge) et ou le convertisseur courant tension (bleu). Dans les deux cas, les HT appliquée sont positives.

Pour conclure, nous retiendrons de cette étude du courant d'ionisation en sortie d'une voie de lecture de notre prototype sous faisceau que :

- la structure temporelle pulsée est bien celle attendue avec des impulsions de présence du faisceau de 5 μs et une période de répétition minimale de 2,5 ms.
- la présence de l'onde accélératrice génère une perturbation électromagnétique. Il est important de s'assurer que l'électronique de lecture n'y est pas sensible, sinon la mesure sera biaisée.
- le courant d'ionisation a bien la forme théorique attendue d'un triangle décroissant.
- la vitesse de dérive des ions est proportionnelle au champ électrique, et la mobilité correspondante vaut $1,9 \pm 0,1 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$.
- l'effet de la polarité est négligeable.
- la recombinaison ne peut pas être étudiée avec un montage convertisseur courant-tension, du fait du manque de précision de la chaîne de mesure. Mais d'après l'étude réalisée avec le picoampèremètre, un champ électrique de $150 \text{ V} \cdot \text{mm}^{-1}$ permet de se placer dans le plateau de fonctionnement en régime chambre d'ionisation.
- pour un champ de $150 \text{ V} \cdot \text{mm}^{-1}$, avec un volume sensible de 2 mm, le temps de transit maximal est de 70 μs .

6.2.2.2 Etude de l'exactitude des deux systèmes électronique utilisés et apport du préamplificateur de charges

Introduction

Le préamplificateur de charges (PAC) développé dans le cadre du projet a été présenté en [6.1.3.2](#). Son fonctionnement a dans un premier temps été validé sur banc de test au laboratoire, pour des signaux d'entrée triangulaires de différentes amplitudes et d'une durée de 50, 100, 200 ou 400 μs . Il a été vérifié que, pour chaque durée, le maximum de l'impulsion de tension de sortie est proportionnel à la charge par impulsion d'entrée. Il convenait ensuite de caractériser l'utilisation du PAC sous faisceau, dans un environnement de radiothérapie. Dans cette étude, nous nous intéressons à l'exactitude du PAC, qui est la concomitance de deux concepts :

- la **justesse**, c'est-à-dire l'aptitude de mesurer la « valeur vraie ». En pratique, si une valeur de référence est connue, c'est l'écart entre cette référence et la moyenne des mesures répétées.
- la **fidélité**, qui est l'étroitesse d'accord des mesures répétées. C'est donc l'écart-type.

L'exactitude du PAC a été étudiée sous l'accélérateur Elekta Sli, pour différentes valeurs de charge par impulsion, et comparée à celle du montage convertisseur.

Matériels et méthodes

L'étude a été réalisée avec la chambre commerciale ROOS (PTW)¹ car elle peut être reliée à l'électromètre Unidos E (PTW), ce qui permet de disposer d'une valeur de référence. Pour se rapprocher des conditions de mesures du prototype, la chambre est positionnée dans sa plaque de support posée sur la table et sans ajout de matière en amont. Le volume sensible de la chambre mesurant 2 mm de hauteur et 7,5 mm de rayon, il est seize fois plus important que celui d'un élément de mesure de notre prototype monté avec 2 mm de volume sensible. De plus, sa fenêtre d'entrée est équivalente à 1,3 mm d'eau, donc plus importante que celle du prototype. Il est donc nécessaire de limiter la charge par impulsion pour éviter que l'électronique ne sature et pour se rapprocher de la valeur de charge par impulsion pour le prototype. La chambre est donc positionnée le plus loin possible de la source, avec sa surface d'entrée à 150 cm de la source. La variation de charge par impulsion est obtenue en modifiant le champ : des faisceaux carrés de 5 mm à 10 cm de côté sont utilisés. Pour chaque taille de champ, les données acquises sont :

- la charge mesurée par l'électromètre pour l'intégralité d'un faisceau de 100 UM. Connaissant la durée, et le temps de répétition des impulsions, le nombre d'impulsions peut être déterminé pour calculer la charge par impulsion. La mesure est répétée 3 fois pour chaque configuration de faisceau, ce qui permet de définir la charge par impulsion de référence à moins de 0,5 % près même pour les plus petites tailles de champ.
- 1000 impulsions de tension en sortie du montage convertisseur courant-tension. De celles-ci sont déduites la moyenne et l'écart-type de la charge par impulsion, sachant que le gain est de 10^7 V/A.
- 1000 impulsions de tension en sortie du PAC, également pour déterminer la moyenne et l'écart-type de la charge par impulsion. La HT appliquée est celle utilisée en routine clinique, +200V. Le volume sensible de la chambre ayant une hauteur de 2 mm, le temps de transit maximal est de 105 μ s. Pour cette durée, le gain du PAC est de 4,21 V/pC.

Pour chaque taille de champ, toutes les acquisitions sont réalisées sans déplacement des mâchoires entreselles, car pour les champs de petite dimension l'incertitude sur le positionnement des mâchoires entraîne une importante variation de la charge par impulsion.

Résultats

Les résultats sont regroupés sur la [figure 6-19](#). Comme le montre le graphique du haut, la plage de charge par impulsion étudiée varie de 34 à 417 fC. Elle est adaptée à notre application puisque nous avons vu en [6.2.1.3](#) qu'avec le prototype ayant une épaisseur de volume sensible de 2 mm, la charge mesurée par un pavé dans le champ sous un faisceau de 4 cm par 10 cm est de 175 fC. Comme le volume sensible de la chambre mesure 1,5 cm de diamètre, pour les plus petites tailles de champ la variation de charge est importante car directement reliée à la variation de surface irradiée. Pour les plus grandes dimensions, la chambre est totalement irradiée et la variation de charge est seulement liée à la variation de fluence.

Le graphique du milieu caractérise la justesse du convertisseur et du PAC pour la détermination de la charge par impulsion. Pour aucun des deux dispositifs une erreur systématique n'est mise en évidence. Sur toute la gamme étudiée, la charge déterminée par les deux systèmes est compatible avec celle déterminée par l'électromètre.

Enfin le graphique du milieu met en évidence l'intérêt d'utiliser un montage intégrateur par rapport à un simple montage convertisseur. La sensibilité au bruit étant réduite, la fidélité est meilleure. Pour le convertisseur, l'écart-type relatif de la détermination de charge par impulsion est au minimum de 5 %, pour une charge de plusieurs centaines de femto-coulomb, et atteint pratiquement 50 % pour une charge de quelques dizaines de femto-coulomb. Pour le PAC, il reste inférieur à 5 % pour toute la gamme étudiée. Il

¹ http://www.ptw.de/fileadmin/data/download/catalogviewer/DETECTORS_Cat_en_16522900_09/blaetterkatalog/index.html?startpage=21#page_20

est important de remarquer ici que les écarts-type considérés ne caractérisent pas uniquement les électroniques de lecture puisque les fluctuations de fonctionnement de l'accélérateur contribuent à la variation inter-pulsation de la charge par impulsion (6.3.1.1). L'avantage du PAC peut également être mis en évidence visuellement. La [figure 6-20](#) représente une trentaine d'impulsions obtenues en sortie du convertisseur et du PAC, pour une charge par impulsion de 35 et 70 fC. Alors que pour le PAC les deux groupes d'impulsions sont clairement séparés, pour le convertisseur ils s'entremêlent.

Conclusion

Pour conclure, nous retiendrons que les deux systèmes d'acquisition testés sont justes, et qu'il n'y a donc pas de biais de mesure lié à l'électronique. La mesure avec le PAC est plus fidèle que celle du convertisseur, grâce à l'intégration des charges qui permet de diminuer la sensibilité au bruit. Avec le PAC, pour une charge par impulsion aussi faible qu'une trentaine de femto-coulomb, l'incertitude sur la mesure de charge pour une unique impulsion n'est que de 5 %.

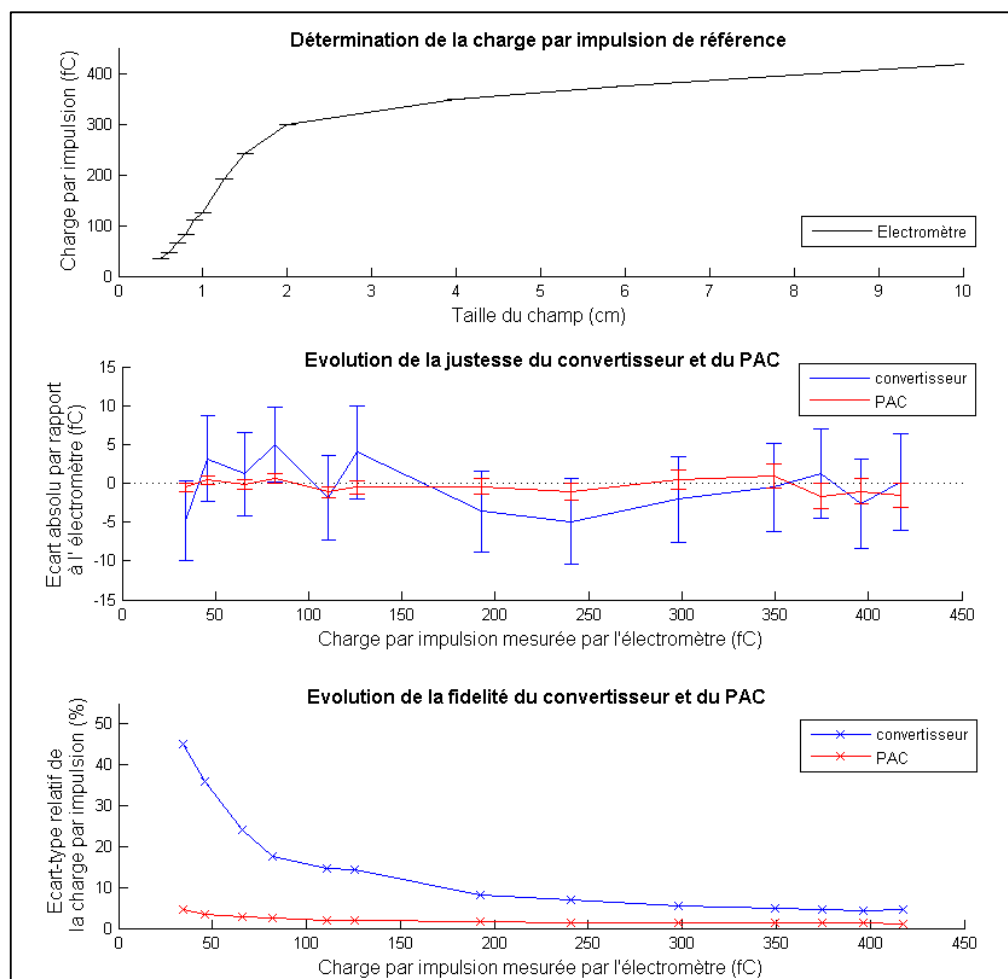


Figure 6-19 : HAUT : Détermination avec l'électromètre de la charge par impulsion de référence pour chaque taille de champ. **MILIEU :** Evolution de la justesse du convertisseur et du PAC en fonction de la charge par impulsion. **BAS :** Evolution de la fidélité du convertisseur et du PAC en fonction de la charge par impulsion.

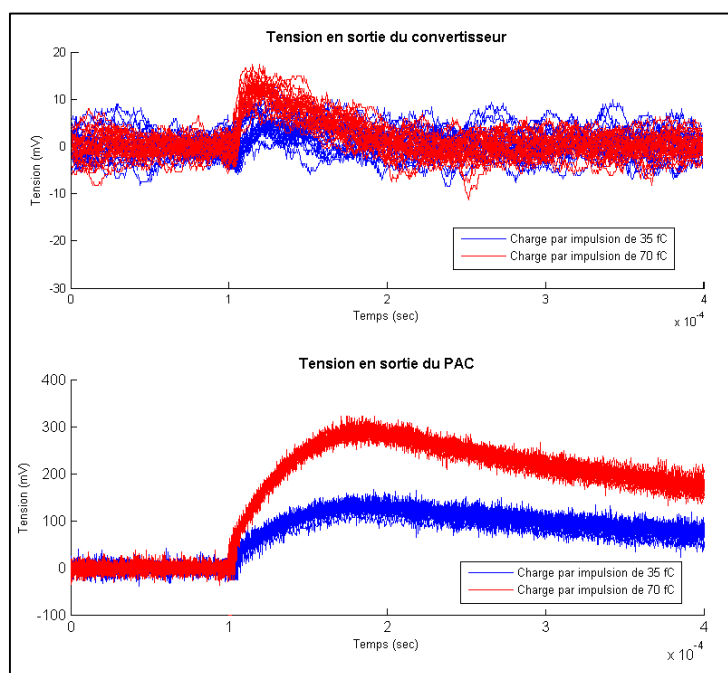


Figure 6-20 : Mise en évidence visuelle de l'apport du PAC (bas) par rapport au convertisseur courant-tension (haut). Pour chaque montage, 15 impulsions de tension sont représentées pour une charge par impulsion de 35 fC (bleu) ou 70 fC (rouge),

Dans cette section, nous venons d'une part de caractériser le prototype de détecteur en exploitant des mesures réalisées avec un picoampèremètre commercial, et d'autre part de caractériser l'électronique de lecture dédiée en sortie d'une chambre commerciale ROOS. Dans la prochaine section, le prototype et l'électronique dédiée vont maintenant être utilisés conjointement.

6.3. Exploitation du prototype de détecteur avec son électronique dédiée

Il ne s'agit plus maintenant de caractériser le fonctionnement du prototype ou de l'électronique dédiée mais d'exploiter les deux conjointement. Les paramètres de fonctionnement sont fixes : l'épaisseur du volume sensible du prototype est de 2 mm et la haute-tension appliquée est de +300 V. Deux parties composent cette section. Dans la première, le système d'acquisition est monovoie mais l'information de l'évolution temporelle de la charge par impulsion est exploitée, pour des faisceaux statiques puis pour des faisceaux dynamiques. Dans la seconde, le système d'acquisition est multivoies et permet l'acquisition des premières images du faisceau.

6.3.1. Système d'acquisition monovoie : évolution temporelle de la charge par impulsion

6.3.1.1 L'obtention de la courbe enveloppe

Jusqu'ici, les enregistrements de tension en sortie du PAC ont été étudiés à l'échelle d'une impulsion du faisceau. Nous allons nous intéresser maintenant à l'évolution de la charge par impulsion pendant l'intégralité de la durée d'un faisceau. Ceci est rendu possible par l'utilisation d'un oscilloscope numérique piloté par ordinateur, qui permet un enregistrement continu pendant plusieurs minutes. La [figure 6-21](#) montre en exemple les données correspondant à un faisceau de 100 UM délivré avec un débit de 400 UM/min. Sur le graphique A, l'intégralité du faisceau est visible, mais la structure pulsée n'apparaît

pas. Le graphique B est un agrandissement centré sur le début du faisceau, sur lequel on peut voir que l'amplitude des impulsions augmente progressivement pour se stabiliser après environ 200 millisecondes. Le graphique C est en agrandissement encore plus important qui permet de bien visualiser la structure pulsée. Toujours sur le graphique C, le maximum et la valeur moyenne de la tension sur une courte durée avant l'impulsion (la ligne de base) sont mis en évidence pour chaque impulsion, respectivement en rouge et en vert. Le tracé du maximum corrigé de la ligne de base multiplié par le gain du PAC est appelé « courbe enveloppe » et représente l'évolution de la charge par impulsion pendant toute la durée d'irradiation. C'est le graphique D.

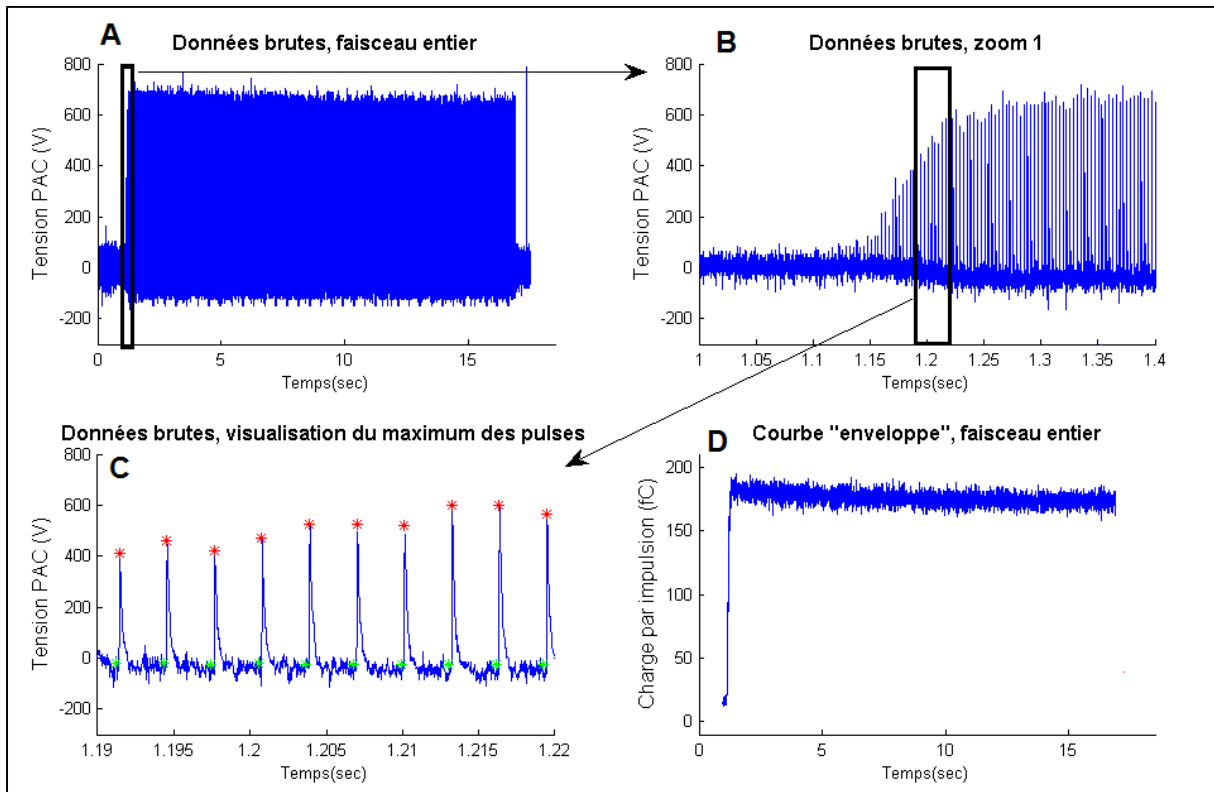


Figure 6-21 : Illustration du passage de la tension en sortie du PAC à la courbe « enveloppe » qui représente l'évolution de la charge par impulsion en fonction du temps.

6.3.1.2 Cas de faisceaux statiques

Pour des faisceaux statiques, cette représentation permet de mettre en évidence des variations de fonctionnement de l'accélérateur. La [figure 6-22](#) représente trois courbes enveloppes pour l'accélérateur Elekta Sli (haut) et Clinac 600 (bas). Chacune correspond à une configuration de champ différente avec une valeur de charge par impulsion différente. Les enregistrements acquis sous le Clinac sont beaucoup moins bruités car ils ont été relevés en sortie de la chambre ROOS, dans une configuration conduisant à une charge par impulsion quasiment dix fois supérieure à celle obtenue avec le prototype. Pour un même accélérateur, le fonctionnement est semblable pour les acquisitions successives :

- les faisceaux de l'Elekta ont un démarrage lent et progressif, suivi d'une baisse de régime passagère plus ou moins importante, avant d'atteindre une stabilité environ 1 seconde après la première impulsion. Ensuite, la charge par impulsion présente une décroissance continue de l'ordre de 0,3 % par seconde.
- les faisceaux du Clinac ont un démarrage brutal qui se fait sur seulement 1 ou 2 impulsions. La valeur de charge par impulsion présente ensuite de légères oscillations pendant environ 1,5 secondes, dont la forme est identique pour les différentes acquisitions réalisées. Au-delà, la charge par impulsion est constante.

A ce comportement, s'ajoute des instabilités de fonctionnement comme par exemple le creux visible sur l'enregistrement du faisceau 1 de l'Elekta visible à $t = 3$ secondes, compensé par une bosse vers $t = 5$ secondes.

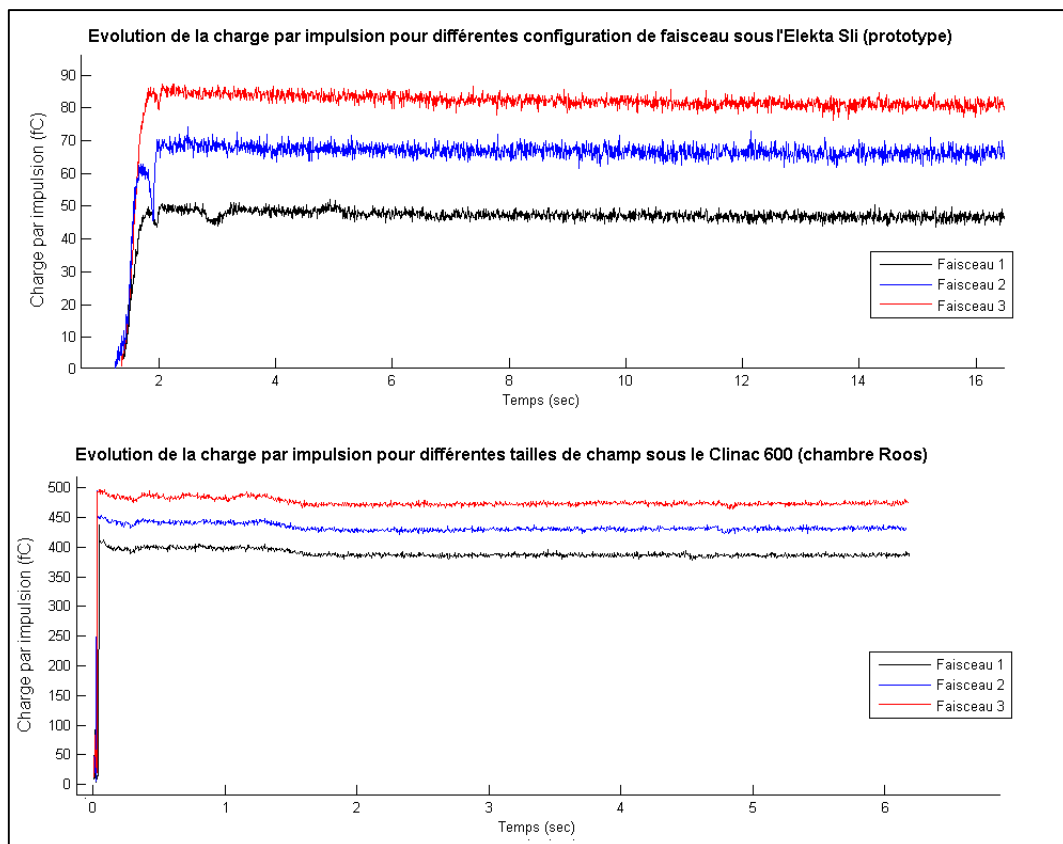


Figure 6-22 : Représentation, pour l'accélérateur Elekta Sli (haut) ou Clinac 600 (bas) de trois courbes enveloppes pour mettre en évidence les similitudes et les déviations entre différentes administrations de traitement.

6.3.1.3 Cas de faisceaux dynamiques

La connaissance de l'évolution temporelle de la charge par impulsion mesurée par un pavé du détecteur présente également un intérêt pour le suivi de faisceaux dynamiques, c'est-à-dire pour lesquels il y a un déplacement des lames du MLC pendant l'irradiation.

Une série de mesure a été acquise pour des faisceaux de type « fente glissante » : des fentes d'une longueur de 10 cm et d'une largeur de 2 mm à 4 cm se déplaçant sur une distance de 10 cm de part et d'autre de l'axe du faisceau. Les enregistrements ont été relevés sous le Clinac 600, avec le prototype placé à 70 cm de la source. Le pavé de mesure est centré sur la projection du réticule (figure 6-23).

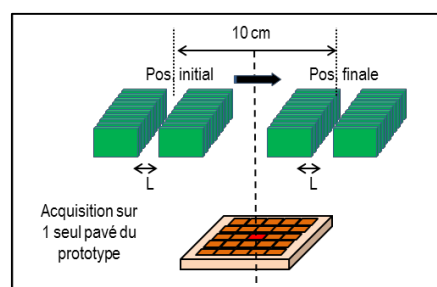


Figure 6-23 : Schéma illustrant l'acquisition d'une fente glissante de largeur L .

La courbe enveloppe obtenue représente l'évolution de la charge par impulsion en fonction du temps. Connaissant la distance totale parcourue par les lames et la durée du faisceau, le temps peut être transposé en distance entre le centre du pavé et le centre de la fente (figure 6-24). Cela suppose un mouvement régulier des lames. Un ajustement est ensuite réalisé à partir des données brutes, sur lequel la largeur à mi-hauteur des pseudo-profil est relevée.

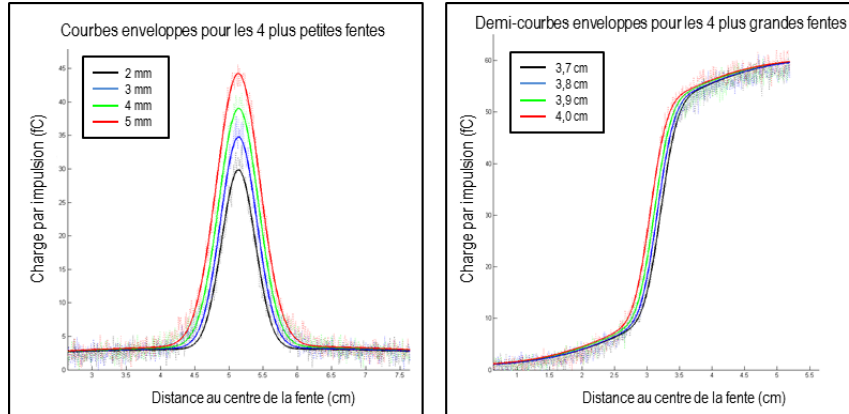


Figure 6-24 : Représentation des courbes enveloppes et des ajustements pour les fentes de plus petites et de plus grandes dimensions.

Il y a un écart systématique entre la largeur à mi-hauteur des courbes enveloppes et la largeur de la fente consigne (figure 6-25). Ce décalage n'est pas un biais lié au fonctionnement de l'accélérateur mais découle directement de notre mode opératoire. L'explication est illustrée sur la figure 6-26, qui schématise le cas d'une source de la forme d'un Dirac et d'un pavé de mesure idéal, sensible uniquement à ce qui se passe à son aplomb. Dans ce cas, la mesure sera non nulle pendant toute la présence de la source au-dessus du pavé. Ainsi, alors que la source n'a pas de largeur, la réponse du pavé est de la forme d'une porte de largeur égale à la taille du pavé. Sur nos résultats, on vérifie bien que la largeur à mi-hauteur surestime en moyenne la largeur de la fente de 3,2 mm, ce qui correspond à la taille du pavé du prototype.

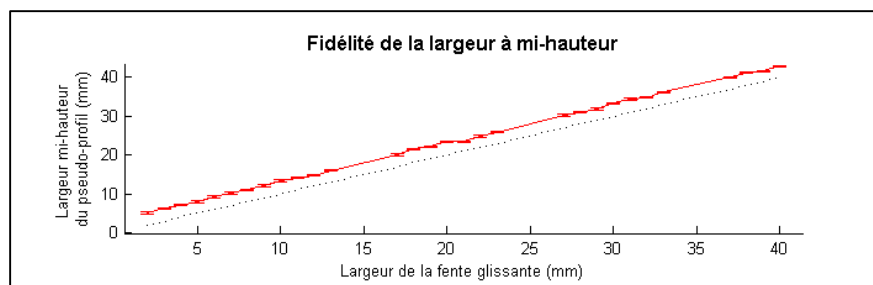


Figure 6-25 : Evolution de la largeur à mi-hauteur des courbes enveloppes en fonction de la largeur de la fente consigne.

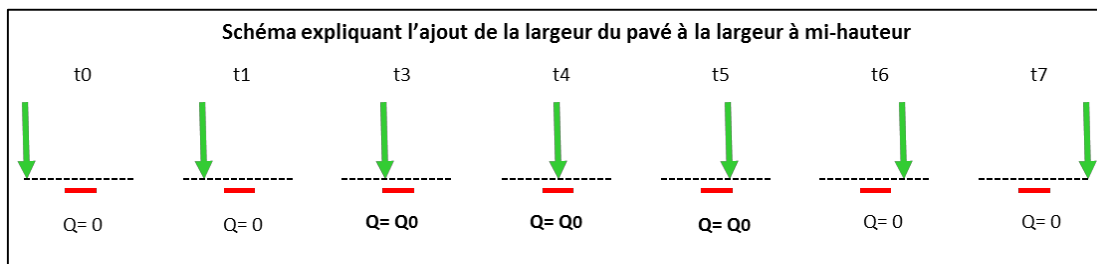


Figure 6-26 : Schéma illustrant la mesure de charge réalisée par un pavé idéal, sensible seulement à ce qui se passe à son aplomb, pour une source de la forme d'un Dirac. Quand la source se déplace, le pavé mesure un signal pendant toute la durée de présence de la source.

Ce qui est à retenir de cette étude, plus que le résultat en lui-même, est l'intérêt pour des faisceaux dynamiques d'exploiter l'information temporelle d'évolution de la charge par impulsion en sortie d'un pavé. Comme un pavé est particulièrement sensible à la présence du faisceau de photon directement à son aplomb, l'évolution de la charge par impulsion est principalement dictée par l'arrivée et le départ des lames de la ou des deux paires de lames à son aplomb. Les courbes enveloppes permettent donc une forme de visualisation du déplacement des lames. De plus, la fréquence d'acquisition étant élevée, liée à la fréquence des impulsions du faisceau, la précision spatiale sur les déplacements est fine. La principale application est le contrôle de fonctionnement du MLC. En routine, dans les centres délivrant des traitements de RCMI dynamique, il est courant d'effectuer quotidiennement un « TOP dynamique », qui consiste à vérifier la constance de la mesure d'une chambre d'ionisation située au centre du faisceau pour une fente glissante de quelques millimètres, après correction du TOP. Mais cette mesure détecte seulement des erreurs qui affectent les lames passant à l'aplomb ou à proximité de l'axe du faisceau, et est insensible aux erreurs qui pourraient survenir au début ou à la fin de la fente glissante. Si l'accélérateur est équipé d'un détecteur amont bidimensionnel, l'ensemble de la surface couverte par le déplacement du MLC est vérifiée. Et si l'analyse de l'évolution temporelle de la charge par impulsion est réalisée, la déviation par rapport à un contrôle de référence peut être quantifiée.

6.3.2. Système d'acquisition multivoies : les premières images du faisceau

Introduction

L'utilisation du PAC dans un environnement de radiothérapie ayant été validée, et son intérêt mis en évidence, ce montage a été retenu pour être intégré au prototype de détecteur avec la géométrie damier (voir 7.1). Une petite série de quelques dizaines de PAC a donc été réalisée en interne. Nous allons voir ici comment les premières images bidimensionnelles du faisceau ont été acquises avec le prototype simple, grâce à 9 exemplaires de PAC et à un système de multiplexage des données. La mise au point du système d'acquisition et de l'analyse qui permettent l'obtention d'image ont constitué les derniers travaux réalisés pendant la thèse. Les images vont donc être analysées visuellement de façon qualitative.

Matériels

Le dispositif de prise de mesure est visible sur la photo de la [figure 6-27](#). Il utilise quatre éléments : l'accélérateur, le détecteur, l'électronique et le système d'acquisition.



Figure 6-27 : Séance d'acquisition d'images sous faisceau avec le prototype.

L'acquisition d'image a été testée sous les deux **accélérateurs** du CHU de Grenoble : l'Elekta Sli et le Clinac 600. Sur le premier, seules des images de champs statiques définis par les mâchoires ont été enregistrées. Sur le second, ce sont des faisceaux statiques et dynamiques définis par le MLC qui ont été acquis. Le Clinac 600 est équipé d'un MLC millenium 80. Toutes les lames ont une épaisseur de 1 cm dans le plan de l'isocentre. L'intégralité des faisceaux acquis ne peut pas être présentée ici. Ceux que nous avons retenus sont :

- une série de 9 faisceaux statiques carrés de 1 cm de côté définis par les mâchoires, sous l'Elekta Sli. Entre chaque acquisition le champ est décalé de 0,5, 1, 2 ou 3 mm de part et d'autre la position initiale centrée.
- un faisceau dynamique qui correspond à l'ouverture d'une seule lame du MLC.
- un faisceau dynamique qui correspond à la fermeture de l'ensemble des lames du MLC.

Le **détecteur** utilisé est le prototype monté avec une épaisseur de volume sensible de 2 mm. Il est placé à 100 cm de la source pour les mesures sous l'Elekta Sli et à 70 cm sous le Clinac 600. La zone instrumentée ne représente que le quart de la totalité de la zone utile ([figure 6-28](#)). Elle est constituée de 81 pavés disposés en 9 lignes par 9 colonnes. Chaque pavé mesure 3 mm de côté et l'espace entre deux pavés est de 300 μm . S'il est positionné à 70 cm de la source, le détecteur couvre un champ maximal de 4,3 cm de côté dans le plan de l'isocentre. Deux pavés du coin inférieur gauche sont défaillants et auront donc une valeur nulle pour toutes les images.

L'**électronique** est constituée de 9 voies de lecture, une par ligne de la zone instrumentée. Chaque voie de lecture est composée d'un PAC et d'un numériseur qui permet de choisir le ou les pavés de la ligne qui sont reliés à l'entrée du PAC. Les pavés qui ne sont pas connectés au PAC ont leur potentiel imposé à la masse et ne participent pas au signal. Le fonctionnement est illustré sur la [figure 6-28](#). L'utilisation d'un système de multiplexage permet donc l'acquisition des 81 pavés par 9 voies de lectures.

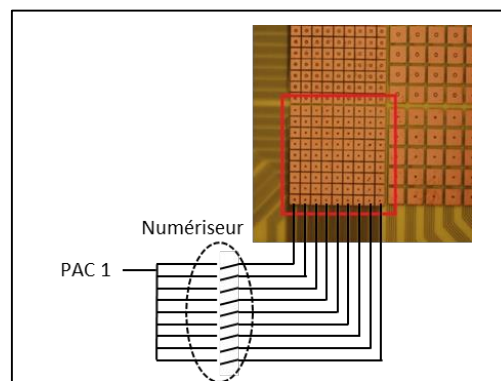


Figure 6-28 : Illustration du fonctionnement de la carte de commutation. Le principe de multiplexage est expliqué ici en prenant en exemple les pavés de la dernière ligne.

Le **système d'acquisition** est composé de 3 picoscopes ([figure 6-29](#)) :

- le premier a 2 voies d'acquisition qui sont connectées l'une au signal de présence du faisceau fourni par l'accélérateur (« TARG I ») et l'autre à la sortie du PAC 1. Ce picoscope et l'ordinateur qui le pilote sont situés au pupitre de traitement.
- les deux autres ont chacun 4 voies d'acquisition qui sont connectés aux sorties des PAC 2 à 5 pour l'un et 6 à 9 pour l'autre. Ils sont synchronisés entre eux et pilotés par le unique programme d'acquisition. Ne disposant pas de suffisamment de câble reliant l'intérieur du bunker au pupitre, ces picoscopes et l'ordinateur qui les contrôle sont placés dans le bunker. Un câble réseau reliant les 2 ordinateurs permet de prendre depuis l'extérieur le contrôle de l'ordinateur placé à l'intérieur. C'est également cet ordinateur qui pilote la carte de commutation.

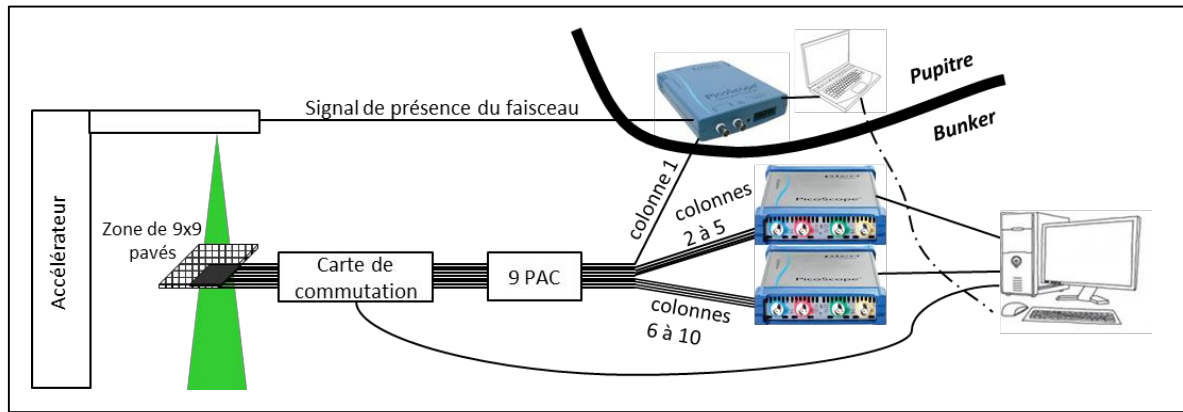


Figure 6-29 : Illustration du système d'acquisition permettant l'enregistrement de données pour l'acquisition d'images.

Méthode

L'acquisition d'un faisceau statique se déroule en plusieurs étapes. D'abord les programmes gérant l'enregistrement des données des picoscopes sont initiés sur les 2 ordinateurs. Puis un faisceau avec un nombre important d'UM est mis en route. Après avoir attendu quelques secondes que le faisceau se stabilise, une boucle de commutation est réalisée : une à une les 9 colonnes sont chacune à leur tour reliées à l'entrée du PAC pendant un intervalle de temps fixe de l'ordre de la seconde. Une fois la boucle terminée, le faisceau et les acquisitions peuvent être stoppés.

L'analyse pour passer des enregistrements de tension à l'image du faisceau se fait en plusieurs étapes :

- les données des 10 voies de lectures doivent être synchronisées. Au moment du lancement du faisceau, une importante perturbation (certainement liée à la mise en route du magnétron) est visible sur toutes les voies de lecture. C'est ce signal qui est utilisé pour la synchronisation.
- l'instant de chaque commutation doit être connu pour savoir à quels pavés correspondent les 9 tensions enregistrées. C'est encore une fois une perturbation qui est exploitée, la commutation créant une saturation passagère de la tension en sortie des PAC.
- à l'intérieur de chaque période temporelle délimitée par deux commutations, le temps de début de chaque impulsion est déterminé d'après le signal de référence fourni par l'accélérateur. Pour chacune des 9 voies d'acquisition, une impulsion moyenne est calculée à partir de 200 impulsions de chaque période temporelle. Au final, l'image brute du faisceau est constituée de 9x9 impulsions moyennes, à partir desquelles la charge par impulsion est calculée.
- l'image brute doit ensuite être corrigée des variations de réponses des pavés. Celles-ci résultent principalement de trois facteurs :
 - o de la différence de gain des 9 PAC.
 - o de la différence de composition du PCB à l'aplomb de chaque pavé. Du fait du tracé des pistes dans les couches internes, les pavés n'ont pas tous la même quantité de matière en amont, donc pas la même proportion d'interaction des photons.
 - o et pour les pavés du bord seulement, de la différence de volume de collection des charges liée à la conception du prototype.

Pour chacun des 9x9 pavés, un facteur correctif doit donc être déterminé. A ce stade du projet, le but était d'acquérir les premières images du faisceau sans les exploiter quantitativement. Nous avons donc déterminé les facteurs correctifs à partir de l'hypothèse, fautive en toute rigueur, que le faisceau est homogène. Ainsi, les facteurs correctifs sont calculés pour que l'image d'un faisceau de 5 cm de côté soit uniforme.

L'acquisition d'un faisceau dynamique est analogue à celle d'un faisceau statique, mais avec un enchaînement des boucles de commutation. Chaque boucle permet l'acquisition d'une image.

Résultats

La [figure 6-30](#) regroupe les acquisitions relevées sous l'Elekta pour le champ carré de 1 cm de côté déplacé de 0,5, 1, 2 ou 3 mm de part et d'autre la position initiale centrée. L'échelle de couleur est la même pour toutes les images et est normée au maximum de la série. Sur les images, le décalage se fait selon l'axe gauche/droite, un signe négatif correspondant à un décalage vers la gauche. Tous les décalages sont bien visibles, même ceux de 0,5 mm. Egalement, on constate que l'image de référence, qui est en théorie acquise avec le centre du détecteur aligné sur le centre du faisceau, ne présente pas la symétrie attendue. Les images acquises avec le champ décalé de +0,5 mm et +1 mm sont plus symétriques. La précision de notre positionnement est donc comprise entre le demi-millimètre et le millimètre. Aussi, il apparaît que certaines images se ressemblent par paire : les images des décalages de -3 mm et +0,5 mm, celles de -2 mm et +2 mm et celles de -1 mm et +3 mm. C'est l'effet de la taille du pas de répétitions des pavés, qui vaut 3,3 mm. Comme les acquisitions ont été enregistrées avec le détecteur placé à 100 cm de la source, il est pertinent que les images soient semblables pour un décalage égale à la taille du pas.

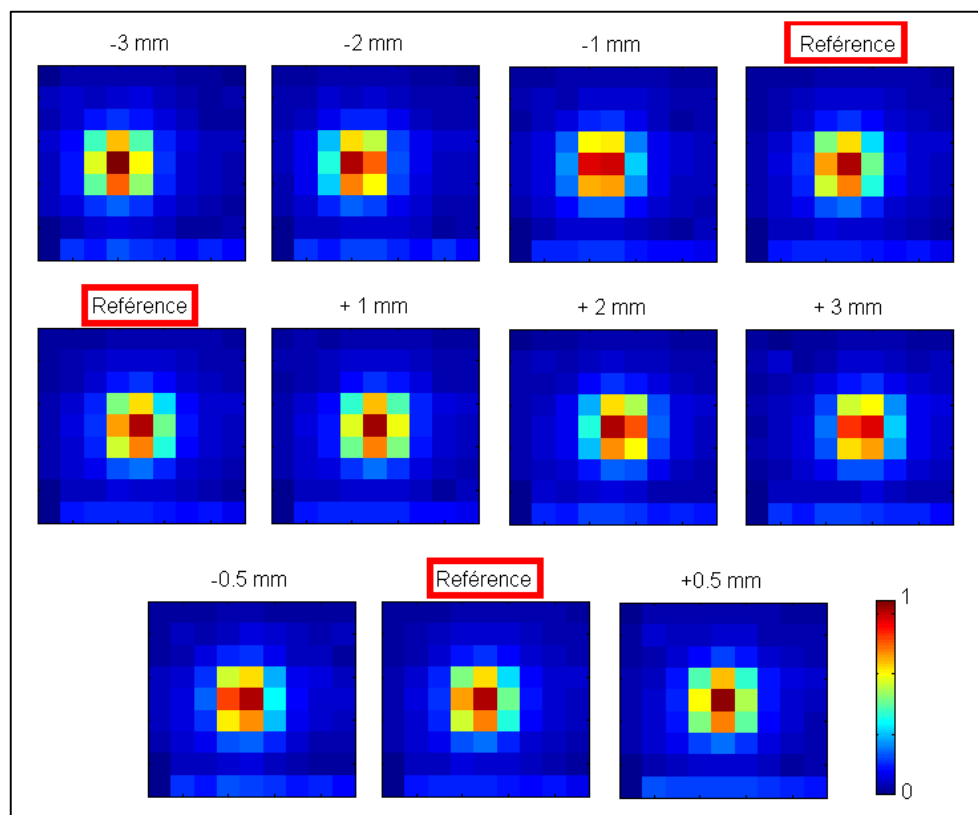


Figure 6-30 : Images acquises avec le prototype sous l'Elekta Sli, à 100 cm de la source. Tous les faisceaux sont des champs carrés de 1 cm de côté. Le champ de référence est obtenu avec un champ centré. Un décalage allant de -3 mm à +3 mm a été appliqué aux autres champs. L'échelle des couleurs est identique pour toutes les images et normée à la valeur maximale de la série.

La [figure 6-31](#) regroupe les images acquises sous le Clinac 600 pendant le mouvement d'ouverture d'une seule lame. Un faisceau de 600 UM a été délivré avec un débit de 600 UM/min. Le détecteur est placé à 70 cm de la source. Le centre du faisceau est au centre de l'image. La lame se déplace du bas vers le haut sur une distance totale projetée à 100 cm de 4 cm avec une vitesse de 4 cm/min. L'acquisition séquentielle est réalisée selon la direction perpendiculaire au mouvement des lames, de la droite vers la gauche. Le temps entre deux commutations est de 444 ms et une image est donc acquise en 4 secondes. La correction des variations inter-pavés n'a pas été appliquée car lors de cette séance de mesure aucune image statique couvrant l'intégralité de la zone instrumentée du détecteur n'a été acquise. L'échelle de couleur est la même pour toutes les images et est normée au maximum de la série.

Nous pouvons voir que :

- L'ouverture de la lame est visible sur quatre colonnes, les colonnes 2 à 5. C'est pertinent puisque la projection d'une lame est de 7 mm dans le plan du détecteur, donc légèrement plus que 2 colonnes. D'après la répartition du signal, on peut supposer que la lame qui se déplace est pratiquement à l'aplomb des colonnes 3 et 4, mais décalée vers la colonne 2.
- L'intensité des 2 pavés situés en bordure supérieure du champ semble suivre un cycle qui se répète toutes les 3 images, avec un décalage de 2 pavés vers le haut. Par exemple, sur l'image 7 le pavé de couleur jaune de la 4^{ème} colonne est situé à la 3^{ème} ligne en partant du bas, puis sur l'image 10 il est à la 5^{ème} ligne, puis sur l'image 13 il est à la 7^{ème} ligne. Le déplacement de la lame au niveau du détecteur est donc d'environ 6,6 mm en 1,33 secondes. Cela correspond à une vitesse de 4,25 cm/min dans le plan de l'isocentre, ce qui est pertinent.

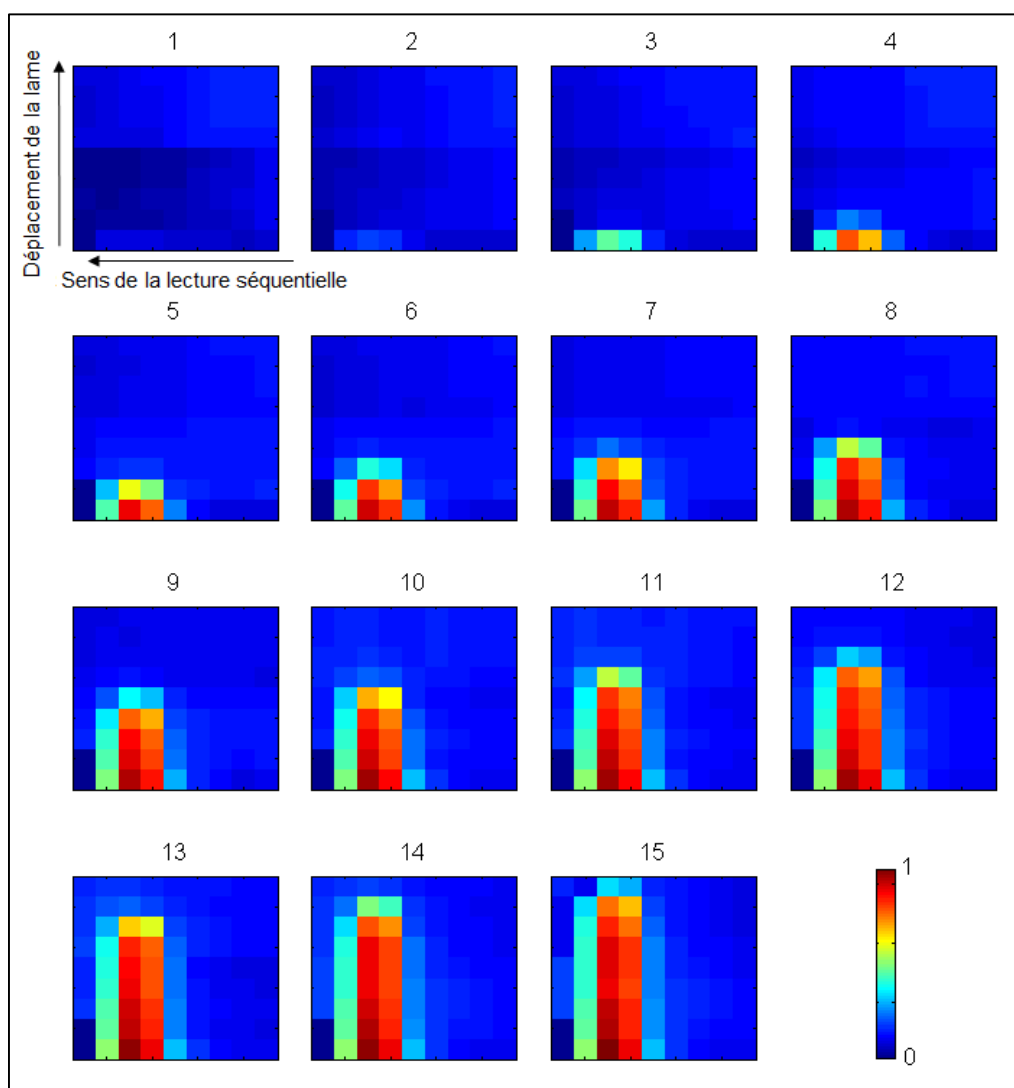


Figure 6-31 : Série des 15 images acquises pendant l'ouverture d'une lame du MLC sous le Clinac 600. La correction des variations inter-pavés n'a pas été appliquée.

La [figure 6-31](#) regroupe les images acquises pendant le mouvement de fermeture de l'ensemble des lames. Les conditions d'acquisition et d'analyse sont identiques à celles du faisceau d'ouverture d'une lame. Nous pouvons voir que, sur toutes les images, la colonne la plus à gauche mesure une charge plus importante que toutes les autres colonnes. Cela découle de la non correction des variations inter-pavés. Chaque pavé de cette colonne a été acquis avec une voie de lecture différente, donc des PAC différents. Donc cette augmentation de charge n'est pas due à un gain qui serait plus important pour un des PAC. Cette colonne

est sur le bord de la surface utile du détecteur. Comme autour des pavés il n'y a pas de plan de masse, à l'extérieur du volume à l'aplomb des pavés les lignes de champ ne sont plus perpendiculaire au plan du détecteur : elles s'incurvent pour se terminer au niveau du pavé le plus proche (figure 6-32). Ainsi, le volume de collection des charges est plus important pour tous les pavés du bord. L'effet existe aussi pour les pavés de la première ligne. Mais comme cette zone n'est pas irradiée, l'effet n'est pas visible.

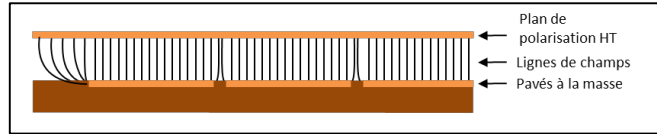


Figure 6-32 : Schéma illustrant la déformation des lignes de champ en bordure de la zone définie par les pavés.

Egalement, un artefact découlant de la lecture séquentielle est présent au niveau de l'extrémité des lames en mouvement. Un dégradé est visible dans la direction de la lecture séquentielle, de la droite vers la gauche, la charge étant plus importante à droite. Comme les lames avancent pendant l'acquisition, elles sont plus hautes lors de l'acquisition de la colonne la plus à droite et descendent au fur et à mesure que chaque colonne est acquise de la droite vers la gauche.

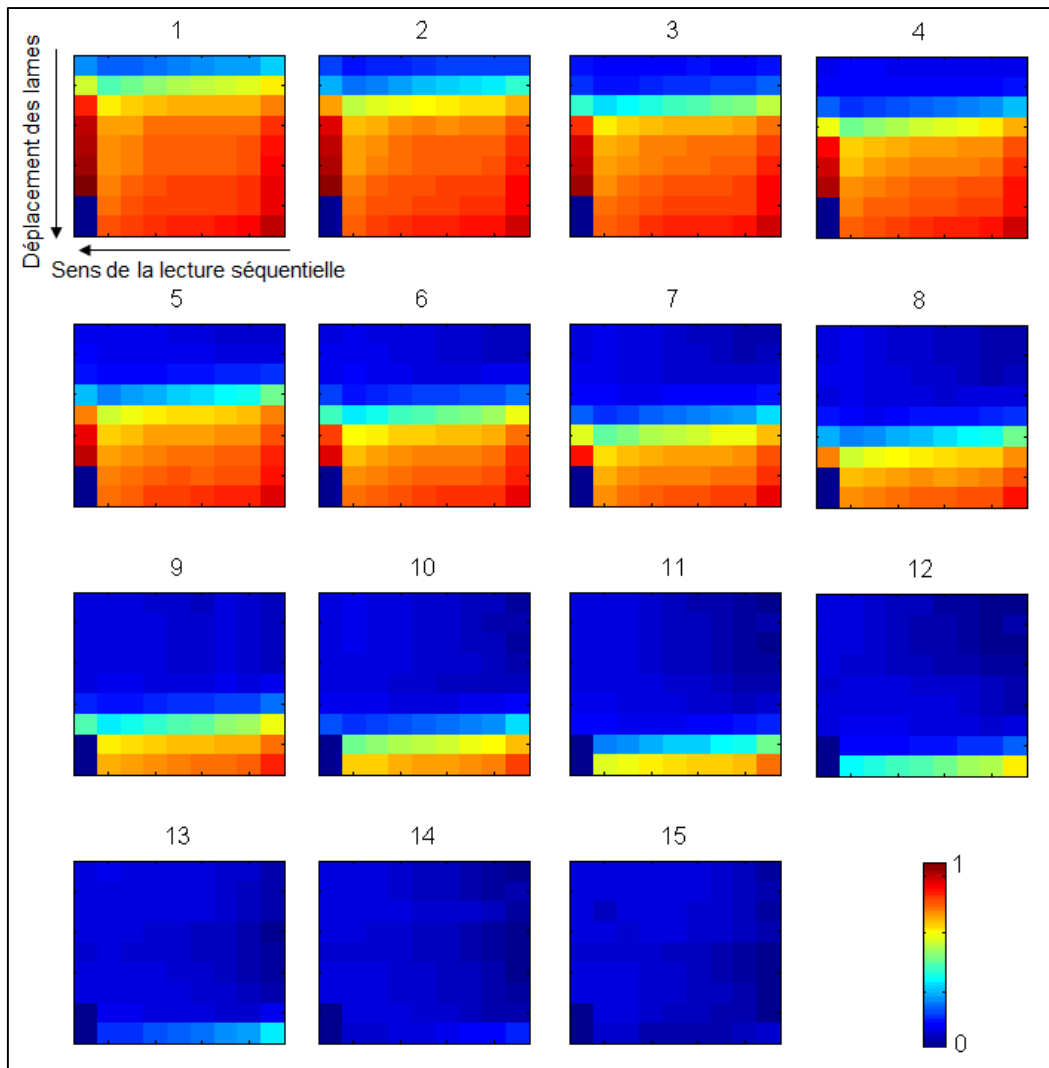


Figure 6-33 : Série des 15 images acquises pendant la fermeture de l'ensemble des lames du MLC sous le Clinac 600. La correction des variations inter-pavés n'a pas été appliquée.

Conclusion

Les premières images bidimensionnelles ont été acquises sous faisceaux statiques et dynamiques avec succès. L'analyse qualitative montre qu'un décalage de l'intégralité d'un champ de traitement statique de l'ordre du demi-millimètre est visible sur la différence de réponse du détecteur. Pour les faisceaux dynamiques, la succession des images permet bien de suivre le mouvement des lames. Ces premières images ont été acquises avec un temps de commutations relativement important, de 400 ms, ce qui cause un artefact lié au mouvement des lames pendant l'acquisition

6.4. Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre ont été présentés les principaux développements expérimentaux réalisés pendant les premières années du projet TraDeRa. Un prototype de détecteur de type chambre d'ionisation plane segmentée a été conçu et exploité. Les premières mesures acquises, qui mesuraient le courant moyen en sortie d'un unique pavé sous un faisceau statique, ont permis de retrouver les résultats obtenus avec les simulations GEANT4. La valeur du courant mesuré est bien celle attendue, l'augmentation de l'épaisseur du volume sensible dégrade la résolution spatiale du détecteur et l'introduction de matière dans le volume sensible améliore la résolution spatiale. Nous nous sommes ensuite intéressés à la mesure de charge à l'échelle temporelle d'une impulsion du faisceau. La forme du courant d'ionisation en sortie d'une voie de lecture du prototype a été étudiée et il a été vérifié qu'elle présente bien l'allure attendue. Un montage électronique amplificateur de charge, le PAC, a été mis au point et son avantage par rapport au montage convertisseur courant-tension a été mis en avant. Il permet, pour une mesure sur une unique impulsion, d'avoir une incertitude sur la mesure de charge inférieure à 5 %, et ce même pour une charge par impulsion de 30 fC. Le prototype et son électronique dédiée ont ensuite été exploités conjointement. Ne disposant au début que d'une voie de lecture, l'évolution de la charge par impulsion en fonction du temps a été étudiée. Pour des faisceaux statiques, cela nous a permis de mettre en évidence une différence de fonctionnement des accélérateurs Varian et Elekta. Pour des faisceaux dynamiques, nous avons vu que cette donnée peut être exploitée pour suivre le mouvement des lames du MLC. Pour terminer, les premières images bidimensionnelles du faisceau ont pu être acquises grâce à l'utilisation de 9 voies de lectures en parallèle et d'un système de multiplexage.

Nous avons au cours du manuscrit évoqué le développement d'un prototype présentant la géométrie en damier qui a fait l'objet de l'étude par simulation Monte-Carlo du chapitre 5. Ce prototype n'ayant pas donné les résultats attendus, nous avons décidé de ne pas inclure les développements le concernant dans ce chapitre expérimental. A titre informatif, il va être brièvement décrit dans le prochain chapitre qui conclut ce manuscrit.

Chapitre 7

Revue chronologique des travaux réalisés, conclusion et perspectives

7. Revue chronologique des travaux réalisés, conclusion et perspectives

Ces travaux de thèse ont été réalisés dans le cadre du projet TraDeRa et avaient pour but d'étudier et de mettre en œuvre un détecteur placé en sortie de la tête d'un accélérateur médical pour permettre le suivi en temps réel de l'administration des traitements modulés en intensité. Le rôle et l'intérêt de ce type de détecteur ont été montrés dans le chapitre 2. Depuis la fin des années 2000 et la survenue d'incidents lors de traitements de patients en France, la place des contrôles effectués pour garantir la sécurité du traitement a pris de l'ampleur. Les solutions pour réaliser un contrôle permanent du traitement, c'est-à-dire pendant toutes les séances, se diversifient et se multiplient. Trois classes se distinguent selon que ces solutions exploitent les données acquises par l'accélérateur (comme l'analyse des fichiers *log*), l'imageur portal, ou un détecteur amont. La première approche est critiquable par le fait qu'elle ne constitue pas un contrôle indépendant et supplémentaire de celui qui est déjà réalisé par l'accélérateur. L'intérêt des solutions les plus avancées de cette classe est qu'elles permettent de traduire la déviation de fonctionnement de l'accélérateur en effet dosimétrique pour le patient. La seconde approche, qui exploite l'imageur portal, est sans doute la plus courante et celle pour laquelle le plus de travaux existent. Les difficultés de cette approche découlent de son positionnement en aval du patient. D'une part le faisceau comporte une importante proportion de diffusé patient, qui influence fortement la mesure. Et d'autre part, le contrôle est sensible aux variations de positionnement et d'anatomie du patient qui s'ajoutent aux éventuels dysfonctionnements de l'accélérateur, et il est alors difficile de discerner les deux sources d'erreurs. La troisième approche, qui consiste à acquérir une mesure juste à la sortie de la tête de l'accélérateur, réalise un réel contrôle indépendant, et n'est sensible qu'aux seules erreurs de l'administration du traitement. C'est l'approche la plus récente et qui est actuellement en plein développement. En 2009, au début du projet, un manque existait et il y avait un réel besoin de nouvelles solutions. Le projet TraDeRa a été initié au LPSC car un nouveau type de détecteur, le MICROMEGas, semblait être le détecteur idéal pour remplir la fonction d'un détecteur amont. Les travaux se sont déroulés autour de deux axes : d'une part le choix du détecteur et de ses caractéristiques géométriques et d'autre part le développement de l'électronique. Et deux outils ont été exploités pour guider les choix effectués : le recours aux simulations Monte-Carlo et l'acquisition de données sous faisceau clinique de photons. Les deux axes de développement sont totalement dépendants l'un de l'autre. Ainsi, contrairement à la linéarité apparente qui peut ressortir de la lecture de ce manuscrit, les développements se sont déroulés en parallèle selon les deux axes, détecteur et électronique, et en exploitant conjointement les deux outils, simulation et prise de données. Avant de conclure ce manuscrit en faisant le bilan de ce qui a été fait et de ce qui reste à faire, une revue chronologique des travaux réalisés qui inclut le développement du prototype avec la géométrie damier va être faite.

7.1. Revue chronologique des travaux réalisés

Aucune activité appliquée à la radiothérapie n'avait été développée au LPSC avant le début du projet TraDeRa. Les spécificités du domaine étaient donc à déterminer, et en particulier le débit de fluence en photons en sortie de l'accélérateur n'était pas connu. Dans le domaine de la physique des particules, les débits sont sensiblement moins importants qu'en radiothérapie, et les détecteurs fonctionnent rarement en mode chambre d'ionisation. C'est pourquoi nous pensions au début, à tort, que le fonctionnement avec amplification des charges était nécessaire. Et c'est pour cela que la solution MICROMEGas paraissait très prometteuse. Un prototype pouvant fonctionner en mode MICROMEGas a donc été conçu dès le début du projet, en parallèle des premières simulations Monte-Carlo. Avant que le prototype ne soit opérationnel, les simulations ont permis de prédire l'ordre de grandeur du débit de particules chargées traversant le détecteur si cette solution était retenue. Ce débit étant compatible avec le fonctionnement avec amplification des charges, l'utilisation d'un détecteur MICROMEGas était toujours envisagée. Il fut tout de même décidé de reporter la mise en place de la micro-grille responsable de l'amplification des charges puisque les simulations

avaient montré que la charge sans amplification devait être suffisamment importante pour être exploitée avec une électronique commerciale disponible. Le fonctionnement d'une chambre classique étant plus simple que celui d'un détecteur MICROMEgas, l'exploitation du prototype sans amplification allait nous permettre de nous familiariser avec l'acquisition de données dans l'environnement de radiothérapie qui était mal connu. L'étude de l'influence des paramètres géométriques d'une chambre d'ionisation classique a alors été réalisée en même temps par acquisitions de profils balayant et par simulations Monte-Carlo. C'est également pendant cette phase du projet que les premières acquisitions ont été faites avec le montage convertisseur courant-tension, entraînant tout un questionnement sur le fonctionnement des accélérateurs. Au final, après plusieurs mois d'utilisation du prototype en mode chambre d'ionisation sans amplification, nous en avons conclu que l'approche MICROMEgas n'était pas adaptée à notre application. D'une part car le courant obtenu avec la chambre segmentée classique était suffisamment important. D'autre part car l'environnement de radiothérapie n'était pas compatible avec l'utilisation d'un détecteur nécessitant un long temps de mise en route avant de présenter un comportement stable, et nécessitant l'utilisation d'un gaz inflammable.

L'idée de limiter le parcours latéral des électrons issus des interactions des photons a été proposée pendant cette phase du projet, quand l'impact des paramètres géométriques de la chambre était étudié par simulations et via l'acquisition de profils « balayant ». Cette idée a rapidement été testée expérimentalement avec le recours à la grille en cuivre conçue au LPSC. L'effet attendu ayant été obtenu, la conception d'un prototype avec la géométrie damier a été initiée, en parallèle de l'étude par simulation de l'apport du damier présentée dans le chapitre 5. En attendant que ce deuxième prototype soit opérationnel, et en parallèle de simulations Monte-Carlo de la géométrie damier, le préamplificateur de charges adapté à nos courants d'ionisation a été mis au point. A la vue des performances obtenues, il a été décidé de réaliser une petite série de quelques dizaines de PAC destinés à équiper le prototype avec la géométrie damier, pour que l'acquisition ne soit pas limitée à une unique voie de lecture comme c'était le cas pour le premier prototype. Une fois le prototype damier et les nouveaux PAC réceptionnés, inspectés et testés sur banc de test au laboratoire, le détecteur équipé de son électronique intégrée était opérationnel pour l'acquisition sous faisceau ([figure 7-1](#)).

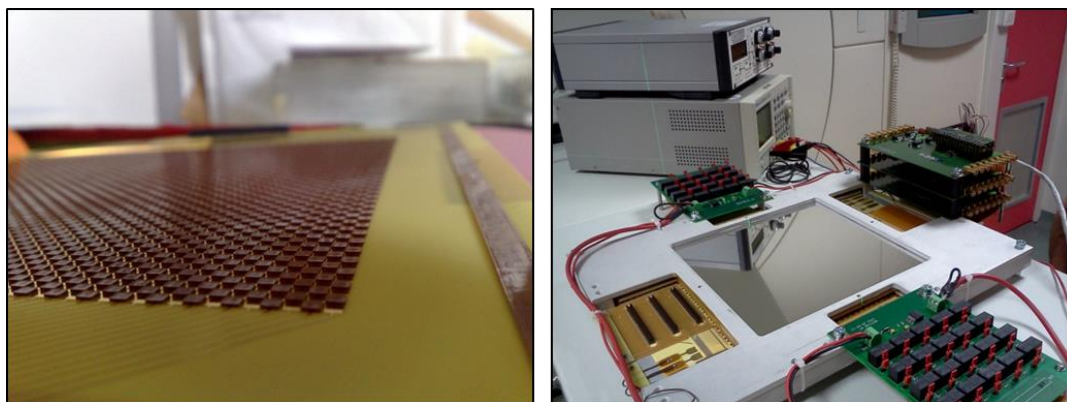


Figure 7-1 : Photos du prototype avec la géométrie damier. *Gauche* : vue focalisée sur les plots. *Droite* : vue d'ensemble du prototype équipé des cartes d'acquisition contenant les PAC.

Les mesures n'ont pas été à la hauteur de nos attentes. Les signaux acquis en sortie des pavés étaient incohérents ([figure 7-2](#)). En début d'irradiation les impulsions présentaient bien la forme attendue, mais petit à petit elles se déformaient : l'amplitude des impulsions baissaient et un pic de polarité opposée apparaissait en début d'impulsion.

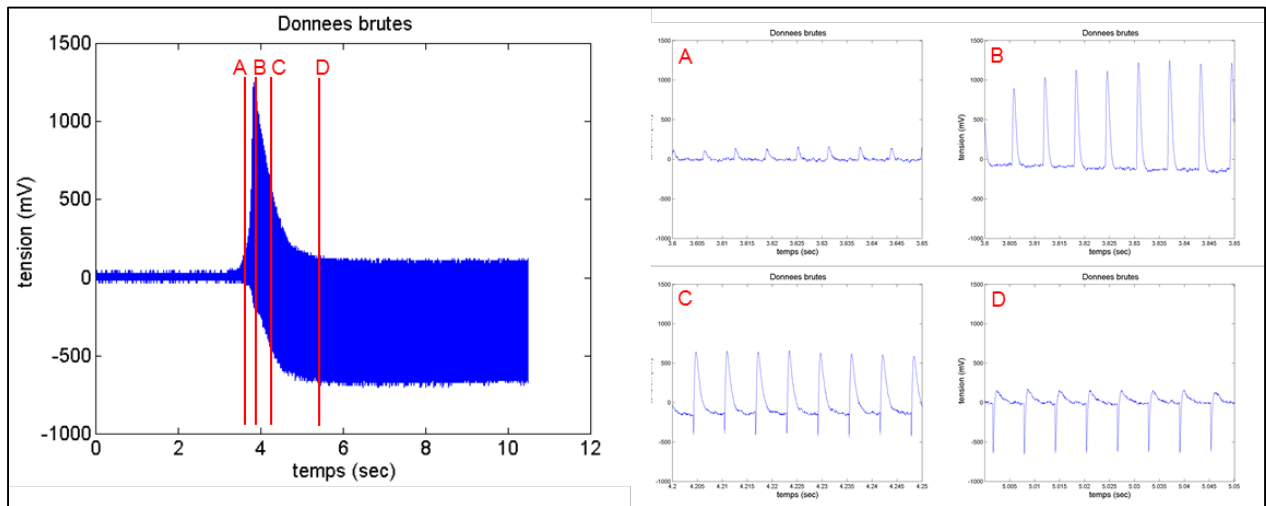


Figure 7-2 : Tension enregistrée en sortie du PAC relié à un pavé du prototype avec la géométrie damier. *Gauche* : vue d'ensemble. *Droite* : vue des impulsions à différents instants.

Plusieurs hypothèses ont été avancées pour expliquer ces signaux :

- toutes les voies de lecture du prototype ne sont pas instrumentées, et les voies non exploitées n'étant pas reliées à la masse elles étaient flottantes. Ainsi, pendant l'irradiation le potentiel de ces électrodes libres évolue et influence les lignes de champ à l'intérieur des volumes sensibles de la zone instrumentée.
- comme le détecteur n'est pas à l'équilibre électronique, les plots en kapton se chargent en volume en cours d'irradiation, et modifient les lignes de champ à l'intérieur des volumes sensibles de la zone instrumentée.
- les PCB étant extrêmement fin, avec une épaisseur de seulement 100 μm , les pistes sont peut-être partiellement coupées.

Pressés par les impératifs de livrable pour le projet INSPIRA¹, dont nous faisons partie, nous devons rapidement présenter des images bidimensionnelles acquises sous faisceaux. De plus, l'étude Monte-Carlo détaillée du détecteur avec damier a montré que la présence des plots présente un apport significatif surtout pour les fortes épaisseurs de volume sensible, de l'ordre du centimètre plutôt que du millimètre. Or, si le PAC est utilisé, avec une épaisseur du volume sensible de 2 mm la charge par impulsion est suffisamment importante pour avoir un signal exploitable. Ainsi, grâce aux performances de l'électronique, il s'avère qu'il est tout à fait possible d'avoir une épaisseur de volume sensible millimétrique. L'intérêt d'introduire la structure damier dans la zone sensible est alors limité. C'est pourquoi les développements concernant le prototype avec la structure en damier ont été mis de côté pour se concentrer sur l'acquisition d'images bidimensionnelles avec le prototype de chambre segmentée classique.

¹ Le projet INSPIRA (Informatique pour la Sécurité des Procédés et Installations en Radiothérapie) réunissait 3 industriels français (Dosisoft, AS2I et Medasys) et 10 partenaires scientifiques ou cliniques (CEA, INSERM, LPSC, CNAM, IGR, Curie, CLB-Lyon, CHU Grenoble). Le but était de développer et de commercialiser des produits logiciels et matériels pour améliorer et renforcer la sécurité et la qualité des traitements en radiothérapie

7.2. Conclusion

En 2012, trois ans après le début du projet TraDeRa, l'objectif fixé de mise au point d'un détecteur bidimensionnel de contrôle du faisceau en sortie de la tête de l'accélérateur était bien avancé. Tout d'abord, un important travail d'**appropriation des spécificités de la radiothérapie** avait été fait :

- les notions et concepts qui permettent de caractériser un faisceau de radiothérapie, différents de ceux utilisés en physique des particules, étaient connus.
- GEANT4, outils déjà utilisés au laboratoire mais pour d'autres applications, avaient été pris en main et validé spécifiquement pour notre application. Un modèle de source ponctuelle de photons, rapide à mettre en place, avaient été établi et validé. Pour notre application de développement d'un détecteur, il permettait de reproduire fidèlement la réalité tout en permettant un important gain de temps. L'exploitation de ce modèle avait permis de déterminer la composition du faisceau au niveau de l'entrée du détecteur : proportion de chaque type de particule, spectre en énergie en fonction du type de particule, distribution des directions des particules et débit de fluence.
- le fonctionnement des accélérateurs étaient connus. L'obtention du faisceau et l'impact d'erreurs de positionnement des lames du MLC avaient plus particulièrement été étudiés. Le contrôle du faisceau au pupitre de commande, la définition de champs particuliers via le logiciel Shaper et la manipulation de faisceaux de traitement réels au format Dicom RT plan étaient maîtrisés.
- les bruits électroniques et perturbations électromagnétiques présents lors des acquisitions sous faisceau au CHU, beaucoup plus importants que ceux typiquement présents dans un environnement de laboratoire, étaient connus.

Et les résultats concernant le **développement du détecteur** étaient très concluants. Comme il est connu que le point faible des détecteurs gazeux est leur manque de sensibilité, deux solutions innovantes avaient été envisagées. L'utilisation d'un détecteur MICROMEGas, qui fonctionne en mode amplification des charges, avait d'abord été planifiée. Puis l'idée d'introduire un damier dans la zone sensible avait été considérée. Ces deux solutions avaient pour objectif l'augmentation de la charge créée dans le volume sensible du détecteur. Mais finalement, la mise au point d'une **électronique de lecture performante** avait permis de se passer de ces solutions puisqu'une chambre d'ionisation plane à anode segmentée ayant une épaisseur de volume sensible millimétrique s'était révélée tout à fait adaptée pour constituer un détecteur amont. Fin 2012, la possibilité d'acquérir des images bidimensionnelles du faisceau avait été démontrée. Ce résultat avait été obtenu grâce aux échanges permanents pendant trois ans avec les membres du service d'électronique, ceux du groupe de développement des détecteurs et les physiciens du CHU de Grenoble, qui ont tous fait preuve de compétence, de sérieux, de disponibilité et d'inventivité et sans qui le projet n'aurait pu aboutir.

7.3. Perspectives

Depuis 2012 et la fin de cette thèse, le projet TraDeRa a continué d'évoluer. Une partie importante du travail a été consacré au **développement de l'électronique**. Un ASIC a été mis au point. Il regroupe 16 voies de lecture exploitant un montage intégrateur de charge avec mise en forme des signaux, codage numérique et lecture intégrée. Il s'agit d'un montage intégrateur pur, avec un retour à zéro » programmable. Il présente ainsi une dynamique importante qui permet de réaliser des acquisitions à l'échelle d'une unique pulsation du faisceau tout autant qu'à l'échelle de l'intégralité du faisceau. Les performances sous haute intensité ont été validées lors d'une campagne de mesure acquise en sortie du prototype placé dans le faisceau de la ligne 17 de l'ESRF. Pour améliorer le rapport signal sur bruit de la chaîne de mesure, l'accent a également été mis sur le filtrage des importantes perturbations générées par le klystron ou le magnétron.

Concernant la **géométrie du détecteur**, les développements se sont focalisés sur la définition de la forme des électrodes. Partant du principe que la périphérie du faisceau ne nécessite pas d'être suivie avec une précision spatiale aussi importante que celle du centre du faisceau, pour optimiser le nombre de voie de

lecture les électrodes sont de taille variable. Le prototype exploité actuellement couvre une surface de 20 cm de côté à l'isocentre, est équipé de 324 électrodes dont les données sont acquises par 21 ASICs. Un support dédié a été conçu pour pouvoir attacher le prototype à la tête de l'accélérateur. Début 2016, un nouveau prototype, couvrant une surface de 40 cm de côté, avec 1600 voies de lecture lues par 100 ASICs et équipé d'un module *bluetooth* a déjà été validé sur banc de test et est sur le point d'être testé sous faisceau (figure 7-3).



Figure 7-3 : Photos du prototype exploité actuellement (gauche), du support dédié pour les accélérateurs Varian (milieu) et du prototype sur le point d'être testé sous faisceau (droite).

Un **logiciel** exploite les données acquises par les ASICs (*Application-Specific Integrated Circuit*) pour les mettre en forme et afficher les images de faisceaux statiques et dynamiques. Le prototype est testé sous faisceaux clinique depuis plus d'un an. Une analyse a été mise au point pour comparer une image comportant une erreur simulée à une image de référence et déterminer les différences statistiquement significatives (figure 7-4).

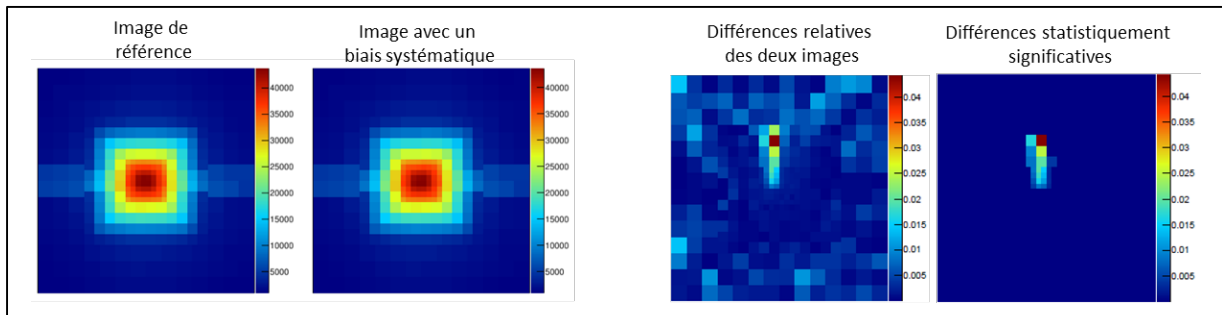


Figure 7-4 : *Gauche* : exemple d'images acquises avec le prototype en cours d'exploitation, la deuxième ayant été obtenu pour un faisceau identique à celui de la première mais avec un biais systématique. *Droite* : mise en évidence de l'apport de l'analyse des différences statistiquement significatives.

Le détecteur est donc maintenant complètement opérationnel pour l'acquisition d'images du faisceau et la mise en évidence de différences entre deux images. Et cela sur une importante plage d'amplitude qui permettra son utilisation même sous un faisceau sans cône égalisateur. Le prochain objectif est maintenant de déterminer comment exploiter les images acquises, sachant que l'analyse doit être la plus automatisée possible puisque quand le détecteur sera utilisé pour toutes les séances de traitement de tous les patients l'utilisation du TraDeRa ne devra pas être une tâche supplémentaire. Un travail de doctorat réalisé par Robin Fabbro au sein de l'équipe DAME est actuellement en cours sur l'étude du passage de la mesure du détecteur vers une estimation de la dose.

Annexes

Annexe A. Etude de l'impact de modification de positions de lames du MLC

Annexe B. Introduction au code Geant4

Des informations complètes sur GEANT4 sont disponibles en ligne¹. Deux documents d'intérêts pour les utilisateurs peuvent être cités : le guide pour les développeurs d'applications (*User's Guide: For Application Developers*) et le manuel de référence qui décrit la physique (*Physics Reference Manual*)². Le parcours en ligne du code source peut également être d'un grand intérêt³. Dans cette annexe, le fonctionnement global de GEANT4 va être décrit, dans un but pédagogique, pour aider un prise en main du logiciel par exemple.

B.1. La définition, les étapes clés, l'exploitation de la simulation

Nous allons voir ici comment est définie une simulation, quelles en sont les étapes clés, et comment elle est exploitée.

B.1.1. Les trois classes obligatoires pour la définition d'une simulation

Le point d'entrée d'une simulation est le programme principal *main*, dont le rôle est double. D'une part il crée une instance de la méthode *G4RunManager*, qui contrôle l'initialisation (méthode *Initialise*) puis le déroulement de la simulation (méthode *BeamOn*). Et d'autre part il associe à ce *RunManager* les classes dédiées à l'utilisateur. Trois classes doivent obligatoirement être présentes :

- ***G4UserDetectorConstruction***, qui permet de définir la géométrie de la simulation. Les formes, positions et matériaux des éléments considérés doivent être déterminés.
- ***G4UserPrimaryGeneratorAction***, qui permet de définir les particules initiales. Le type, la position, l'énergie et la direction des particules initiales doivent être déterminés, avec les distributions de probabilités associées. Pour des cas de sources de particules classiques, les paramètres peuvent également être définis via l'utilisation de commande scriptées, faisant appel à des *messengers*, ce qui permet une définition de la source après compilation. Les classes les plus couramment utilisées sont *G4ParticleGun* et *G4GeneralParticleSource*.
- ***G4UserPhysicsList***, qui permet de définir la physique utilisée (« physicsList »). Les particules pouvant être simulées, les interactions à considérer (appelés « *process* » dans GEANT4), les modèles permettant de décrire ces interactions ainsi que les paramètres propres à ces modèles, et la gestion des frontières doivent être déterminés.

C'est lors de l'initialisation de la simulation que la géométrie, les particules, les modèles physiques et les tables de sections efficaces correspondantes sont « construits ».

B.1.2. Les étapes clés de la simulation

Plusieurs classes contenant des méthodes évoquées à des étapes clé de la simulation sont personnalisables et permettent à l'utilisateur de contrôler la réalisation de la simulation ou de récupérer des informations. Les trois classes les plus couramment utilisées concernent :

- le pas (*step*), principalement via la méthode *UserSteppingAction* de la classe ***G4UserSteppingAction***. C'est l'élément de base de la simulation. Un grand nombre d'informations peuvent être relevées à cette étape. Elles concernent par exemple :
 - o le **pas** en lui-même : le numéro du pas, l'énergie déposée localement, la taille, le temps écoulé, le processus d'interaction ayant limité la taille du pas et bien d'autres.

¹ Page d'accueil : <http://geant4.cern.ch/index.shtml>.

² Accessibles via la page dédiée au support : <http://geant4.cern.ch/support/userdocuments.shtml>.

³ Page d'accès au parcours du code source : <http://www-geant4.kek.jp/Reference/>.

- les **points de début ou de fin du pas** (*PreStepPoint* et *PostStepPoint*) : l'énergie, la position, la direction, le volume auquel appartient le point et le matériau correspondant, l'éventuel entrée ou sortie d'un volume, le volume du pas suivant et bien d'autres.
- la **trace** : le type de particule, son numéro d'identification et celui de son parent, la taille de la trace, les caractéristiques de la particule au point de création (position, direction et énergie), le processus à l'origine de la particule et bien d'autres.
- les **particules secondaires éventuellement créées** pendant ou à la fin du pas : le type, l'énergie, la direction, la position de création et bien d'autres.

L'utilisateur a également la possibilité de tuer une trace, seule ou avec ses descendants en modifiant manuellement le statut de la trace (*SetTrackStatus(KillTrack.AndSecondaries)*).

- l'événement (*event*), principalement via les méthodes *BeginOfEvent.Action* et *EndOfEvent.Action* de la classe **G4VUserEventAction**. Un événement correspond à l'histoire complète de toutes les particules générées, particules filles comprises, suite à l'appel de la méthode *GeneratePrimaries* de la classe *G4VUserPrimaryGenerator.Action*. Classiquement, un événement correspond à une seule particule primaire, mais ce n'est pas toujours le cas. Quand par exemple des espaces de phases sont utilisés, il est courant de considérer que toutes les particules issues de la simulation du même électron initial en entrée de la cible font parties du même événement. Cela permet de reproduire l'événement tel qu'il aurait été obtenu si la simulation avait été réalisée sans passer par l'intermédiaire de l'espace de phase. Dans ce cas, au début de l'événement toutes les particules initiales sont stockées dans une pile (« *Stack* »). Puis la première est simulée, et au fur et à mesure que des éventuelles particules descendantes sont simulées, elles sont également ajoutées à la pile. Quand la particule suivie a perdue toute son énergie, est sortie du volume de simulation ou a été tuée par l'utilisateur, la particule suivante au sommet de la pile est prise comme nouvelle particule initiale. Quand la pile est vide, l'événement est terminé.
- le *run*, principalement via les méthodes *BeginOfRun.Action* et *EndOfRun.Action* de la classe **G4VUserRunAction**. Un *run* correspond à la reproduction d'événements analogues, puisque pour un même *run*, il ne peut y avoir qu'une seule géométrie, une seule physique, et une seule source de particules.

B.1.3. L'exploitation de la simulation

Une simulation est réalisée pour obtenir un résultat, que l'utilisateur doit définir. Trois stratégies sont possibles :

- des « **volumes sensibles** » peuvent être définis lors de la définition de la géométrie. Les pas se produisant dans ces volumes sont alors appelés des « hits », et certaines informations sont enregistrées dans une structure appelée « *HitsCollection* ». Le choix des informations collectées pour chaque *hit* est défini par l'utilisateur. A la fin de l'événement, l'utilisateur a accès à cette structure (via *G4HCofThisEvent*) et peut analyser et choisir de stocker les informations relevées. L'utilisateur peut également créer des *Digits* qui permettent, à la fin d'un événement, de tenir compte d'une électronique de lecture par exemple.
- des « **scorer** » peuvent être utilisés, via la classe "*G4ScoringManager*". Ils sont définis dans le programme principal et non dans le *DetectorConstruction*, et ne sont donc pas liés à la géométrie de la simulation. Ils permettent de relever des quantités physiques liées à un volume, comme par exemple l'énergie déposée, la charge collectée, la fluence en particule, la dose déposée etc... Des filtres peuvent être définis : il est possible par exemple de ne voir que les quantités correspondant au passage d'un type de particule, avec une énergie donnée.
- l'utilisateur peut définir ses propres **variables de sortie personnalisées**, récupérées manuellement lors de la simulation, au niveau du pas, de la trace, de l'événement, du run etc... Du fait de la grande diversité de nature des informations recueillis, GEANT4 ne calcule pas automatiquement l'incertitude statistique associée aux grandeurs étudiées et l'utilisateur doit donc veiller à le faire lui-même. Les informations peuvent être stockées sous différents formats. Elles peuvent tout simplement être écrites

dans des fichiers ascii ou binaires. Une autre solution couramment utilisée est de coupler GEANT4 avec la bibliothèque C++ d'analyse et de gestion de données ROOT, également développée par le CERN. Les variables typiques qui peuvent être utilisées sont les histogrammes, à 1, 2 ou 3 dimensions, et les « arbres », *TTree*. Un arbre est une structure qui est créée pour stocker un grand nombre de données ordonnées, permettant un accès rapide à celles-ci. Il est composé de « branches » qui sont elles-mêmes composées de « feuilles ». Par exemple, les branches peuvent correspondre aux différentes caractéristiques d'intérêt d'une particule (son identifiant, sa nature, son énergie, sa position selon X, Y et Z, etc...), et les feuilles sont alors les valeurs à différents instants de la simulation (par exemple pour différents pas à l'intérieur du même événement ou pour différents événements). Le type de variables d'une branche est très large, il peut s'agir d'un entier, d'un réel, d'une chaîne de caractère... ou même d'un tableau de variables.

Un autre aspect de la simulation, qui peut parfois être le but de la simulation, est la visualisation. GEANT4 propose de nombreux visionneurs, et des nombreuses options de visualisation. L'utilisateur peut ainsi choisir de n'afficher que les trajectoires qui correspondent à certains critères, en fonction de la nature de la particule, de la charge, de l'énergie, de l'histoire etc. Trois visionneurs sont couramment utilisés. **OpenGL** est largement utilisé pour son côté pratique puisqu'il permet de visualiser en direct et interactivement la géométrie et les trajectoires des particules, mais ni les images ni les données ne peuvent être sauvegardées. Les deux autres, **HepRep** et **DAWN**, ne permettent pas une visualisation en direct : des fichiers sont créés pendant la simulation et seront lu ultérieurement. HepRep a un rendu non photo-réaliste mais offre à l'utilisateur la possibilité de choisir, via une interface graphique, les éléments de la géométrie qu'il souhaite afficher ou non, et il permet également de choisir d'afficher ou non individuellement chaque trajectoire enregistrée. DAWN, développé spécifiquement pour GEANT4, présente un rendu photo-réaliste de très bonne qualité, avec les effets de lumières pris en compte, mais offre peut de fonctionnalité d'analyse : il est principalement utilisé pour illustrer les simulations dans les communications scientifiques.

B.2. Le suivi des particules

Nous allons voir ici quelle est la philosophie de suivi des particules, comment et pourquoi dans certains cas la taille du pas n'est pas directement reliée à la probabilité d'interaction et enfin comment est fait le choix de suivre ou non les particules secondaires.

B.2.1. La philosophie du suivi des particules

Chaque particule créée est suivie jusqu'à sa perte totale d'énergie, sa sortie du volume de la simulation, ou son éventuelle mort programmée par l'utilisateur. L'algorithme qui définit un pas pour une particule non à l'arrêt peut être décrit selon les étapes suivantes :

- à chaque action discrète ou continue de processus possible est associée une longueur de pas via la méthode *GetPhysicalInteractionLength*. La plus petite taille de pas est retenue.
- toutes les actions continues sont invoquées. Pour chacune, la perte d'énergie, la déviation et le déplacement sont calculés à partir des paramètres initiaux et non après invocation des actions déjà traitées.
- les caractéristiques de la particule sont mise à jour en sommant les contributions de chaque action continue. Les éventuelles particules secondaires sont définies et leurs paramètres sont stockés. Le temps est actuellement mis à jour.
- si la nouvelle énergie est nulle, les actions stoppées sont directement évoquées, les actions discrètes n'ayant plus lieu d'être.
- contrairement aux actions continues, seule l'action discrète ayant conduit à la limitation de la taille du pas, ou les actions discrètes éventuellement forcées (cas de certaines approches de réduction de variances) sont invoquées. Dans ce cas, les caractéristiques de la particule sont actualisées après

l'invocation de chaque action, avant que la prochaine ne soit évoquée. Les éventuelles particules secondaires sont définies et leurs paramètres sont stockés.

- si la nouvelle énergie est nulle, les actions stoppées sont évoquées.
- en cas de traversée de frontière, le point de fin se situe exactement à la limite des volumes mais appartient au volume suivant.
- le pas est défini. La méthode personnalisable par l'utilisateur *UserSteppingAction* est alors invoquée.

B.2.2. Limitation de la taille des pas

Quatre cas peuvent conduire à avoir un pas dont la taille n'est pas directement déterminée à partir de la probabilité d'interaction de la particule :

- la taille du pas peut être limitée par **la traversée d'une frontière**. Au début de chaque pas, le processus de transport détermine la limite géométrique du pas, correspondant à la distance à la prochaine frontière. Si c'est la plus petite distance liée aux différents processus possible, ce processus qui détermine la taille du pas. La fin du pas est située juste au niveau de la frontière mais appartient au volume suivant (figure 7-1). Le processus de transport doit obligatoirement être associé à toutes les particules. En plus de gérer la traversée des frontières, il gère le déplacement des particules chargées en présence d'un champ électromagnétique externe et l'écoulement du temps dans la simulation. La présence des frontières intervient également dans le processus de diffusion multiple comme nous le verrons un peu plus loin.

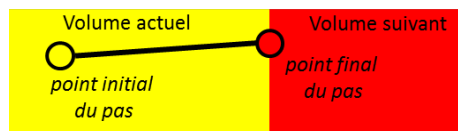


Figure 7-5 : Image illustrant le passage d'une frontière. Le pas s'arrête à la frontière et le point final appartient au volume suivant.

- également, pour les processus liés à la perte d'énergie des particules chargées, il est nécessaire de limiter la taille du pas pour que la **variation du pouvoir d'arrêt soit négligeable** entre le début et la fin du pas. Dans GEANT4, il existe un paramètre $R_{\text{over range}} (\alpha_R)$ qui définit la limite de la taille du pas par rapport au parcours de l'électron en début de pas. Il est modifiable par l'utilisateur et vaut par défaut 0,2 : c'est-à-dire que le pas est au maximum égal à 20 % du parcours de la particule en début de pas. Cependant, en fin de parcours cette approche devient trop restrictive. La solution est donc d'introduire un second paramètre, appelé *final range* (ρ_R), qui détermine une taille minimale de pas, par défaut fixé à 1 mm et également modifiable par l'utilisateur. La fonction *step function* permet de déterminer la limite sur la taille du pas en tenant compte de ces deux paramètres. Si s est la taille de pas limite et R est le parcours (*range*) la relation est :

$$s = \alpha_R R + \rho_R \left(1 - \frac{\rho_R}{R}\right) \quad (\text{Équ. 7-1})$$

On peut ajouter ici que ces paramètres ne doivent pas être confondus avec le paramètre « *linear loss limit* », qui intervient dans le calcul de l'énergie perdue une fois la taille du pas fixée. Si la perte d'énergie calculée par le produit du pouvoir d'arrêt par la taille du pas est supérieure à un seuil, le « *linear loss limit* », l'énergie en fin de pas est déterminée en exploitant la table inverse du pouvoir d'arrêt, qui permet à partir du parcours de déterminer l'énergie initiale de la particule.

- une taille de pas maximale peut tout simplement être **définie par l'utilisateur**. L'utilisateur a la possibilité de choisir les types de particules concernées, de l'appliquer si désiré à certains volumes de la simulation seulement, et d'adapter la limite à chaque volume.
- pour le cas particulier de la **diffusion multiple** seulement, la limitation du pas peut être définie par 3 paramètres :

- **le facteur de parcours** (« *range factor* ») limite la taille du pas à une fraction du libre parcours moyen,
- **le facteur géométrique** (« *Geometrical Factor* ») détermine le nombre de pas minimum devant être effectués dans un volume
- **le facteur peau** (« *skin* ») détermine, en nombre de libre parcours moyen, l'épaisseur d'une zone de part et d'autre chaque frontière où l'histoire condensée n'est plus appliquée et la simulation est réalisée en mode microscopique.

L'utilisateur doit choisir comment ces facteurs sont considérés. L'approche « *minimal* » ne tient compte que du paramètre de parcours, l'approche « *use safety* » tient compte des paramètres de parcours et de géométrie et l'approche « *use distance to boundary* », la plus complète, utilise les 3 paramètres.

B.2.3. La production des particules secondaires

Lorsqu'une interaction conduit à l'émission d'une particule secondaire, deux solutions sont possibles en fonction de son énergie. Si elle est supérieure à un seuil, elle est générée et suivie jusqu'à sa fin. Sinon, pour limiter le temps de calcul, toute son énergie est considérée être déposée au point de création. En pratique, dans GEANT4 le seuil n'est pas défini par l'utilisateur directement en énergie mais en distance qui serait parcourue par la particule. Cette définition est plus naturelle car directement reliée à la précision spatiale souhaitée pour la simulation. Cela permet également d'avoir une même coupure pour différents matériaux et différentes particules. L'utilisateur a la liberté de définir des coupures différentes en fonction du type de particule et en fonction des régions de la simulation, car généralement la précision attendue n'est pas la même dans tous les volumes de la simulation.

B.3. La physique dans GEANT4

Nous allons maintenant voir comment les phénomènes physiques d'interaction rayonnement matière sont concrètement implémentés dans GEANT4. Après avoir défini ce que sont les processus et les modèles associés, nous détaillerons comment GEANT4 simule les interactions des photons, la perte d'énergie des particules chargées, avant de terminer en détaillant le cas de la diffusion des particules chargées légères.

B.3.1. Les processus et les modèles

Pour GEANT4, chaque type d'interaction rayonnement-matière correspond à un processus. Aucune particule et aucun processus physique n'est considéré par défaut dans le code de simulation : l'utilisateur doit cibler ses besoins lorsqu'il écrit sa *PhysicsList*. Après avoir défini les particules impliquées, l'utilisateur doit affecter à chacune les processus physiques qu'elle peut subir. Chaque processus peut simuler au moins une action continue (*AlongStep*, cas de l'effet Cherenkov par exemple), discrète (*PostStep*, cas des interactions pour les photons par exemples) ou stoppée (*AtRest*, cas de l'annihilation pour les positrons par exemple). A chaque action possible de chaque processus correspond une probabilité d'interaction qui est utilisée pour déterminer une longueur de pas correspondant via la méthode *GetPhysicalInteractionLength*¹. Chaque action de chaque processus a également une méthode *DoIt*, qui est invoquée à la fin du pas pour tous les processus possibles. C'est cette méthode qui génère l'état final de la particule et des éventuelles particules secondaires.

Les processus physiques simulés par GEANT4 sont regroupés en sept catégories : électromagnétiques, hadroniques, de décroissance, optiques, paramétriques, de transport et photolepton-hadroniques (seulement depuis la version 9.6 pour le dernier). Pour notre application, seuls les processus électromagnétiques et de transport doivent être considérés. Il est possible d'ajouter que les processus paramétriques sont utilisés pour

¹ Déclinée en pratique avec *AlongStepGetPhysicalInteractionLength*, *PostStepGetPhysicalInteractionLength* et *AtRestGetPhysicalInteractionLength*. De même, la méthode *DoIt* est déclinée en *AlongStepDoIt*, *PostStepDoIt* et *AtRestDoIt*.

ce qu'on appelle les simulations « fast Monte-Carlo ». L'utilisateur peut créer ses propres processus, qui peuvent être limités à certains volumes de la géométrie et à certaines particules seulement, qui permettent de résumer un grand nombre de pas à seulement quelques un en faisant des approximations, un peu comme s'il créait sa propre histoire condensée. Pour décrire chaque processus, un ou plusieurs modèles existent. Un modèle est une classe dont les méthodes permettent de définir, pour un processus donné et à partir de l'état de particule avant interaction, les paramètres de la particule après interaction et éventuellement ceux des particules secondaires. Différents modèles, au choix, peuvent être appelés pour un processus donné, et il est parfois possible d'avoir une combinaison de modèles.

Les interactions physiques à considérer dans notre gamme d'énergie sont :

- pour les photons : les diffusions Rayleigh et Compton, l'interaction photo-électrique et la production de paires,
- pour les particules chargées légères : les collisions élastiques et inélastiques, le rayonnement de freinage et pour, les positrons seulement, l'annihilation.

GEANT ayant initialement été conçu pour des applications de physique des particules, donc de haute énergie, les modèles développés pour les différents processus étaient adaptés aux hautes énergies, pouvant aller jusqu'à une centaine de TeV, mais moins adaptés pour les basses énergies. Deux hypothèses sont faites :

- la matière est homogène, isotopique et amorphe.
- la particule est mouvement est supposée avoir une énergie minimale de 1 keV. Cela permet de considérer que les électrons atomiques sont quasiment-libre et leur énergie de liaison n'est donc pas considérée, la seule exception étant l'effet photo-électrique. Cela permet également de considérer les noyaux des atomes du milieu comme étant fixes : le moment de recul est donc négligé.

La limite inférieure de validité de GEANT4 « standard » est donc de l'ordre de 1 keV. Pour étendre la validité vers les basses énergies, une extension basse énergie a été développée. Deux solutions sont alors offertes à l'utilisateur : il peut utiliser la physique « Livermore », qui étend la validité jusqu'à 250 eV, ou la physique « Penelope », qui étend la validité jusque 100 eV. Les processus déjà implémentés pour la physique standard et modifié sont l'effet photo-électrique, les diffusions Compton et Rayleigh¹, la création de paire, le rayonnement de freinage et l'ionisation du milieu. Pour la physique Penelope, l'annihilation est également modifiée. Un processus supplémentaire est ajouté : la relaxation atomique. La physique Livermore repose sur une adaptation des modèles existants couplée à l'utilisation de bases de données plus adaptées aux basses énergies². La physique Penelope repose sur une réécriture complète des modèles, basée sur le code Monte-Carlo PENELOPE, couplée à l'utilisation des bases de données également exploitées par PENELOPE. Il est important de préciser que les collisions élastiques des particules chargées ne sont pas traitées différemment selon la physique utilisée (donc y compris la diffusion multiple des électrons).

L'exploitation des nouvelles bases de données permet :

- l'utilisation, pour tous les processus, de sections efficaces plus adaptées aux basses énergies,
- la considération de la structure atomique pour les sections efficaces des processus photo-électrique et d'ionisation,
- la considération du spectre énergétique des particules issues des processus d'interaction des électrons,
- l'amélioration du processus Compton,
- l'amélioration du processus Rayleigh,
- la prise en compte des énergies de liaisons des électrons,
- la prise en compte de la fluorescence et de l'effet Auger.

¹ Avec les versions antérieures à 9.5, la physique standard par défaut ne considérait pas la diffusion Rayleigh

² Pour les interactions des photons et électrons, la physique Livermore fait appel aux bases de données du laboratoire Livermore : EEDL et EPDL, déjà citées, et EADL pour les données liées aux structures atomiques. La physique standard fait appel aux bases de données du NIST.

B.3.2. Le transport des photons

Pour les photons, tous les codes de calculs simulent l'intégralité des interactions subies car le nombre d'interactions par unité de longueur est relativement faible. Une façon classique de définir chaque pas est de procéder en deux temps : la longueur parcourue avant l'interaction est d'abord déterminée, puis la nature de l'interaction. Ensuite sont définies, selon le type d'interactions, les paramètres d'énergie et de direction du photon après interaction et ceux des éventuelles particules secondaires créées :

- la distance d parcourue avant la prochaine interaction est déterminée en tirant un nombre aléatoire R_1 , équiréparti entre 0 et 1, puis en appliquant : $d = -1/\mu \cdot \ln(1 - R_1)$. μ est le coefficient d'atténuation linéique total. Cette équation est la relation inverse de la fonction $F(d) = \int_0^d \mu \cdot e^{-\mu \cdot x} dx = 1 - e^{-\mu \cdot d}$. Comme $f(x) = \mu \cdot e^{-\mu \cdot x} dx$ est la densité de probabilité d'interaction d'un photon entre x et $x+dx$, la fonction $F(d)$ détermine la probabilité qu'un photon parcourt au moins la distance d avant d'interagir.
- une fois le point d'interaction déterminé, le choix du type d'interaction repose sur le tirage d'un nombre aléatoire équiréparti entre 0 et 1, noté R_2 . Les coefficients d'atténuation linéique partiels des quatre interactions possibles, dont la somme est égale au coefficient d'atténuation linéique total μ , sont notés μ_{Rayleigh} , $\mu_{\text{P.E.}}$, μ_{Compton} et μ_{paire} . Si $0 < R_2 < \mu_{\text{Rayleigh}}/\mu$, alors l'interaction Rayleigh se produit, si $\mu_{\text{Rayleigh}}/\mu < R_2 < (\mu_{\text{Rayleigh}} + \mu_{\text{P.E.}})/\mu$, alors l'interaction photoélectrique se produit, si $(\mu_{\text{Rayleigh}} + \mu_{\text{P.E.}})/\mu < R_2 < (\mu_{\text{Rayleigh}} + \mu_{\text{P.E.}} + \mu_{\text{Compton}})/\mu$, alors l'interaction Compton se produit et sinon la création de paires se produit.

Le fonctionnement de GEANT4 est différent. Une distance parcourue avant la prochaine interaction est déterminée pour chaque type d'interaction. Notée d_i , elle est directement déterminée à partir du coefficient d'atténuation associé, μ_i , comme décrit dans le paragraphe précédent. L'interaction réalisée est celle avec la plus distance d_i .

B.3.3. Processus de perte d'énergie des particules chargées

Dans GEANT4, tous les processus liés à la perte d'énergie des particules chargées, donc y compris le processus d'ionisation et le processus de rayonnement des électrons, ont un fonctionnement semblable. La perte d'énergie est séparée en une composante continue et une composante discrète. Cette séparation est directement liée aux coupures en énergies définies par l'utilisateur. Les interactions qui conduisent à l'émission d'une particule secondaire dont l'énergie est inférieure à la coupure contribuent à la perte d'énergie continue, et les autres contribuent à la perte d'énergie discrète puisque les particules secondaires vont être générés et suivies. Du fait du grand nombre d'interactions par unité de longueur, plusieurs interactions sont considérées pour la simulation d'un pas. Il s'agit donc d'un algorithme d'histoire condensée de classe II. Si E_0 est l'énergie de l'électron initial, T l'énergie de la particule secondaire, et σ la section efficace, par atome du milieu, d'éjection de la particule secondaire avec une énergie T correspondant au processus considéré, la section différentielle, en fonction de l'énergie de la particule secondaire, est notée $\frac{d\sigma(E_0, T)}{dT}$. Si T_{cut} est l'énergie de coupure et n_{at} le nombre d'atomes par unité de volume, la perte d'énergie continue par unité de longueur est alors égale à : $\frac{dE_{\text{cont}}(E_0, T_{\text{cut}})}{dx} = n_{\text{at}} \times \int_0^{T_{\text{cut}}} \frac{d\sigma(E_0, T)}{dT} \times T dT$. En pratique, cette approche est utilisée pour déterminer, lors de l'initialisation de la simulation, les tables de pouvoir d'arrêt retreint, qui tiennent compte des coupures. Une table est définie pour chaque matériau puisque les coupures sont définies en distances et non en énergie, et également car les coupures peuvent varier selon les régions du détecteurs. Des fluctuations statistiques et des facteurs correctifs sont également considérés pour déterminer la perte d'énergie qui sera finalement attribuée. Pour la perte d'énergie discrète, la section efficace

d'interaction est obtenue par intégration de la section efficace différentielle selon :

$$\sigma(E_0, T_{\text{cut}}) = \int_{T_{\text{cut}}}^{T_{\text{max}}} \frac{d\sigma(E_0, T)}{dT} dT \text{ où } T_{\text{max}} \text{ est l'énergie maximale transmissible à la particule secondaire.}$$

Avec la physique standard, pour le **processus d'ionisation** correspondant aux particules chargées légères, *G4eIonisation*, la perte d'énergie continue est déterminée à partir de la formule de Berger-Seltzer, qui permet de définir la perte d'énergie continue restreinte. Pour la perte d'énergie discrète, la section efficace différentielle est basée sur le modèle de Moller pour les électrons et de Bhabha pour les positrons.

B.3.4. Processus de diffusion multiple pour les particules chargées légères

La majorité des interactions des électrons avec la matière conduisent à de faibles changements en énergie et en direction. Une simulation qui tient compte de chaque interaction, appelée simulation « microscopique », conduit à des temps de calcul extrêmement longs. Pour pallier cet inconvénient, Berger a introduit en 1963 le principe de l'« histoire condensée » (170), aussi appelée simulation « macroscopique ». Les interactions élémentaires sont regroupées en étapes, appelées « pas » et seuls les effets globaux sur la perte d'énergie, le changement de direction et le déplacement latéral sont déterminés à partir de distributions appropriées. Deux types d'implémentation sont distingués en fonction de comment sont considérées les interactions dites « catastrophiques », pour lesquels la perte d'énergie et la déviation angulaires sont supérieures à des seuils. Dans un algorithme de classe I, le regroupement s'applique à toutes les interactions alors que dans un algorithme de classe II, les interactions « catastrophiques » sont simulées explicitement : il s'agit alors de simulation mixte. L'implémentation de modèles permettant de tenir compte de ces interactions est un paramètre d'importance qui influence les performances d'un code Monte-Carlo, c'est-à-dire le temps de simulation et la validité du résultat. En particulier, une attention particulière doit être portée à la détermination des paramètres des pas proches d'une interface. Parmi les quatre codes MC cités, seul MCNP est de classe I, les trois autres sont de classe II.

La diffusion multiple est l'approche d'histoire condensée associée aux interactions des particules chargées légères élastiques individuelles, aussi appelées interactions coulombiennes, qui dévient l'électron ou le positron sans perte d'énergie. A un pas est associé : un déplacement longitudinal z , aussi appelé taille géométrique du pas, un déplacement latéral r , une longueur de pas réelle t , et un angle de déviation θ (figure 7-2).

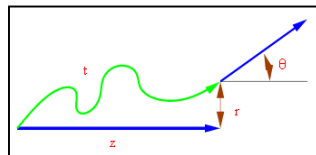


Figure 7-6 : Schéma illustrant la définition des paramètres associés à un pas lors de la diffusion multiple des particules chargées légères.

Le modèle implémenté par défaut dans GEANT4 est le modèle *Urban*, développé à partir de la théorie de Lewis (206), qui a beaucoup évolué avec les versions de GEANT4 (176). Depuis la version 9.3, deux nouveaux modèles sont également disponibles (176). Le modèle *Wentzel-VI* pour lequel l'approche d'histoire condensée, avec application du modèle *Urban*, n'est appliquée que pour les pas ayant une déviation angulaire inférieure à un seuil (l'algorithme est alors de classe II). Et pour les électrons et positrons seulement, le modèle *Goudsmit-Saunderson* (207), basé sur la théorie du même nom (208, 209). C'est également sur cette théorie que s'appuient les algorithmes de diffusion multiples des logiciels EGSnrc et PENELOPE (210). En 1997, l'implémentation par Kawrakow d'un nouveau modèle de diffusion multiple basé sur la théorie de Goudsmit-Saunderson est un changement majeur dans EGS, qui est en parti à l'origine de la sortie de la version EGSnrc deux ans plus tard (211).

Annexe C. Vérification des relations de Compton et de la formule de Klein-Nishina, et analyses des caractéristiques des particules obtenues

C.1. Introduction

L'interaction Compton est prédominante dans notre gamme d'énergie. Le but de cette étude est double. Dans un premier temps, les caractéristiques des particules après une interaction Compton simulée par GEANT4, vont être comparées aux caractéristiques prédites par la théorie. Dans un second temps, les caractéristiques des particules vont être analysées.

C.2. Matériels et méthodes

C.2.1. Description de la simulation

La **source** de particule utilisée est une source ponctuelle unidirectionnelle de photons mono-énergétiques. La direction de la source définit l'axe Z. L'énergie des photons est de 1 MeV.

La **géométrie** de la simulation est constituée d'un unique volume d'air cubique de 1 mètre de côté. La source est positionnée au centre de ce cube.

La **physique** est celle décrite au chapitre 3 : électromagnétique standard « option 3 ».

L'**exploitation** de la simulation est réalisée manuellement. Pour la première interaction Compton subie par un photon initial, sont relevés (figure 7-3):

- les positions X_0 , Y_0 et Z_0 de l'interaction.
- les directions θ et φ respectivement du photon diffusé et de l'électron Compton par rapport à la direction du photon initial.
- les énergies du photon incident et de l'électron mis en mouvement.

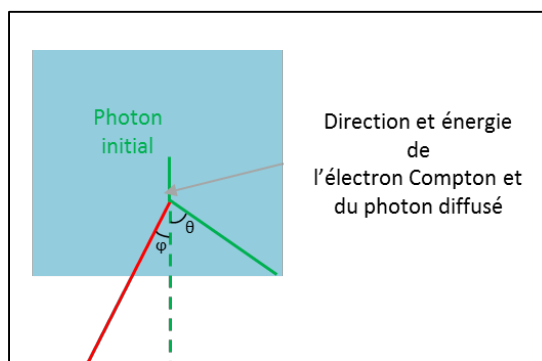


Figure 7-7 : Schéma illustrant les variables de sorties relevées au cours de la simulation

C.2.2. Les relations théoriques

Les relations Compton ((équ. 7-2) et (équ. 7-3)) et la formule de Klein-Nishina (équ. 7-4), sont rappelés rappelés ci-dessous.

$$E_{\text{diff}} = \frac{E_0}{1 + \alpha (1 - \cos \theta)} \quad (\text{Équ. 7-2})$$

$$\frac{1}{\tan \varphi} = (1 + \alpha) \tan \frac{\theta}{2} \quad (\text{Équ. 7-3})$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{E_{\text{diff}}}{E_0} \right)^2 \left(\frac{E_{\text{diff}}}{E_0} + \frac{E_0}{E_{\text{diff}}} - \sin^2 \theta \right) \quad (\text{Équ. 7-4})$$

Avec :

- E_0 et E_{diff} les énergies du photon incident et du photon diffusé respectivement
- $\alpha = E_0/m_e c^2$ avec $m_e c^2 = 0,511 \text{ MeV}$.
- θ l'angle entre le photon diffusé et le photon incident
- φ l'angle entre l'électron Compton et le photon incident
- $d\sigma/d\Omega$ la section efficace différentielle angulaire par unité d'angle solide
- r_0 le rayon classique de l'électron

De la combinaison des relations Compton et de la formule de Klein-Nishina, l'équivalent de la relation de Klein-Nishina mais pour l'angle d'émission de l'électron Compton peut être déduite (212). Les sections efficaces différentielles respectivement pour l'électron et le photon diffusé, notées $\frac{d\sigma}{d\Omega_\varphi}$ et $\frac{d\sigma}{d\Omega_\theta}$, sont reliées selon :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_\varphi} = \frac{d\sigma}{d\Omega_\theta} (1 + \alpha)^2 (1 - \cos \theta)^2 \frac{1}{\cos^3 \varphi} \quad (\text{Équ. 7-5})$$

La [figure 7-4](#) représente la formule de Klein-Nishina pour une énergie initiale de 1 MeV. Comme la section efficace est donnée par unité d'angle solide Ω , la représentation en coordonnées polaires permet de visualiser la distribution des photons « dans un plan ».

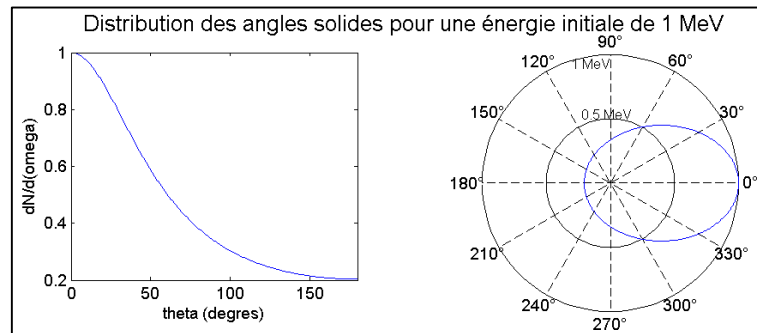


Figure 7-8 : Représentation de la formule de Klein-Nishina pour une énergie de photon incident de 1 MeV.

Pour représenter la distribution de l'angle θ et non celle de l'angle solide Ω , il faut appliquer un facteur multiplicatif égal à la dérivée de $\left| \frac{d\Omega}{d\theta} \right|$, qui vaut $\sin(\theta)$. Dans le manuscrit, pour analyser les résultats obtenus par simulations de MC concernant les distributions angulaires, ce sont les distributions d'angle θ qui ont été analysées. Ce sont donc ces distributions qui vont être exploitées dans la prochaine section, pour la comparaison entre les résultats théorique et Geant4, et non celles qui sont classiquement représentées.

C.3. Résultats

C.3.1. Comparaison entre GEANT4 et la théorie

La [figure 7-5](#) représente les résultats obtenus avec GEANT4 superposés aux graphiques analytiques pour :

- les distributions des angles θ et φ , de diffusion du photon et d'émission de l'électron, reliées à la formule de Klein-Nishina,
- la relation entre l'énergie du photon diffusé et l'angle de diffusion de photon, équation 1 de Compton,
- la relation entre l'angle d'émission de l'électron et celui du photon diffusé, équation 2 de Compton.

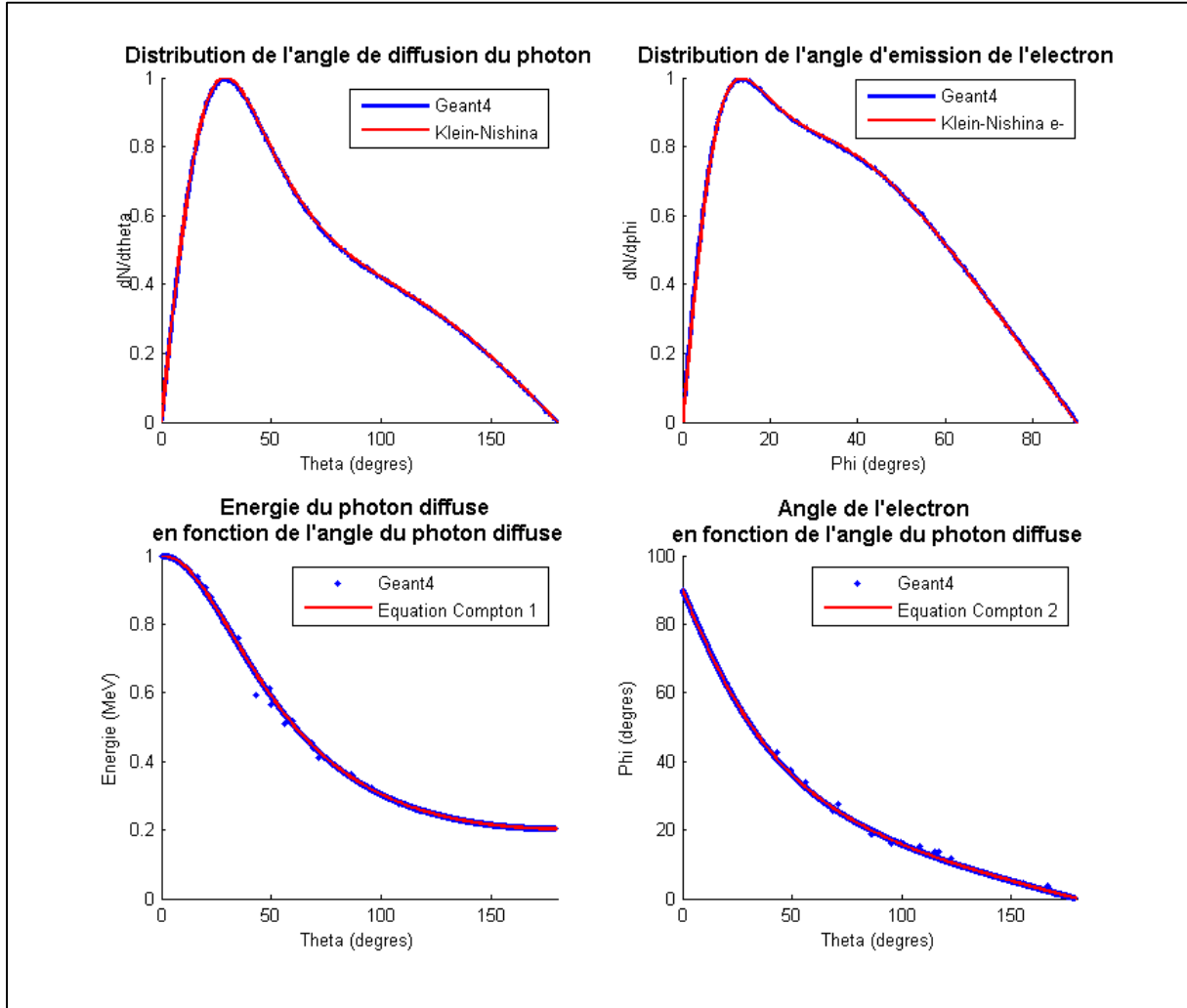


Figure 7-9 : Comparaison de la formule de Klein-Nishina et de son équivalent pour les électrons (haut), et des relations de Compton (bas), entre le théorie et GEANT4. Cas de photons initiaux de 1 MeV.

La première conclusion est que les résultats se superposent parfaitement : GEANT4 reproduit fidèlement les équations théoriques. Nous allons maintenant analyser les caractéristiques des particules.

C.3.2. Analyse des caractéristiques des photons et électrons

Les distributions angulaires présentées sont celles des angles θ et φ directement, et non des angles solides correspondants. La symétrie sphérique n'est pas considérée, et c'est pour cela que les distributions angulaires ne présentent pas de maximum en 0.

Les photons sont principalement diffusés vers l'avant, avec une minorité de photons rétrodiffusés. Et les électrons sont exclusivement émis vers l'avant puisque la distribution est nulle au-delà d'un angle de 90° .

Vérification des relations de Compton et de la formule de Klein-Nishina, et analyses des caractéristiques des particules obtenues

Grâce aux résultats de la simulation, il est également possible de visualiser le spectre en énergie des électrons émis (figure 7-6, gauche). Il présente la forme caractéristique du fond et du front Compton qui s'observe en spectrométrie gamma. L'énergie maximale de l'électron, qui vaut 0,8 MeV, correspond au cas où le photon est diffusé avec l'angle maximal de $\theta = 180^\circ$. Au premier abord, cette distribution surprend puisqu'elle montre que les électrons sont majoritairement émis avec des énergies proches de l'énergie maximale, ce qui correspond à d'importants angles de diffusion. Or nous venons de voir que les photons sont majoritairement émis vers l'avant, donc avec de faibles angles de diffusion qui correspondent à de faibles énergies de l'électron. C'est la forme de la relation entre l'énergie de l'électron et l'angle de diffusion θ (figure 7-6, droite) qui explique cette observation. Celle-ci présente une pente raide pour les basses énergies mais plate pour les hautes énergies. Ainsi, pour les faibles angles θ , des petites variations d'angles vont conduire à des changements d'énergie importants, et donc les dépôts d'énergie correspondants vont être répartis dans plusieurs bin du spectre en énergie. Au contraire, pour les grands angles θ , des petites variations d'angles conduisent à peu de changement d'énergie, et donc les dépôts d'énergie correspondants vont être accumulés dans un même bin du spectre en énergie.

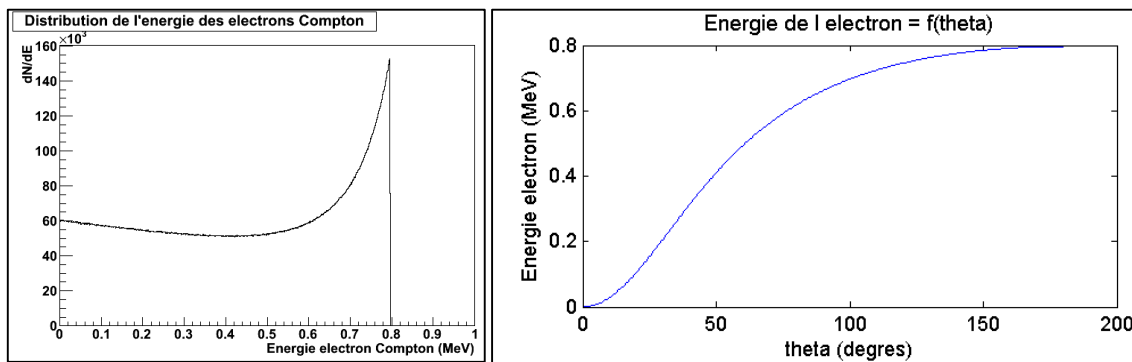


Figure 7-10 : Gauche : distribution de l'énergie des électrons Compton. Droite : relation entre l'énergie de l'électron Compton et l'angle du photon diffusé.

Bibliographie

1. ICRU, “Fundamental quantities and units for ionizing radiation.” (ICRU 85, 2011).
2. K. R. Hogstrom, P. R. Almond, Review of electron beam therapy physics. *Phys. Med. Biol.* **51**, R455 (2006).
3. D. Schulz-Ertner, H. Tsujii, Particle radiation therapy using proton and heavier ion beams. *J. Clin. Oncol.* **25**, 953–964 (2007).
4. Y. Glinec *et al.*, Radiotherapy with laser-plasma accelerators: Monte Carlo simulation of dose deposited by an experimental quasimonoenergetic electron beam. *Med. Phys.* **33**, 155–162 (2005).
5. ICPR, Prevention of accidental exposures to patients undergoing radiation therapy. *Ann. ICRP.* **30**, 7–70 (2000).
6. P. Mayles, A. Nahum, J. C. Rosenwald, *Handbook of radiotherapy physics: theory and practice* (CRC Press, 2010).
7. D. I. Thwaites, J. B. Tuohy, Back to the future: the history and development of the clinical linear accelerator. *Phys. Med. Biol.* **51**, R343–R362 (2006).
8. QY research group, “2013-2016 In-depth research report on the global and chinese linear accelerator industry” (market research, 2013).
9. TG50 *et al.*, “Basic applications of multileaf collimators” (AAPM report 72, AAPM, 2001).
10. G. Dietmar, T. Knöös, B. McClean, Current status and future perspective of flattening filter free photon beams. *Med. Phys.* **38**, 1280–1293 (2011).
11. A. H. Compton, A quantum theory of the scattering of X-rays by light elements. *Phys. Rev.* **21**, 483–502 (1923).
12. D. Blanc, G. Portal, M. Buxerolle, *Les Rayonnements ionisants: détection, spectrométrie, dosimétrie* (Masson, 1997).
13. J. Seco, B. Clasié, M. Partridge, Review on the characteristics of radiation detectors for dosimetry and imaging. *Phys. Med. Biol.* **59**, R303 (2014).
14. TG 74 *et al.*, AAPM report 97 (TG 74) : In-air output ratio, Sc, for megavoltage photon beams. *Med. Phys.* **36**, 5261 (2009).
15. IAEA, WHO, PAHO, ESTRO, “Absorbed dose determination in external beam radiotherapy : an international code of practice for dosimetry based on standards of absorbed dose to water.” (Technical Reports Series 398, 2000).
16. A. Ahnesjö, M. M. Aspradakis, Dose calculations for external photon beams in radiotherapy. *Phys. Med. Biol.* **44**, R99–R155 (1999).
17. A. Dutreix *et al.*, “Monitor Unit calculation for high energy photon beams.” (booklet 3, ESTRO, 1997).
18. ICRU, “Prescribing, Recording, and Reporting Photon-Beam Intensity-Modulated Radiation Therapy (IMRT)” (ICRU 83, 2010).
19. ICRU, “Prescribing, recording and reporting photon beam therapy.” (ICRU 50, 1993).
20. ICRU, “Prescribing, recording and reporting photon beam therapy (supplement to ICRU report 50).” (ICRU 62, 1999).

Bibliographie

21. D. A. Jaffray, J. H. Siewerdsen, J. W. Wong, A. A. Martinez, Flat-panel cone-beam computed tomography for image-guided radiation therapy. *Int. J. Radiat. Oncol.* **53**, 1337–1349 (2002).
22. D. Yan, F. Vicini, J. Wong, A. Martinez, Adaptive radiation therapy. *Phys. Med. Biol.* **42**, 123 (1997).
23. K. K. Brock, Deformable Registration Accuracy Consortium, Results of a multi-institution deformable registration accuracy study (MIDRAS). *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **76**, 583–596 (2010).
24. P. Castadot *et al.*, Comparison of 12 deformable registration strategies in adaptive radiation therapy for the treatment of head and neck tumors. *Radiother. Oncol. J. Eur. Soc. Ther. Radiol. Oncol.* **89**, 1–12 (2008).
25. D. L. Schwartz, Current progress in adaptive radiation therapy for head and neck cancer. *Curr. Oncol. Rep.* **14**, 139–147 (2012).
26. R. Mohan *et al.*, Use of deformed intensity distributions for on-line modification of image-guided IMRT to account for interfractional anatomic changes. *Int. J. Radiat. Oncol.* **61**, 1258–1266 (2005).
27. T. Li *et al.*, Quality assurance for online adapted treatment plans: Benchmarking and delivery monitoring simulation. *Med. Phys.* **42**, 381–390 (2015).
28. A. Thomas *et al.*, The effect of motion on IMRT – looking at interplay with 3D measurements. *J. Phys. Conf. Ser.* **444**, 012049 (2013).
29. P. J. Keall *et al.*, The management of respiratory motion in radiation oncology. AAPM report 91, Task Group 76. *Med. Phys.* **33**, 3874–3900 (2006).
30. P. J. Keall *et al.*, The first clinical implementation of electromagnetic transponder-guided MLC tracking. *Med. Phys.* **41**, 020702 (2014).
31. IAEA, “Lessons learned from accidental exposures in radiotherapy.” (Safety reports series 17, 2000).
32. J. Shafiq, M. Barton, D. Noble, C. Lemer, L. J. Donaldson, An international review of patient safety measures in radiotherapy practice. *Radiother. Oncol.* **92**, 15–21 (2009).
33. M. V. Williams, Improving patient safety in radiotherapy by learning from near misses, incidents and errors. *Br. J. Radiol.* **80**, 297–301 (2007).
34. I. J. Das, G. X. Ding, A. Ahnesjö, Small fields: Nonequilibrium radiation dosimetry. *Med. Phys.* **35**, 206–215 (2007).
35. T. LoSasso, C.-S. Chui, C. C. Ling, Physical and dosimetric aspects of a multileaf collimation system used in the dynamic mode for implementing intensity modulated radiotherapy. *Med. Phys.* **25**, 1919–1927 (1998).
36. I. J. Chetty *et al.*, Report of the AAPM Task Group No. 105: Issues associated with clinical implementation of Monte Carlo-based photon and electron external beam treatment planning. *Med. Phys.* **34**, 4818–4853 (2007).
37. C. O. Thiam, V. Breton, D. Donnarieix, B. Habib, L. Maigne, Validation of a dose deposited by low-energy photons using GATE/GEANT4. *Phys. Med. Biol.* **53**, 3039–3055 (2008).
38. X. Jia *et al.*, Development of a GPU-based Monte Carlo dose calculation code for coupled electron–photon transport. *Phys. Med. Biol.* **55**, 3077–3086 (2010).
39. J. Dempsey *et al.*, A real-time MRI guided external beam radiotherapy delivery system. *Med. Phys.* **33**, 2254–2254 (2006).

Bibliographie

40. J. J. W. Lagendijk, B. W. Raaymakers, M. van Vulpen, The magnetic resonance imaging–linac system. *Semin. Radiat. Oncol.* **24**, 207–209 (2014).
41. B. G. Fallone, The rotating biplanar linac–magnetic resonance imaging system. *Semin. Radiat. Oncol.* **24**, 200–202 (2014).
42. P. J. Keall, M. Barton, S. Crozier, The Australian magnetic resonance imaging–linac program. *Semin. Radiat. Oncol.* **24**, 203–206 (2014).
43. J. Van dam, G. Marinello, ESTRO, “Methods for in vivo dosimetry in external radiotherapy” (booklet 1, ESTRO, 1994).
44. TG 62 *et al.*, “AAPM report 87. Diode in vivo dosimetry for patients receiving external beam radiation therapy. AAPM report 87, task group 62” (AAPM 87, 2005), (available at https://www.aapm.org/pubs/reports/RPT_87.pdf).
45. IAEA, “Development of procedures for in vivo dosimetry in radiotherapy” (IAEA Human Health Report 8, 2013).
46. D. Huyskens *et al.*, “Practical guidelines for the implementation of in vivo dosimetry with diodes in external radiotherapy with photon beams (entrance dose)” (booklet 5, ESTRO, 2001).
47. A. S. Beddar, T. R. Mackie, 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).
48. A. S. Beddar, T. R. Mackie, F. H. Attix, Water-equivalent plastic scintillation detectors for high-energy beam dosimetry: II. Properties and measurements. *Phys. Med. Biol.* **37**, 1901–1913 (1992).
49. A. S. Beddar, M. Salehpour, T. M. Briere, H. Hamidian, M. T. Gillin, Preliminary evaluation of implantable MOSFET radiation dosimeters. *Phys. Med. Biol.* **50**, 141–149 (2005).
50. P. Pittet *et al.*, Fiber background rejection and crystal over-response compensation for GaN based in vivo dosimetry. *Phys. Med.* **29**, 487–492 (2013).
51. G. A. Ezzell *et al.*, AAPM report 82. Guidance document on delivery, treatment planning, and clinical implementation of IMRT: Report of the IMRT subcommittee of the AAPM radiation therapy committee. *Med. Phys.* **30**, 2089–2115 (2003).
52. M. Alber *et al.*, “Guidelines for the verification of IMRT.” (booklet 9, ESTRO, 2008).
53. IAEA, “Transition from 2D radiotherapy to 3D conformal and intensity modulated radiotehrapy.” (TecDoc 1588, 2008).
54. D. Valinta *et al.*, “Contrôles de qualité en radiothérapie conformationnelle avec modulation d’intensité” (Rapport SFPM 26, 2010).
55. J. M. Moran *et al.*, Safety considerations for IMRT (ASTRO white paper). *Med. Phys.* **38**, 5067–5072 (2011).
56. D. A. Low, J. M. Moran, J. F. Dempsey, L. Dong, M. Oldham, AAPM report 120 : Dosimetry tools and techniques for IMRT. *Med. Phys.* **38**, 1313–1338 (2011).
57. E. Spezi, A. L. Angelini, F. Romani, A. Ferri, Characterization of a 2D ion chamber array for the verification of radiotherapy treatments. *Phys. Med. Biol.* **50**, 3361–3373 (2005).
58. B. Poppe *et al.*, Two-dimensional ionization chamber arrays for IMRT plan verification. *Med. Phys.* **33**, 1005–1015 (2006).
59. A. Van Esch *et al.*, The Octavius1500 2D ion chamber array and its associated phantoms: dosimetric characterization of a new prototype. *Med. Phys.* **41**, 091708 (2014).

60. S. Amerio *et al.*, Dosimetric characterization of a large area pixel-segmented ionization chamber. *Med. Phys.* **31**, 414–420 (2004).
61. J. Herzen *et al.*, Dosimetric evaluation of a 2D pixel ionization chamber for implementation in clinical routine. *Phys. Med. Biol.* **52**, 1197–1208 (2007).
62. P. A. Jursinic, B. E. Nelms, A 2-D diode array and analysis software for verification of intensity modulated radiation therapy delivery. *Med. Phys.* **30**, 870–879 (2003).
63. D. Létourneau, M. Gulam, D. Yan, M. Oldham, J. W. Wong, Evaluation of a 2D diode array for IMRT quality assurance. *Radiother. Oncol.* **70**, 199–206 (2004).
64. K. M. Langen *et al.*, Evaluation of a diode array for QA measurements on a helical tomotherapy unit. *Med. Phys.* **32**, 3424–3430 (2005).
65. B. Poppe *et al.*, Performance parameters of a liquid filled ionization chamber array. *Med. Phys.* **40**, 082106 (2013).
66. V. Feygelman, G. Zhang, C. Stevens, B. E. Nelms, Evaluation of a new VMAT QA device, or the “X” and “O” array geometries. *J. Appl. Clin. Med. Phys.* **12**, 146 (2011).
67. W. van Etmpt *et al.*, A literature review of electronic portal imaging for radiotherapy dosimetry. *Radiother. Oncol.* **88**, 289–309 (2008).
68. 8th International Conference on 3D Radiation Dosimetry (IC3DDose). *J. Phys. Conf. Ser.* **573**, 011002.
69. A. Bäck, Quasi 3D dosimetry (EPID, conventional 2D/3D detector matrices). *J. Phys. Conf. Ser.* **573**, 012012 (2015).
70. L. Wolfsberger, M. Wagar, P. Nitsch, M. Bhagwat, P. Zygmanski, Angular dose dependence of Matrixx TM and its calibration. *J. Appl. Clin. Med. Phys.* **11**, 241 (2010).
71. D. A. Low, W. B. Harms, S. Mutic, J. A. Purdy, A technique for the quantitative evaluation of dose distributions. *Med. Phys.* **25**, 656–661 (1998).
72. J. J. Kruse, On the insensitivity of single field planar dosimetry to IMRT inaccuracies. *Med. Phys.* **37**, 2516–2524 (2010).
73. B. E. Nelms, H. Zhen, W. A. Tomé, Per-beam, planar IMRT QA passing rates do not predict clinically relevant patient dose errors. *Med. Phys.* **38**, 1037 (2011).
74. H. Zhen, B. E. Nelms, W. A. Tomé, Moving from gamma passing rates to patient DVH-based QA metrics in pretreatment dose QA. *Med. Phys.* **38**, 5477 (2011).
75. P. Carrasco *et al.*, 3D DVH-based metric analysis versus per-beam planar analysis in IMRT pretreatment verification. *Med. Phys.* **39**, 5040 (2012).
76. M. Stasi *et al.*, Pretreatment patient-specific IMRT quality assurance: A correlation study between gamma index and patient clinical dose volume histogram. *Med. Phys.* **39**, 7626 (2012).
77. B. E. Nelms *et al.*, Evaluating IMRT and VMAT dose accuracy: Practical examples of failure to detect systematic errors when applying a commonly used metric and action levels. *Med. Phys.* **40**, 111722 (2013).
78. S. Stojadinovic *et al.*, Breaking bad IMRT QA practice. *J. Appl. Clin. Med. Phys.* **16** (2015), doi:10.1120/jacmp.v16i3.5242.
79. J. Godart, E. W. Korevaar, R. Visser, D. J. L. Wauben, A. A. van’t Veld, Reconstruction of high-resolution 3D dose from matrix measurements: error detection capability of the COMPASS correction kernel method. *Phys. Med. Biol.* **56**, 5029 (2011).
80. B. Allgaier, E. Schule, J. Wurfel, Dose reconstruction in the OCTAVIUS 4D phantom and in the patient without using dose information from the TPS (2013).

81. A. Gustafsson, Patient dose calculation based on ScandiDos Delta4PT measurements (2013).
82. W. D. Renner, 3D dose reconstruction to insure correct external beam treatment of patients. *Med. Dosim. Off. J. Am. Assoc. Med. Dosim.* **32**, 157–165 (2007).
83. J. G. Li, J. F. Dempsey, L. Ding, C. Liu, J. R. Palta, Validation of dynamic MLC-controller log files using a two-dimensional diode array. *Med. Phys.* **30**, 799 (2003).
84. C. E. Agnew, D. M. Irvine, C. K. McGarry, Correlation of phantom-based and log file patient-specific QA with complexity scores for VMAT. *J. Appl. Clin. Med. Phys.* **15**, 204 (2014).
85. D. L. Defoor, L. A. Vazquez-Quino, P. Mavroidis, N. Papanikolaou, S. Stathakis, Anatomy-based, patient-specific VMAT QA using EPID or MLC log files. *J. Appl. Clin. Med. Phys.* **16**, 206 (2015).
86. C. Burman *et al.*, Planning, delivery, and quality assurance of intensity-modulated radiotherapy using dynamic multileaf collimator: A strategy for large-scale implementation for the treatment of carcinoma of the prostate. *Int. J. Radiat. Oncol.* **39**, 863–873 (1997).
87. D. W. Litzenberg, J. M. Moran, B. A. Fraass, Verification of dynamic and segmental IMRT delivery by dynamic log file analysis. *J. Appl. Clin. Med. Phys. Am. Coll. Med. Phys.* **3**, 63–72 (2002).
88. A. M. Stell, J. G. Li, O. A. Zeidan, J. F. Dempsey, An extensive log-file analysis of step-and-shoot intensity modulated radiation therapy segment delivery errors. *Med. Phys.* **31**, 1593–1602 (2004).
89. J. D. Fontenot, Feasibility of a remote, automated daily delivery verification of volumetric-modulated arc therapy treatments using a commercial record and verify system. *J. Appl. Clin. Med. Phys. Am. Coll. Med. Phys.* **13**, 3606 (2012).
90. C. E. Agnew, R. B. King, A. R. Hounsell, C. K. McGarry, Implementation of phantomless IMRT delivery verification using Varian DynaLog files and R/V output. *Phys. Med. Biol.* **57**, 6761 (2012).
91. W. Luo *et al.*, Monte Carlo based IMRT dose verification using MLC log files and R/V outputs. *Med. Phys.* **33**, 2557 (2006).
92. L. Lee, Q.-T. Le, L. Xing, Retrospective IMRT Dose Reconstruction Based on Cone-Beam CT and MLC Log-File. *Int. J. Radiat. Oncol.* **70**, 634–644 (2008).
93. E. Schreibmann, A. Dhabaan, E. Elder, T. Fox, Patient-specific quality assurance method for VMAT treatment delivery. *Med. Phys.* **36**, 4530–4535 (2009).
94. J. Qian *et al.*, Dose reconstruction for volumetric modulated arc therapy (VMAT) using cone-beam CT and dynamic log files. *Phys. Med. Biol.* **55**, 3597–3610 (2010).
95. L. E. Antonuk, Electronic portal imaging devices: a review and historical perspective of contemporary technologies and research. *Phys. Med. Biol.* **47**, R31–R65 (2002).
96. L. Berger, P. Francois, G. Gaboriaud, J.-C. Rosenwald, Performance optimization of the Varian aS500 EPID system. *J. Appl. Clin. Med. Phys.* **7**, 105–114 (2006).
97. B. M. C. McCurdy, Dosimetry in radiotherapy using a-Si EPIDs: Systems, methods, and applications focusing on 3D patient dose estimation. *J. Phys. Conf. Ser.* **444**, 012002 (2013).
98. L. N. McDermott, M. Wendling, J.-J. Sonke, M. van Herk, B. J. Mijnheer, Replacing pretreatment verification with in vivo EPID dosimetry for prostate IMRT. *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **67**, 1568–1577 (2007).

99. B. Mijnheer *et al.*, 3D EPID-based *in vivo* dosimetry for IMRT and VMAT. *J. Phys. Conf. Ser.* **444**, 012011 (2013).
100. I. Olaciregui-Ruiz, R. Rozendaal, B. Mijnheer, M. van Herk, A. Mans, Automatic *in vivo* portal dosimetry of all treatments. *Phys. Med. Biol.* **58**, 8253–8264 (2013).
101. I. M. Hanson, V. N. Hansen, I. Olaciregui-Ruiz, M. van Herk, Clinical implementation and rapid commissioning of an EPID based *in-vivo* dosimetry system. *Phys. Med. Biol.* **59**, N171–N179 (2014).
102. A. Brahme *et al.*, Evaluation of a GEM and CAT-based detector for radiation therapy beam monitoring. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. Accel. Spectrometers Detect. Assoc. Equip.* **454**, 136–141 (2000).
103. A. Teymurazyan, G. Pang, Monte Carlo simulation of a novel water-equivalent electronic portal imaging device using plastic scintillating fibers. *Med. Phys.* **39**, 1518–1529 (2012).
104. S. Deshpande, A. L. McNamara, L. Holloway, P. Metcalfe, P. Vial, Feasibility study of a dual detector configuration concept for simultaneous megavoltage imaging and dose verification in radiotherapy. *Med. Phys.* **42**, 1753–1764 (2015).
105. G. J. Budgell, J. H. L. Mott, P. C. Williams, K. J. Brown, Requirements for leaf position accuracy for dynamic multileaf collimation. *Phys. Med. Biol.* **45**, 1211–1227 (2000).
106. M. Sastre-Padro *et al.*, Consequences of leaf calibration errors on IMRT delivery. *Phys. Med. Biol.* **52**, 1147–1156 (2007).
107. G. Mu, E. Ludlum, P. Xia, Impact of MLC leaf position errors on simple and complex IMRT plans for head and neck cancer. *Phys. Med. Biol.* **53**, 77–88 (2008).
108. A. Rangel, P. Dunscombe, Tolerances on MLC leaf position accuracy for IMRT delivery with a dynamic MLC. *Med. Phys.* **36**, 3304 (2009).
109. M. Oliver *et al.*, Clinical significance of multi-leaf collimator positional errors for volumetric modulated arc therapy. *Radiother. Oncol.* **97**, 554–560 (2010).
110. N. M. Ung, C. S. Harper, L. Wee, Dosimetric impact of systematic MLC positional errors on step and shoot IMRT for prostate cancer: a planning study. *Australas. Phys. Eng. Sci. Med.* **34**, 291–298 (2011).
111. D. Tatsumi *et al.*, Direct impact analysis of multi-leaf collimator leaf position errors on dose distributions in volumetric modulated arc therapy: a pass rate calculation between measured planar doses with and without the position errors. *Phys. Med. Biol.* **56**, N237–N246 (2011).
112. V. Moiseenko *et al.*, Biological consequences of MLC calibration errors in IMRT delivery and QA. *Med. Phys.* **39**, 1917 (2012).
113. S. Bai *et al.*, Effect of MLC leaf position, collimator rotation angle, and gantry rotation angle errors on intensity-modulated radiotherapy plans for nasopharyngeal carcinoma. *Med. Dosim.* **38**, 143–147 (2013).
114. T. LoSasso, C.-S. Chui, C. C. Ling, Physical and dosimetric aspects of a multileaf collimation system used in the dynamic mode for implementing intensity modulated radiotherapy. *Med. Phys.* **25**, 1919–1927 (1998).
115. P. Zygmanski, J. H. Kung, S. B. Jiang, L. Chin, Dependence of fluence errors in dynamic IMRT on leaf-positional errors varying with time and leaf number. *Med. Phys.* **30**, 2736 (2003).
116. B. R. Paliwal, M. Zaini, T. McNutt, E. J. Fairbanks, R. Kitchen, A consistency monitor for radiation therapy treatments. *Med. Phys.* **23**, 1805–1807 (1996).

117. K. Eberle, J. Engler, G. Hartmann, R. Hofmann, J. R. H\örandel, First tests of a liquid ionization chamber to monitor intensity modulated radiation beams. *Phys. Med. Biol.* **48**, 3555–3564 (2003).
118. T. Berghofer *et al.*, in *Nuclear Science Symposium Conference Record, 2003 IEEE* (2003), vol. 3, pp. 2128–2132.
119. B.-M. Hesse, US6993112 : Device for performing and verifying a therapeutic treatment and corresponding computer program and control method (2006), (available at <http://www.google.com.ar/patents/US6993112>).
120. B. Hesse, S. Nill, T. Tuecking, U. Oelfke, A novel hardware design for image and dose guided radiotherapy. *Int. J. Radiat. Oncol.* **60**, S200 (2004).
121. B. M. Hesse, S. Nill, T. Tücking, U. Oelfke, SU-FF-J-50: Dose guidance in radiotherapy by means of entrance dosimetry. *Med. Phys.* **33**, 2031 (2006).
122. C. Thilmann *et al.*, Correction of patient positioning errors based on in-line cone beam CTs: clinical implementation and first experiences. *Radiat. Oncol.* **1**, 16 (2006).
123. M. F. Fast, A. Teymurazyan, G. Pang, U. Oelfke, J. A. Rowlands, Finding an improved amorphous-silicon x-ray flat-panel detector configuration for the in-line geometry. *Phys. Med. Biol.* **58**, 2305–2324 (2013).
124. B. Poppe *et al.*, DAVID - a translucent multi-wire transmission ionization chamber for in vivo verification of IMRT and conformal irradiation techniques. *Phys. Med. Biol.* **51**, 1237–1248 (2006).
125. B. Poppe, H. K. Looe, A. Ruehmann, D. Harder, K. Willborn, SU-FF-T-341: Performance of the DAVID System in Clinical Routine. *Med. Phys.* **34**, 2480–2480 (2007).
126. B. Poppe *et al.*, Clinical performance of a transmission detector array for the permanent supervision of IMRT deliveries. *Radiother. Oncol.* **95**, 158–165 (2010).
127. H. K. Looe, D. Harder, A. Ruhmann, K. C. Willborn, B. Poppe, Enhanced accuracy of the permanent surveillance of IMRT deliveries by iterative deconvolution of DAVID chamber signal profiles. *Phys. Med. Biol.* **55**, 3981–3992 (2010).
128. D. Johnson, S. J. Weston, V. P. Cosgrove, D. I. Thwaites, A simple model for predicting the signal for a head-mounted transmission chamber system, allowing IMRT in-vivo dosimetry without pretreatment linac time. *J. Appl. Clin. Med. Phys.* **15**, 270 (2014).
129. S. Venkataraman *et al.*, The influence of a novel transmission detector on 6 MV x-ray beam characteristics. *Phys. Med. Biol.* **54**, 3173–3183 (2009).
130. M. Stasi *et al.*, “Architecture and development of a detector for on-line verification in imrt” (IBA dosimetry).
131. G. Asuni, J. M. Jensen, B. M. C. McCurdy, A Monte Carlo investigation of contaminant electrons due to a novel in vivo transmission detector. *Phys. Med. Biol.* **56**, 1207–1223 (2011).
132. G. Asuni, D. W. Rickey, B. M. C. McCurdy, Investigation of the spatial resolution of an online dose verification device. *Med. Phys.* **39**, 697–705 (2012).
133. R. Visser *et al.*, Efficient and reliable 3D dose quality assurance for IMRT by combining independent dose calculations with measurements. *Med. Phys.* **40**, 021710 (2013).
134. E. W. Korevaar, D. J. L. Wauben, P. C. van der Hulst, J. A. Langendijk, A. A. van’t Veld, Clinical introduction of a linac head-mounted 2D detector array based quality assurance system in head and neck IMRT. *Radiother. Oncol.* **100**, 446–452 (2011).

135. M. Kathirvel *et al.*, Critical appraisal of the accuracy of Acuros-XB and Anisotropic Analytical Algorithm compared to measurement and calculations with the compass system in the delivery of RapidArc clinical plans. *Radiat. Oncol.* **8**, 140 (2013).
136. R. Boggula, L. Jahnke, H. Wertz, F. Lohr, F. Wenz, Patient-specific 3D pretreatment and potential 3D online dose verification of Monte Carlo-calculated IMRT prostate treatment plans. *Int. J. Radiat. Oncol.* **81**, 1168–1175 (2011).
137. M. K. Islam *et al.*, An integral quality monitoring system for real-time verification of intensity modulated radiation therapy. *Med. Phys.* **36**, 5420–5428 (2009).
138. J. Chang *et al.*, A method for online verification of adapted fields using an independent dose monitor. *Med. Phys.* **40**, 072104 (2013).
139. R. a. M. Canters, J. M. a. M. Kusters, J. Oellig, J. P. Carrasco, H. Huizenga, PO-0859: Real-time detection of deviations in VMAT and IMRT beam delivery using a head-mounted detector (poster). *Radiother. Oncol.* **115**, S436–S437 (2015).
140. M. Goulet, L. Gingras, L. Beaulieu, Real-time verification of multileaf collimator-driven radiotherapy using a novel optical attenuation-based fluence monitor. *Med. Phys.* **38**, 1459–1467 (2011).
141. S. Riley, T. Matzen, A. Carver, SU-E-T-209: Testing of Prototype Delta4AT Diode Array for In-Vivo Radiotherapy Dosimetry. *Med. Phys.* **38**, 3534 (2011).
142. J. H. D. Wong *et al.*, Characterization of a novel two dimensional diode array the “magic plate” as a radiation detector for radiation therapy treatment. *Med. Phys.* **39**, 2544–2558 (2012).
143. P. Metcalfe *et al.*, Review of four novel dosimeters developed for use in radiotherapy. *J. Phys. Conf. Ser.* **444**, 012008 (2013).
144. Jeannie Hsiu Ding Wong, thesis (2011).
145. R. F. Page *et al.*, Towards using a Monolithic Active Pixel Sensor for in vivo beam monitoring of Intensity Modulated Radiotherapy. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. -Accel. Spectrometers Detect. Assoc. Equip.* **731**, 295–298 (2013).
146. J. J. Velthuis *et al.*, The VANILLA sensor as a beam monitoring device for X-ray radiation therapy. *Appl. Radiat. Isot.* **83, Part A**, 8–11 (2014).
147. R. F. Page *et al.*, Using a Monolithic Active Pixel Sensor for Monitoring Multileaf Collimator Positions in Intensity Modulated Radiotherapy. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **61**, 74–78 (2014).
148. R. P. Hugtenburg, E. Piastopoulou, L. Hancock, R. F. Page, J. J. Velthuis, Transmission dosimetry via MAPS-based event discrimination in a medical linear accelerator: Event discrimination of a therapeutic LINAC with MAPS. *X-Ray Spectrom.* **44**, 239–242 (2015).
149. Y. Giomataris, P. Rebourgeard, J. P. Robert, G. Charpak, MICROMEAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. Accel. Spectrometers Detect. Assoc. Equip.* **376**, 29–35 (1996).
150. G. Charpak *et al.*, First beam test results with Micromegas, a high-rate, high-resolution detector. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. Accel. Spectrometers Detect. Assoc. Equip.* **412**, 47–60 (1998).
151. G. Charpak, J. Derré, Y. Giomataris, P. Rebourgeard, Micromegas, a multipurpose gaseous detector. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. Accel. Spectrometers Detect. Assoc. Equip.* **478**, 26–36 (2002).

152. F. J. Iguaz *et al.*, Micromegas detector developments for Dark Matter directional detection with MIMAC. *J. Instrum.* **6**, P07002–P07002 (2011).
153. B. R. B. Walters, I. Kawrakow, D. W. O. Rogers, History by history statistical estimators in the BEAM code system. *Med. Phys.* **29**, 2745 (2002).
154. J. Sempau *et al.*, Monte Carlo simulation of electron beams from an accelerator head using PENELOPE. *Phys. Med. Biol.* **46**, 1163–1186 (2001).
155. W. R. Nelson, H. Hirayama, D. W. O. Rogers, The EGS4 Code System (1985).
156. D. W. O. Rogers *et al.*, BEAM: A Monte Carlo code to simulate radiotherapy treatment units. *Med. Phys.* **22**, 503–524 (1995).
157. I. Kawrakow, Accurate condensed history Monte Carlo simulation of electron transport. I. EGSnrc, the new EGS4 version. *Med. Phys.* **27**, 485 (2000).
158. J. Baró, J. Sempau, J. M. Fernández-Varea, F. Salvat, PENELOPE: An algorithm for Monte Carlo simulation of the penetration and energy loss of electrons and positrons in matter. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. Mater. At.* **100**, 31–46 (1995).
159. F. Salvat, The penelope code system. Specific features and recent improvements. *Ann. Nucl. Energy.* **82**, 98–109 (2015).
160. M. L. Rodríguez, PENLINAC: extending the capabilities of the Monte Carlo code PENELOPE for the simulation of therapeutic beams. *Phys. Med. Biol.* **53**, 4573–4593 (2008).
161. M. Rodríguez, J. Sempau, L. Brualla, PRIMO: A graphical environment for the Monte Carlo simulation of Varian and Elekta linacs. *Strahlenther. Onkol.* **189**, 881–886 (2013).
162. W. Thompson, “The status of Monte-Carlo at Los Alamos” (Informal report LA-8353-MS, Los Alamos Scientific laboratory, 1980).
163. S. Agostinelli *et al.*, Geant4—a simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. Accel. Spectrometers Detect. Assoc. Equip.* **506**, 250–303 (2003).
164. S. Incerti *et al.*, The GEANT4-DNA project. *Int. J. Model. Simul. Sci. Comput.* **01**, 157–178 (2010).
165. S. Jan *et al.*, GATE: a simulation toolkit for PET and SPECT. *Phys. Med. Biol.* **49**, 4543–4561 (2004).
166. D. Sarrut *et al.*, A review of the use and potential of the GATE Monte Carlo simulation code for radiation therapy and dosimetry applications. *Med. Phys.* **41**, 064301 (2014).
167. M. Vilches, S. García-Pareja, R. Guerrero, M. Anguiano, A. M. Lallena, Monte Carlo simulation of the electron transport through thin slabs: A comparative study of penelope, geant3, geant4, egsnrc and mcnp. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. Mater. At.* **254**, 219–230 (2007).
168. M. Vilches, S. Garcia-Pareja, R. Guerrero, M. Anguiano, A. M. Lallena, Monte Carlo Simulation of the Electron Transport Through Air Slabs: A Comparative Study of penelope, geant3, geant4 and egsnrc Monte Carlo Codes. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **55**, 710–716 (2008).
169. J. P. Archambault, E. Mainegra-Hing, Comparison between EGSnrc, Geant4, MCNP5 and Penelope for mono-energetic electron beams. *Phys. Med. Biol.* **60**, 4951–4962 (2015).
170. M. J. Berger, Monte Carlo calculation of the penetration and diffusion of fast charged particles. *Methods Comput. Phys.* **1**, 135–215 (1963).

171. J. F. Carrier, L. Archambault, L. Beaulieu, R. Roy, Validation of GEANT4, an object-oriented Monte Carlo toolkit, for simulations in medical physics. *Med. Phys.* **31**, 484–492 (2004).
172. K. Amako *et al.*, Comparison of Geant4 electromagnetic physics models against the NIST reference data. *Ieee Trans. Nucl. Sci.* **52**, 910–918 (2005).
173. E. Poon, J. Seuntjens, F. Verhaegen, Consistency test of the electron transport algorithm in the GEANT4 Monte Carlo code. *Phys. Med. Biol.* **50**, 681–694 (2005).
174. E. Poon, F. Verhaegen, Accuracy of the photon and electron physics in GEANT4 for radiotherapy applications. *Med. Phys.* **32**, 1696–1711 (2005).
175. S. Elles, V. N. Ivanchenko, M. Maire, L. Urban, Geant4 and Fano cavity test: where are we? *J. Phys. Conf. Ser.* **102**, 012009 (2008).
176. V. N. Ivanchenko, O. Kadri, M. Maire, L. Urban, Geant4 models for simulation of multiple scattering. *J. Phys. Conf. Ser.* **219**, 032045 (2010).
177. B. A. Faddegon *et al.*, The accuracy of EGSnrc, Geant4 and PENELOPE Monte Carlo systems for the simulation of electron scatter in external beam radiotherapy. *Phys. Med. Biol.* **54**, 6151–6163 (2009).
178. C. K. Ross, M. R. McEwen, A. F. McDonald, C. D. Cojocar, B. A. Faddegon, Measurement of multiple scattering of 13 and 20 MeV electrons by thin foils. *Med. Phys.* **35**, 4121–4131 (2008).
179. M. Batič, G. Hoff, M. G. Pia, Precision analysis of Geant4 condensed transport effects on energy deposition in detectors. *J. Phys. Conf. Ser.* **396**, 022004 (2012).
180. G. J. Lockwood, L. E. Ruggles, “Electron energy and charge albedos - calorimetric measurement vs Monte Carlo theory” (SAND-80–1968, Sandia Labs., Albuquerque, NM (USA), 1981).
181. G. J. Lockwood, L. E. Ruggles, G. H. Miller, J. A. Halbleib, “Calorimetric Measurement of Electron Energy Deposition in Extended Media. Theory Vs Experiment” (SAND-79–0414, Sandia Labs., Albuquerque, NM (USA), 1987).
182. F. Verhaegen, J. Seuntjens, Monte Carlo modelling of external radiotherapy photon beams. *Phys. Med. Biol.* **48**, R107–R164 (2003).
183. M. Fippel, F. Haryanto, O. Dohm, F. Nüsslin, S. Kriesen, A virtual photon energy fluence model for Monte Carlo dose calculation. *Med. Phys.* **30**, 301–311 (2003).
184. M. Sikora, O. Dohm, M. Alber, A virtual photon source model of an Elekta linear accelerator with integrated mini MLC for Monte Carlo based IMRT dose calculation. *Phys. Med. Biol.* **52**, 4449–4463 (2007).
185. Capote, R. *et al.*, “Phase-Space database for external beam radiotherapy” (International Nuclear Data Committee Summary Report of Consultants’ Meeting INDC (NDS)-0484).
186. H. H. Liu, T. R. Mackie, E. C. McCullough, A dual source photon beam model used in convolution/superposition dose calculations for clinical megavoltage x-ray beams. *Med. Phys.* **24**, 1960–1974 (1997).
187. A. E. S. von Wittenau *et al.*, Correlated histogram representation of Monte Carlo derived medical accelerator photon-output phase space. *Med. Phys.* **26**, 1196–1211 (1999).
188. M. Antonio Cortes-Giraldo, J. Manuel Quesada, M. Isabel Gallardo, R. Capote, An implementation to read and write IAEA phase-space files in GEANT4-based simulations. *Int. J. Radiat. Biol.* **88**, 200–208 (2012).

Bibliographie

189. L. Brualla, F. Salvat, R. Palanco-Zamora, Efficient Monte Carlo simulation of multileaf collimators using geometry-related variance-reduction techniques. *Phys. Med. Biol.* **54**, 4131–4149 (2009).
190. J. T. Bushberg, J. A. Seibert, *The Essential Physics of Medical Imaging, Third Edition* (LWW, 2011).
191. J. C. Dainty, R. Shaw, *Image science: principles, analysis and evaluation of photographic-type imaging processes*. (Academic Press, 1974).
192. W. R. Hendee, E. R. Ritenour, *Medical Imaging Physics* (John Wiley & Sons, Inc., 2002).
193. M. van Herk, Physical aspects of a liquid-filled ionization chamber with pulsed polarizing voltage. *Med. Phys.* **18**, 692 (1991).
194. ICRU, “Average energy required to produce an ion pair” (ICRU 31, 1979).
195. C. Courtois, thesis, Université de Caen (2011).
196. J. W. Boag, Space charge distortion of the electric field in a plane-parallel ionization chamber. *Phys. Med. Biol.* **8**, 461–467 (1963).
197. J. W. Boag, Distortion of the electric field in an ionization chamber due to a difference in potential between guard ring and collector. *Phys. Med. Biol.* **9**, 25–32 (1964).
198. H. E. Johns, N. Aspin, R. G. Baker, Currents induced in the dielectrics of ionization chambers through the action of high-energy radiation. *Radiat. Res.* **9**, 573 (1958).
199. B. Gross, The Compton current. *Z. Phys.* **155**, 479–487 (1959).
200. W. Abdel-Rahman, J. P. Seuntjens, F. Verhaegen, E. B. Podgorsak, Radiation induced currents in parallel plate ionization chambers: Measurement and Monte Carlo simulation for megavoltage photon and electron beams. *Med. Phys.* **33**, 3094–3104 (2006).
201. A. K. Ho, B. R. Paliwal, F. H. Attix, Charge storage in electron-irradiated phantom materials. *Med. Phys.* **13**, 99 (1986).
202. W. Shockley, Currents to conductors induced by a moving point charge. *J. Appl. Phys.* **9**, 635 (1938).
203. S. Ramo, Currents induced by electron motion. *Proc. IRE.* **27**, 584–585 (1939).
204. F. H. Attix, *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry* (John Wiley & Sons, 1986).
205. *Low level measurements handbook: precision DC current, voltage and resistance measurements. 7th edition.* (Keithley Instrument Inc., 2014).
206. H. W. Lewis, Multiple scattering in an infinite medium. *Phys. Rev.* **78**, 526–529 (1950).
207. O. Kadri, V. Ivanchenko, F. Gharbi, A. Trabelsi, Incorporation of the Goudsmit–Saunderson electron transport theory in the Geant4 Monte Carlo code. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. Mater. At.* **267**, 3624–3632 (2009).
208. S. Goudsmit, Multiple scattering of electrons. *Phys. Rev.* **57**, 24–29 (1940).
209. S. Goudsmit, Multiple scattering of electrons. II. *Phys. Rev.* **58**, 36–42 (1940).
210. A. F. Bielajew, F. Salvat, Improved electron transport mechanics in the PENELOPE Monte-Carlo model. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. Mater. At.* **173**, 332–343 (2001).
211. I. Kawrakow, Accurate condensed history Monte Carlo simulation of electron transport. I. EGSnrc, the new EGS4 version. *Med. Phys.* **27**, 485–498 (2000).

Bibliographie

212. A. T. Nelms, "Graphs of the Compton Energy-Angle Relationship and the Klein-Nishina Formula from 10 Kev to 500 Mev" (1953).