



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Université Toulouse 3 - Paul Sabatier (UT2 Paul Sabatier)

Présentée et soutenue par :

Aurélie SORS

Titre :

Evaluation de la dosimétrie in vivo en radiochirurgie stéréotaxique intracrânienne par détecteur MOSFET et microMOSFET

Ecole doctorale et discipline ou spécialité :

ED GEET : Radio-physique et Imagerie Médicale

Unité de recherche :

INSERM U825 – Imagerie cérébrale et handicaps neurologiques

Directeur(s) de Thèse :

Xavier Franceries

Emmanuelle Cassol

Rapporteurs :

Alain Noël, chercheur HDR – Centre de Recherche en Automatique de Nancy

Laurent Dusseau, Professeur HDR – Université de Montpellier

Autre(s) membre(s) du jury :

Marc-André Mahé, Professeur Praticien hospitalier – Nantes (examineur)

Isabelle Berry, Professeur Praticien hospitalier – Toulouse (examineur)

Pierre Duthil, Radiophysicien – Toulouse (membre invité)

Remerciements

En premier lieu, je souhaite adresser mes remerciements les plus sincères à Mr Alain Noël et à Mr le Professeur Laurent Dusseau pour avoir accepté de réviser cette thèse dans de si brefs délais. Je suis très honorée de l'intérêt que vous avez porté à ce travail. Veuillez trouver ici l'expression de ma profonde gratitude pour avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse.

Je tiens à exprimer mes remerciements les plus sincères également à Mr le Professeur Marc-André Mahé pour avoir accepté d'examiner ce travail.

Je remercie également Mme le Professeur Isabelle Berry d'avoir accepté d'examiner ce travail et de m'avoir accueillie avec bienveillance tout au long cette thèse au sein du Centre Régional de Radiochirurgie Stéréotaxique. Qu'elle soit assurée de mon profond respect et de ma considération.

Je remercie Mr Pierre Duthil pour l'honneur qu'il me fait d'avoir accepté de faire partie du jury de cette thèse. Qu'il sache toute l'estime que j'ai à son égard. Je le remercie chaleureusement pour cette rencontre si spéciale, et le reste.

Je tiens à remercier Mr Xavier Franceries et Mme Emmanuelle Cassol pour avoir dirigé cette thèse en m'accordant leur confiance et toute la liberté nécessaire.

Je remercie tout particulièrement Mr Xavier Franceries pour m'avoir initiée à la recherche au cours de mon master 2 et pour avoir dirigé ces travaux de thèse. Ses conseils avisés, sa disponibilité, son dynamisme et sa passion pour la recherche ont contribué à l'épanouissement de ce travail.

Toute ma gratitude va pareillement à Mme Emmanuelle Cassol pour sa grande implication durant l'avancement de cette thèse, sa disponibilité, ses conseils pertinents, son écoute attentive et sa prévenance.

Qu'ils sachent tous les deux le plus profond respect et la sympathie que je leur porte pour m'avoir guidé toujours judicieusement.

Je remercie chaleureusement tous les membres de l'équipe du Centre Régional de Radiochirurgie Stéréotaxique pour leur sympathie et leur bienveillance: Dr Igor Latorzeff, Dr Jean-Albert Lotterie, Dr Jean Sabatier, Valérie Collin, Sylvie Monfraix, Claude Rieux, Bernard Estivals, Marie-Laure, Véronique, Anne-Marie et Gilles mais également Christine Boutry et Sylvie Estivals.

Je remercie Fatima, Nadia et Carine pour leur sympathie et leur bonne humeur et également Marie Christine, Josiane et Christine pour leur aide précieuse et leur sollicitude.

Je remercie toute l'équipe du laboratoire de l'INSERM U825 et tout particulièrement et très sincèrement Mr Nicolas Chauveau pour nos échanges toujours riches depuis notre première rencontre.

Je remercie également le Dr Frédéric Courbon.

J'ai également une pensée pour Mr Christophe Guicheney que je n'oublie pas pour m'avoir donné la chance de prendre le train en marche et pour son dynamisme.

Je remercie particulièrement Mr Jean-Claude Ralison pour sa gentillesse et les moments de discussion que nous avons partagés.

J'ai une affectueuse pensée pour Marie Desbrosses, Vincent Guipouy, Laure Dublanc, Guillaume Auzac, Clementine Dompeix mais également pour Jeremy Camillieri, Lillian Whitefield, Romain Laval, Nicolas Boulanger, Pierre Eustache et Raimata Agnieray que j'ai pu connaître davantage durant ces travaux.

Enfin toute mon affection, ma gratitude et tant d'autres choses vont à mes parents pour leur soutien durant toutes ces années.

Table des matières

Liste des figures	11
Liste des tableaux	15
Liste des abréviations	17
Introduction générale	20
Chapitre 1: Contexte de l'étude	24
INTRODUCTION.....	24
PARTIE A : RADIOCHIRURGIE STEREOTAXIQUE.....	25
1. DE LA RADIOTHERAPIE CONVENTIONNELLE AUX TECHNIQUES MODERNES	25
2. DE LA NEUROCHIRURGIE A LA RADIOCHIRURGIE STEREOTAXIQUE	30
3. DISPOSITIFS DE RADIOCHIRURGIE	32
3.1 GammaKnife.....	32
3.2 CyberKnife.....	33
3.3 Tomothérapie hélicoïdale	34
3.4. Vero SBRT (Steteotactic Body RadioTherapy).....	35
3.5 Accélérateurs linéaires isocentriques modifiés	36
4. TECHNIQUES D'IRRADIATION EN RADIOCHIRURGIE STEREOTAXIQUE	36
4.1 Archérapie circulaire et dynamique conformationnelle.....	36
4.2 RCMi (Radiothérapie Conformationnelle avec modulation d'intensité).....	36
4.3 Technique composite	37
PARTIE B : CAS PARTICULIER DES MINIFAISCEAUX	39
1. DEFINITION DES MINIFAISCEAUX	39
2. MESURE DE DOSE EN CONDITIONS STANDARDS	41
2.1 Théorie de Bragg-Gray	41
2.2 Théorie de Spencer-Attix.....	42
3. MESURE DE DOSE EN CONDITIONS NON-STANDARDS	43
3.1 Occlusion partielle du faisceau	44
3.2 Déséquilibre électronique latéral	45
3.3 Profils de faisceau	46
3.4 Perturbations dues à la présence du détecteur.....	47
3.5 Résolution spatiale des dosimètres	47
3.6 Elargissement artificiel des dimensions du champ d'irradiation	48
3.7 Nouveaux formalismes en condition non-standard.....	49
3.7.1 Champ fixe de référence spécifique de la machine (RSM).....	52
3.7.2 Champ de référence typique des plans de traitements utilisés en clinique.....	52
3.8 Dosimètres utilisés dans les minifaisceaux.....	53
3.8.1 Chambres d'ionisations de petites dimensions.....	53
3.8.2 Diode de stéréotaxie.....	54
3.8.3 Détecteurs diamant	55
3.8.4 TLD	55
3.8.5 Films.....	55
3.8.6 MOSFET	56
3.8.7 Gels de polymères	56
3.8.8 Alanine	56
3.8.9 Détecteur plastiques.....	57
3.8.10 Comparatif inter-détecteur.....	57
PARTIE C : DOSIMETRIE IN VIVO	60
1. DOSE D'ENTREE, DOSE DE SORTIE.....	61
2.1 Dose d'entrée (Build-up)	61
2.2 Dose de sortie (Build down)	61
3. CONDITIONS PRATIQUES DE REALISATION	63
3.1 Dimension du capuchon de mise à l'équilibre électronique	63
3.2 Atténuation.....	64
3.3. Positionnement des détecteurs	64
3.3.1 Pour la mesure d'entrée.....	64

3.3.2 Pour la mesure d'entrée et de sortie	64
4. CALCUL DE LA DOSE DELIVREE	65
4.1. Mesures simultanées d'entrée et de sortie	65
4.1.1 Méthodologie générale décrite par Noel et Aletti, (Noel et Aletti, 1995).....	65
4.1.2 Méthodologie par transmission Rizotti et coll. et Leunens et coll. (Rizotti et coll. 1985; Leunens et coll., 1990).....	66
4.1.3 Mesure à l'entrée seule	68
4.1.4 Cas particuliers	68
4.1.5 Dose de transit	68
5. DETECTEURS UTILISES EN DOSIMETRIE IN VIVO.....	69
5.1. Diodes au silicium	70
5.2. TLD (Thermo Luminescent Dosimetry).....	70
5.3. Détecteurs diamant	71
5.4. Détecteurs à scintillation plastique - détecteurs OSL (Optically Stimulated Luminescent)	72
5.5. EPID (Electronic Portal Imaging Device)	73
5.6. MOSFET (Metal Oxide Field Effect Transistor).....	75
5.7. Synthèse des détecteurs	75
SYNTHESE	77
1. CONSIDERATIONS LIEES AU FRACTIONNEMENT DE LA DOSE	77
2. CONSIDERATIONS LIEES AU PROCESSUS DE VERIFICATION PREEEXISTANTS.....	78
3. CONSIDERATIONS LIEES AUX MINIFAISCEAUX	78
Chapitre 2 : Le détecteur MOSFET	82
INTRODUCTION.....	82
1. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DES DETECTEURS MOSFET	83
1.1 Fabrication et structures MOS	83
1.1.1 Structure MOS normalement bloquante	84
1.1.2 Structure MOS normalement passante.....	85
1.2 Phénoménologie des MOSFET en l'absence de rayonnement	85
1.2.1 Sans polarisation de grille par rapport au substrat, $V_g = 0 V$	85
1.2.2 La grille est polarisée négativement par rapport au substrat, $V_g < 0 V$	86
1.2.3 La polarisation de la grille atteint la tension seuil, $ V_G = V_{TH}$	86
1.3 Phénoménologie des MOSFET en présence de rayonnements.....	87
1.3.1 La création de paires électrons-trous par les rayonnements ionisants	88
1.3.2 Recombinaison des paires électron/trou	89
1.3.3 Séparation des paires électrons/trou.....	90
1.3.4 Le transport des trous dans l'oxyde vers la frontière Si/SiO ₂	91
1.3.5 Piégeage des électrons/trous dans l'oxyde.....	91
1.3.5.1 Piégeage des trous proches de l'interface Si/SiO ₂	91
1.3.5.2 Piégeage des électrons dans l'oxyde	92
1.3.6 Pièges d'interface et de frontières.....	92
1.3.6.1 Pièges d'interface.....	92
1.3.6.2 Pièges de frontière.....	93
1.3.7 La relaxation et la recombinaison électron/trous - phénomène d' « annealing ».....	93
1.3.7 Dosimètres pMOS vs nMOS	94
1.3.8 Lecture de dose.....	95
1.3.8.1 Zone de régime linéaire.....	96
1.3.8.2 Zone de régime quasi-linéaire.....	96
1.3.8.3 Zone de régime de saturation	97
SYNTHESE	100
Chapitre 3 : Présentation et caractérisation des détecteurs MOSFET et microMOSFET.....	102
INTRODUCTION.....	102
1. PRESENTATION DU SYSTEME UTILISE.....	103
1.1 Système mobile MOSFET (TN-RD-70W, Best Medical Canada, Ottawa, Canada).....	103
1.2 Détecteurs MOSFET et microMOSFET	103
1.2.1 MOSFET (TN502RD, Best Medical Canada, Ottawa, Canada).....	103
1.2.2 microMOSFET (TN502RDM-H, Best Medical Canada, Ottawa, Canada)	104

1.2.3 Mode d'utilisation	104
2. CARACTERISATION DES CAPUCHONS DES DETECTEURS	106
2.1 Présentation des capuchons de mise à l'équilibre électronique partiel	107
2.1.1 Capuchon MOSFET	107
2.1.2 Capuchon microMOSFET	107
2.2 Evaluation du débordement géométrique du capuchon a la surface	108
2.2.1 Matériel et méthodes	108
2.2.2 Résultats	109
2.2.3 Discussion	109
2.3 Influence du capuchon sur l'avancée du processus d'équilibre électronique	110
2.3.1 Matériel et méthodes	110
2.3.2 Résultats	111
2.3.3 Discussion	112
2.4 Atténuation.....	113
2.4.1. Matériel et méthodes	113
2.4.2. Résultats	114
2.4.3 Discussion	115
3. CARACTERISATION DES DETECTEURS POUR LA MESURE DE DOSE	115
3.1 Méthodologie commune et préparation du matériel	115
3.2 Temps de lecture.....	117
3.2.1 Matériel et méthodes	117
3.2.2 Résultats	117
3.2.3 Discussion	118
3.3 Influence de la dose accumulée ou état de vie des détecteurs	122
3.3.1 Matériel et méthodes	122
3.3.2 Résultats	122
3.3.3 Discussion	123
3.4 Uniformité.....	125
3.4.1 Matériel et méthodes	125
3.4.2 Résultats	126
3.4.3 Discussion	126
3.5 Linéarité.....	126
3.5.1. Matériel et méthodes	126
3.5.2. Résultats	127
3.5.3 Discussion	128
3.6 Dépendance angulaire.....	130
3.6.1. Matériel et méthodes	130
3.6.2 Résultats	130
3.6.3 Discussion	131
3.7 Répétabilité/reproductibilité	133
3.7.1 Matériel et Méthodes.....	133
3.7.2 Résultats	134
3.7.3 Discussion	134
3.8 Incertitude	135
3.8.1 Matériel et méthodes	135
3.8.2 Résultats	135
3.8.3 Discussion	136
3.9 Paramètres non étudiés	136
3.9.1 Influence de la température.....	136
3.9.2 Influence du débit de dose	137
SYNTHESE	138
Chapitre 4 : Méthode de calibration optimisée	142
INTRODUCTION.....	142
1. LIMITATION DES METHODES DE CALIBRATION DISPONIBLES	143
2. VERS LA METHODE DE CALIBRATION OPTIMISEE	144
2.1 Méthodologie commune et préparation du matériel	145
2.1.1 Accélérateur Novalis et TPS.....	145
2.1.2 MOSFET	145

2.1.3	Positionnement du fantôme de calibration et des MOSFET.....	145
2.2	Méthode de calibration de référence.....	146
2.2.1	Coefficients de sensibilité mesurés (CS_m).....	146
2.2.1.1	Matériel et méthodes.....	146
2.2.1.2	Résultats.....	146
2.2.1.3	Discussion.....	147
2.2.2	Intervalles de mesures et durée du processus de calibration.....	148
2.2.2.1	Matériel et méthodes.....	148
2.2.2.2	Résultats.....	148
2.2.2.3	Discussion.....	148
2.3	Méthode de calibration optimisée.....	149
2.3.1	Coefficients de sensibilité calculés (CS_c).....	149
2.3.1.1	Matériel et méthodes.....	149
2.3.1.2	Résultats.....	150
2.3.1.2	Discussion.....	151
2.3.2	Intervalles de mesures et durée total du processus de calibration.....	151
2.3.2.1	Matériel et méthodes.....	151
2.3.2.2	Résultats.....	151
2.3.2.3	Discussion.....	152
3.	EVALUATION EN CONDITIONS REALISTES DES MOSFET.....	153
3.1	Positionnement du fantôme et des MOSFET.....	153
3.2	Formes de champ régulières.....	154
3.2.1	Matériel et méthodes.....	154
3.2.2	Résultats.....	154
3.2.3	Discussion.....	155
3.3	Formes de champ irrégulières.....	155
3.3.1	Matériel et méthodes.....	155
3.3.2	Résultats.....	157
3.3.3	Discussion.....	158
4.	METHODE DE CALIBRATION OPTIMISEE APPLIQUEE AUX MICROMOSFET.....	159
4.1	Calibration des microMOSFET.....	159
4.1.1	Matériel et méthodes.....	159
4.1.2	Résultats.....	160
4.1.3	Discussion.....	161
5.	EVALUATION EN CONDITIONS REALISTES DES MICROMOSFET.....	161
5.1	Matériel et méthodes.....	161
5.2	Résultats.....	161
5.3	Discussion.....	162
6.	FORMULE DU CHAMP CARRE EQUIVALENT OPTIMISEE.....	163
6.1	Formes de champ rectangulaires.....	165
6.1.1	Matériel et Méthodes.....	165
6.1.2	Résultats.....	165
6.1.3	Discussion.....	166
6.2	Formes de champ irrégulières.....	166
6.2.1	Matériel et méthodes.....	166
6.2.2	Résultats.....	167
6.2.3	Discussion.....	168
	SYNTHESE.....	169
Chapitre 5 : Etude de la sensibilité de l'erreur.....		172
	INTRODUCTION.....	172
1.1	Reconstruction des structures en 3D par méthode de triangulation.....	173
1.1.1	Point de prescription de dose.....	174
1.1.2	PTV.....	174
1.1.3	Surface externe érodée.....	175
1.2	Introduction de l'erreur dans les paramètres de traitement.....	176
1.2.1	Position du point de prescription de dose (3D).....	177
1.2.2	Angulations du bras, du collimateur et de la table de traitement.....	177
1.2.3	Paramètres de collimation.....	177

1.3 Indicateurs d'intérêt	177
2. SIMULATIONS	179
2.1 Influence de l'erreur sur la dose à l'isocentre	179
2.1.1 Résultats	179
2.1.2 Discussion	183
2.2 Influence de l'erreur sur l'indice de couverture de l'enveloppe lésionnelle	185
2.2.1 Résultats	185
2.2.2 Discussion	189
2.3 Influence de l'erreur sur la distribution de dose à la surface	190
2.3.1 Erreur liée à la position du bras	190
2.3.1.1 Résultats	190
2.3.1.2 Discussion	191
2.3.2 Erreur liée à la position de la table de traitement et du collimateur	193
2.3.2.1 Résultats	193
2.3.2.2 Discussion	193
2.3.3 Erreur liée à la position latérale de l'isocentre	195
2.3.3.1 Résultats	195
2.3.3.2 Discussion	195
2.3.4 Erreur liée à la position longitudinale de l'isocentre	197
2.3.4.1 Résultats	197
2.3.4.2 Discussion	197
2.5.3 Erreur liée à la position verticale de l'isocentre	199
2.5.3.1 Résultats	199
2.5.3.2 Discussion	199
3. METHODE DE POSITIONNEMENT DES DETECTEURS - SENSIBILITE MAXIMALE	202
SYNTHESE	204
Chapitre 6 : Dosimétrie in-vivo par MOSFET en conditions d'arthérapie conformationnelle	193
INTRODUCTION	193
1. PROBLEME DIRECT :	194
1.1 Détermination de la sensibilité angulaire de détection des détecteurs	194
1.1.1 Dispositif expérimental	194
1.1.2 Résultats	196
1.1.3 Discussion	197
1.2 Résolution du problème direct	199
1.2.1 Paramètres d'entrée	199
1.2.2 Détermination de la dose aux détecteurs - Mise en équation	199
1.3 Optimisation du positionnement des détecteurs à la surface	200
1.3.1 Matériel et méthodes	201
1.3.2 Résultats	201
1.3.3 Discussion	203
2. PROBLEME INVERSE	204
2.1 Résolution du problème inverse	204
2.1.1 Paramètres d'entrée	204
2.1.2 Détermination de la dose à l'isocentre- mise en équation	204
3. EVALUATION DE LA SOLUTION INVERSE	206
3.1. Précision numérique	206
3.1.1 Matériel et méthodes	206
3.1.2 Résultats	207
3.1.3 Discussion	207
3.2 Evaluation expérimentale de la méthode inverse	207
3.2.1 Matériel et méthodes	207
3.2.2 Résultats	210
SYNTHESE	219
Conclusion Générale et perspectives	222
Bibliographie.....	228

Liste des publications	246
Annexe 1 : article soumis à la revue "Radiation Measurements"	249
Annexe 2	273

Liste des figures

- FIGURE 1.1 : De gauche à droite, représentation schématique des fluences obtenues pour la radiothérapie : conventionnelle à fluence uniforme, conformationnelle à fluence uniforme, conformationnelle RCMI à fluence modulée..... 27
- FIGURE 1.2 : A gauche, système MIMiC (Multileaf Intensity Modulating Collimator), d'après Salter (Salter, 2001). A droite, collimateur pneumatique du système, d'après Teh et coll., (Teh *et coll.*, 1999) 29
- FIGURE 1.3 : Cadres stéréotaxiques de Horsley-Clarke a gauche, d'après Loring (Loring, 2010) et de Leksell a droite, d'après Elekta Instruments, Inc. 30
- FIGURE 1.4 : De gauche à droite : Leksell et premier GammaKnife montage sur patient du casque collimateur, principe des collimateurs intégrés en faveur de l'abandon des casques de collimation additionnels (d'après Elekta Inc). 32
- FIGURE 1.5 : De gauche à droite : Appareil CyberKnifeTM, représentation schématique du collimateur IRIS à ouverture variable, (d'après Accuray Inc). 34
- FIGURE 1.6 : Représentation en 3D du système Vero SBRTTM, (d'après Vero SBRT Inc).... 35
- FIGURE 1.7 : Synthèse des techniques d'irradiations rencontrées en radiochirurgie stéréotaxique intracrânienne : (De gauche à droite et de haut en bas) : arcthérapie circulaire, irradiation statique conformationnelle, arcthérapie dynamique conformationnelle, RCMI, technique composite..... 38
- FIGURE 1.8 : Coupes axiales d'un milieu fini représentant les distributions de doses obtenues à fluence fixe pour un champ où l'équilibre (à gauche), et le déséquilibre électronique latéral (à droite) est obtenu, d'après Aspradakis, (Aspradakis, 2005)..... 40
- FIGURE 1.9 : Représentation schématique du phénomène d'occlusion partielle du faisceau pour les minifaisceaux, d'après Aspradakis *et coll.* (Aspradakis *et coll.*, 2010)..... 44
- FIGURE 1.10 : A gauche, facteurs de diffusion dits « scatter factors » calculés par le TPS et pour différentes tailles de source et mesurés en fonction de la taille de champ considérée. A droite, les profils de dose obtenus par calcul du TPS pour différentes tailles de source (Aspradakis, 2005)..... 45
- FIGURE 1.11: A gauche, degrés d'équilibre électronique obtenus pour différentes énergies de faisceau en fonction du rayon du faisceau. r_{LEE} est le rayon minimal requis pour obtenir la condition d'équilibre électronique latéral. A droite, valeurs de r_{LEE} en fonction des indices de qualités de faisceau respectives, (Li *et coll.*, 1995) 46
- FIGURE 1.12 : Profil de faisceau idéal sans pénombre. La courbe en pointillé large représente la fonction du signal pour un détecteur ponctuel. La courbe en pointillée resserrée représente la réponse enregistrée par un détecteur circulaire de rayon r . La ligne continue représente la pénombre de la fonction de gradient mesurée en utilisant le détecteur circulaire. D'après Chang *et coll.*, (Chang *et coll.*, 1996). 47
- FIGURE 1.13 : Représentation schématique du principe d'élargissement artificiel de la taille de champ : (a) lorsque les conditions d'équilibres électronique sont rencontrées, (b) lorsque les dimensions coïncident avec le parcours latéral des électrons secondaires (c) lorsqu'il y a déséquilibre électronique latéral. D'après Fransescon *et coll.*, (Fransescon *et coll.*, 2008). 49

FIGURE 1.14 : Réponse normée de différents détecteurs mesurées (1) puis corrigées (2) par méthode analytique pour la mesure de la dose dans l'eau, en fonction de la taille de champ. D'après Sauer *et coll.* (Sauer *et coll.*, 2009). 58

FIGURE 1.15 : Représentation schématique des doses impliquées dans le processus de dosimétrie *in vivo* pour un seul faisceau sur un rendement en profondeur de dose dans un milieu homogène fini. La dose à la surface est définie à 0,05 cm, la dose d'entrée à la d_{max} , la dose cible à la profondeur de la cible, la dose de sortie à la distance de d_{max} à partir de la surface la plus distale sur l'axe du faisceau. La définition de la dose de sortie est réalisée dans des conditions complètes de rétrodiffusion des électrons secondaires (s) (comme d_{max} est plus grand que s), mais partielle des photons (r). D'après Huyskens *et coll.*, (Huyskens *et coll.*, 2001). 63

FIGURE 1.16 : Représentation schématique du positionnement des détecteurs utilisés pour la mesure en entrée (en rouge) et sorti(en noir) du faisceau dans un milieu fini. A gauche, principe de positionnement des détecteurs en entrée et en sortie du faisceau. En rouge est représenté l'effet de pénombre du détecteur d'entrée. A droite, position des détecteurs sur un exemple de distribution latérale de dose. 65

FIGURE 1.17 : Représentation schématique des paramètres d'intérêts utilisés pour la reconstruction de la dose au plan médian par la méthode de transmission. 68

FIGURE 1.18 : Différents types de dosimètres utilisés pour la dosimétrie *in vivo*, de gauche à droite : 0.5 mm BrachyFODTM, 1 mm BrachyFODTM, détecteur OSL avec fibre optique, MOSFET (Thomson and Nielsen RD502), MOSFET (PTW-Freiburg OneDos)e, détecteur diamant (PTW-Freiburg type 60003), diode au silicium, chambre d'ionisation et TLD LiF de 3×3×0,9 mm³. D'après Lambert *et coll.*, (Lambert *et coll.*, 2007). 76

FIGURE 2.1 : Schéma d'une structure pMOS 84

FIGURE 2.2 : Coupe schématique d'un pMOS (canal p) normalement bloquant au repos pour $V_G = 0$ V. Le courant résultant I_{DS} entre source et drain est nul : le MOSFET est dit normalement bloquant. 86

FIGURE 2.3 : Représentation schématique du courant et des tensions régnant dans un pMOS lors de l'application d'une polarisation négative sur la grille. 86

FIGURE 2.4 : Coupe schématique d'un pMOS (canal p) normalement bloquant pour $V_G \leq V_{th}$ 87

FIGURE 2.5 : Schéma synthétisant les mouvements de charges traversant le volume sensible du détecteur après irradiation du composant. 94

FIGURE 2.6. : Principe d'obtention du phénomène de rebond pour les nMOS, d'après Winokur et Boesh (Winokur et Boesch, 1981). 95

FIGURE 2.7 : Représentation du courant I_{DS} en fonction de V_{DS} pour un détecteur MOSFET à enrichissement à canal p. Ces courbes théoriques sont obtenues pour différentes tensions de grille V_G données. 96

FIGURE 2.8 : Coupe schématique d'un pMOS (canal p) normalement bloquant lorsque le régime de saturation est atteint : le point de pincement se rapproche vers la source à mesure que la tension V_{DS} augmente puisque V_G diminue côté drain et qu'elle est inférieure à V_{th} 97

FIGURE 2.9 : Représentation du courant I_{DS} en fonction des valeurs de V_{th} obtenues avant et après irradiation, pour un détecteur MOSFET à enrichissement à canal p. 99

FIGURE 3.1 : A gauche, illustration des composants intervenant dans l'utilisation du système mobile MOSFET. A droite, boîtier de lecture relié à 5 détecteurs MOSFET, (D'après BestMedical Canada Inc.)	103
FIGURE 3.2 : Schéma d'un MOSFET encapsulé dans une bulle d'époxy. (D'après Rosenfeld <i>et coll.</i> , 2010).....	104
FIGURE 3.3 : Illustration d'un MOSFET TN502RD et microMOSFET TN502RDM-H sans leur capuchon.....	104
FIGURE 3.4 : Schéma représentant un cycle de mesure	105
FIGURE 3.5 : De gauche à droite, illustration d'un MOSFET TN502RD, équipé du capuchon en laiton, du capuchon en RW3 et d'un microMOSFET TN502RDM-H, équipé du capuchon en bolus développé localement pour les mesures de surface.	108
FIGURE 3.6 :	111
a) Avancée du processus de mise à l'équilibre électronique A_{pe} [%], calculée par la méthode des trapèzes en fonction de la taille de champ.	111
b) Dose normalisée sur l'axe du faisceau [%] obtenue pour les profondeurs d'eau équivalente étudiées sur les courbes de rendement en profondeur. Les résultats sont obtenus pour les MOSFET avec et sans capuchon RW3 et microMOSFET avec et sans « capuchon maison », à la surface du fantôme et à la profondeur de 2,6mm.....	111
FIGURE 3.7: Atténuation (%) sur l'axe mesurée en fonction du côté de la taille du champ exploré (mm) avec MOSFET et microMOSFET avec et sans leur capuchons respectifs, normalisée par la mesure donnée par la chambre PinPoint. Les courbes en pointillé représentent l'enveloppe des incertitudes associées.....	114
Figure 3.8 : Illustration du fantôme sphérique monté sur le cadre stéréotaxique (à gauche) et de la loge prévue pour la chambre PinPoint (à droite).	116
FIGURE 3.9: Variation de la tension seuil V_{th} mesurée, $\Delta L(MOS,tx)$, en fonction du temps post-irradiation pour les MOSFET et microMOSFET, de 0 à 900 secondes en haut. En bas, valeurs de $\Delta L(MOS,tx)$ obtenues sur l'intervalle de 0 à 60 secondes.	117
FIGURE 3.10: A gauche, effet « creep-up » décrit dans les travaux de Ramani <i>et coll.</i> (Ramani <i>et coll.</i> , 1997). A droite, variation de la tension seuil mesurée, $\Delta L(MOS,tx)$, en fonction du temps post-irradiation (s) pour les microMOSFET, de 0 à 60 secondes et la courbe de régression exponentielle associée (échelle logarithmique).....	120
Figure 3.11 : Tension mesurée par MOSFET ΔV_{th} [mV] en fonction de la valeur de la tension seuil [mV].....	122
FIGURE 3.12 : Tension mesurée par microMOSFET ΔV_{th} [mV] en fonction de la valeur de la tension seuil [mV].	123
FIGURE 3.13 : Nombre de mesures comprises dans l'intervalle $\pm 1-2-3-4-5-6$ mV par rapport à la moyenne de l'ensemble des mesures pour ΔV_{th} et la courbe de Gauss associée obtenue, à gauche pour les MOSFET, à droite, pour les microMOSFET.....	123
FIGURE 3.14 : Variation de la réponse du MOSFET (mV) sur l'axe en fonction du nombre d'unités moniteur avec le coefficient de corrélation associé.....	128
FIGURE 3.15 : Variation de la réponse du microMOSFET (mV) sur l'axe en fonction du nombre d'unités moniteur avec le coefficient de corrélation associé.....	128

- FIGURE 3.16 : Influence de l'angle d'irradiation sur la réponse du MOSFET (en bleu) et microMOSFET (en rouge) de 0 à 180 ° normalisé par rapport à la mesure obtenue à l'incidence du faisceau de 0 °. 131
- FIGURE 3.17 : Représentation schématique de l'influence de l'angle d'irradiation sur l'atténuation du faisceau. 132
- FIGURE 4.1 : Positionnement du détecteur MOSFET équipé de son capuchon RW3 à la surface du fantôme XWU-IMRT 145
- FIGURE 4.2 : Matrices M_m et M_c obtenues avec la méthode d'interpolation 2D entre DSP et taille de champ. 150
- Figure 4.3 : Variation [%] entre les matrices M_m et M_c obtenues avec la méthode d'interpolation 2D entre DSP et taille de champ. 150
- FIGURE 4.4 : Positionnement d'un MOSFET équipé de son capuchon sur l'axe du faisceau après vérification du positionnement du fantôme tête par rayons X orthogonaux générés par le système Exactrac (BrainLab®). 153
- FIGURE 4.5 : Variations de la dose mesurée (%) par rapport à la dose prescrite pour les formes de champ régulières obtenues en appliquant les CS_m (a) et les CS_c (b) à la lecture du MOSFET. La ligne en pointillé représente la dose prescrite (idéalement celle que l'on devrait mesurer) alors que les symboles en couleur représentent les variations de dose obtenues pour chaque série de taille de champ explorée. 155
- FIGURE 4.6 : De gauche à droite, coupes tomодensitométriques transversales avec les quatre différents volumes cibles délimités sur le TPS et explorés en faisceaux fixes par MOSFET. 156
- FIGURE 4.7 : Dose mesurée normalisée à la dose prescrite pour les formes de champ irrégulières obtenues en appliquant les CS_m (a) et les CS_c . La ligne en pointillé représente la dose prescrite alors que les symboles en couleur représentent les doses mesurées pour chaque série de taille de champ explorée. 157
- FIGURE 4.8 : Facteurs de diffusion mesurés avec la chambre PinPoint (\diamond) et réponse normalisée des microMOSFET obtenue sous 15 mm de bolus (\square), équipé du capuchon maison (\triangle) et seuls (\times) en fonction du côté de la taille de champ explorée [mm]. 160
- FIGURE 4.9 : Variation de la dose mesurée par microMOSFET par rapport à la dose prescrite pour les formes de champ irrégulières obtenue en appliquant les SC_c déterminés par la formule de Sterling. La ligne en pointillé représente la dose prescrite alors que les symboles en couleur représentent les doses mesurées pour la série de taille de champ de $33,5 \times 33,5 \text{ mm}^2$ (\triangle), $23,0 \times 23,0 \text{ mm}^2$ (\circ), $21,8 \times 21,8 \text{ mm}^2$ (\square), $18,8 \times 18,8 \text{ mm}^2$ (\diamond), $10,1 \times 10,1 \text{ mm}^2$ (\times) et $8,0 \times 8,0 \text{ mm}^2$ (+). 162
- FIGURE 4.10 : Variation $(\Delta S_{pc})_{E,E'}$ (%) induite par l'utilisation des formules de carré équivalent de Sterling et de la formule optimisée sur le facteur de diffusion obtenu pour le coté de la taille de champ C. 166
- FIGURE 4.11 : Variation de dose mesurée par MOSFET par rapport à la dose prescrite pour les formes de champ irrégulières, obtenue en appliquant les CS_c déterminés à partir de la formule du champ carré équivalent optimisée, à la lecture du détecteur. La ligne en pointillé représente la dose prescrite alors que les symboles en couleur représentent les doses mesurées pour chaque série de taille de champ explorée. 167

- FIGURE 4.12: Variation de dose mesurée par microMOSFET normalisée à la dose prescrite pour les formes de champ régulières obtenue en appliquant les SC_c déterminés à partir à partir de la formule du champ carré équivalent optimisée. La ligne en pointillé représente la dose prescrite alors que les symboles en couleur représentent les doses mesurées pour la série de taille de champ de $33,5 \times 33,5 \text{ mm}^2$ (Δ), $23,0 \times 23,0 \text{ mm}^2$ (\circ), $21,8 \times 21,8 \text{ mm}^2$ (\square), $18,8 \times 18,8 \text{ mm}^2$ (\diamond), $10,1 \times 10,1 \text{ mm}^2$ (\times) et $8,0 \times 8,0 \text{ mm}^2$ (+). 168
- FIGURE 5.1 : Représentation du diagramme de Voronoï (trait rouge) d'un ensemble de n points et de la triangulation de Delaunay associée (en bleu) 173
- FIGURE 5.2 : Représentation en 3D sous Matlab© de la structure externe du fantôme tête obtenue par la méthode de reconstruction de triangulation en 3D calculée. A gauche et au milieu, les faces de la méthode de triangulation sont apparentes. A droite, l'enveloppe géométrique de la surface externe résultante..... 175
- Figure 5.3 : Représentation dans l'espace 3D obtenue dans l'interface graphique d'Isogray de la structure externe (gris), de la surface érodée du fantôme tête (bleu) et du premier PTV exploré dans l'étude statique (rouge). Le support de tête a également été pris en compte pour le calcul de dose. En transparence sont visibles le cadre stéréotaxique et la boîte de repérage..... 176
- FIGURE 5.4 : Principe général d'évaluation de l'erreur des paramètres de traitements sur les plans de référence des six PTV. 178
- FIGURE 5.5 : Erreur absolue (Gy) obtenue au point de prescription pour le PTV n° 1 correspondant à une taille de champ de $32,7 \times 32,7 \text{ mm}^2$ pour chaque modification du paramètre du plan étudié. 179
- FIGURE 5.6 : Erreur absolue (Gy) obtenue au point de prescription pour le PTV n° 2 correspondant à une taille de champ de $19,7 \times 19,7 \text{ mm}^2$ pour chaque modification du paramètre du plan étudié. 180
- FIGURE 5.7 : Erreur absolue (Gy) obtenue au point de prescription pour le PTV n° 3 correspondant à une taille de champ de $19,7 \times 19,7 \text{ mm}^2$ pour chaque modification du paramètre du plan étudié. 181
- FIGURE 5.8 : Erreur absolue (Gy) obtenue au point de prescription pour le PTV n° 1 correspondant à une taille de champ de $17,1 \times 17,1 \text{ mm}^2$ pour chaque modification du paramètre du plan étudié. 181
- Figure 5.9 : Erreur absolue (Gy) obtenue au point de prescription pour le PTV n° 1 correspondant à une taille de champ de $10,1 \times 10,1 \text{ mm}^2$ pour chaque modification du paramètre du plan étudié. 182
- FIGURE 5.10 : Erreur absolue (Gy) obtenue au point de prescription pour le PTV n° 6 correspondant à une taille de champ de $8 \times 8 \text{ mm}^2$ pour chaque modification du paramètre du plan étudié. 183
- FIGURE 5.11 : Matrice de fluence obtenue au point de prescription pour le PTV n° 1 correspondant à une taille de champ de $32,7 \times 32,7 \text{ mm}^2$ pour une angulation de collimateur de 90° 184
- FIGURE 5.12 : l'Indice de couverture de l'enveloppe lésionnelle obtenue pour le PTV n° 1 correspondant à une taille de champ de $32,7 \times 32,7 \text{ mm}^2$ pour les erreurs obtenues avec chaque paramètre du plan étudié. 185

FIGURE 5.13 : 1'Indice de couverture de l'enveloppe lésionnelle obtenue pour le PTV n ° 2 correspondant à une taille de champ de 22,4×22,4 mm² pour les erreurs obtenues dans chaque paramètre du plan étudié. 186

FIGURE 5.14 : 1'Indice de couverture de l'enveloppe lésionnelle obtenu pour le PTV n ° 3 correspondant à une taille de champ de 19,7×19,7 mm² pour les erreurs obtenues dans chaque paramètre du plan étudié. 187

FIGURE 5.15 : 1'Indice de couverture de l'enveloppe lésionnelle obtenu pour le PTV n ° 4 correspondant à une taille de champ de 17,1×17,1 mm² pour les erreurs obtenues dans chaque paramètre du plan étudié. 187

FIGURE 5.16 : 1'Indice de couverture de l'enveloppe lésionnelle obtenu pour le PTV n ° 5 correspondant à une taille de champ de 10,1×10,1 mm² pour les erreurs obtenues dans chaque paramètre du plan étudié. 188

FIGURE 5.17 : 1'Indice de couverture de l'enveloppe lésionnelle obtenu pour le PTV n ° 6 correspondant à une taille de champ de 8,0×8,0 mm² pour les erreurs obtenues dans chaque paramètre du plan étudié. 189

FIGURE 5.18: Distribution de l'erreur de dose (Gy) obtenue à partir des simulations en C++ et reconstruite sous Matlab©. La distribution de dose est obtenue à la surface érodée du scalp et est calculée pour une erreur dans la position du bras du plan balistique des 6 PTV : de gauche à droite pour des variations d'angle de table de 1 °, 3 °, 5 ° et 7 °. A droite, distribution de dose équivalente obtenue au volume cible pour une modification de l'angle de bras de 3 ° (vue postérieure gauche). 192

FIGURE 5.19 : Distribution de l'erreur de dose (Gy), obtenue à partir des simulations en C++ et reconstruite sous Matlab©. La distribution de dose est obtenue à la surface érodée du scalp et est calculée pour une erreur dans la position de la table du plan balistique des 6 PTV : de gauche à droite pour des variations d'angle de table de 1 °, 3 °, 5 ° et 7 °. A droite, distribution de dose équivalente obtenue au volume cible pour une modification de l'angle de table de 3 ° (vue postérieure gauche). 194

FIGURE 5.20 : Distribution de l'erreur de dose (Gy) obtenue à partir des simulations en C++ et reconstruite sous Matlab©. La distribution de dose est obtenue à la surface érodée du scalp et est calculée pour une erreur dans la position latérale de l'isocentre du plan balistique des 6 PTV : de gauche à droite pour des pas d'erreur de 2, 3, 5 et 7 mm. A droite, distribution de dose équivalente obtenue au volume cible pour une erreur de 3 mm (vue postérieure gauche). 196

FIGURE 5.21 : Distribution de l'erreur de dose (Gy) obtenue à partir des simulations en C++ et reconstruite sous Matlab©. La distribution de dose est obtenue à la surface érodée du scalp et est calculée pour une erreur dans la position longitudinale de l'isocentre du plan balistique des 6 PTV : de gauche à droite pour des pas d'erreur de 2, 3, 5 et 7 mm. A droite, distribution de 198

FIGURE 5.22 : Distribution de l'erreur de dose (Gy) obtenue à partir des simulations en C++ et reconstruite sous Matlab©. La distribution de dose est obtenue à la surface érodée du scalp et est calculée pour une erreur dans la position verticale de l'isocentre du plan balistique des 6 PTV en entrée et sortie: de gauche à droite pour pas d'erreur de 2 et 5 mm. A droite, distribution de dose équivalente obtenue au volume cible pour erreur de 3 mm (vue postérieure gauche). 201

- FIGURE 5.23 : Positionnement de 5 MOSFET à la surface permettant de discriminer le type d'erreur introduite dans l'un des paramètres de traitement lorsque la dose à l'isocentre atteint le seuil d'admissibilité de détection à la surface. 203
- FIGURE 6.1 : Schéma du montage expérimental utilisé pour la détermination de la sensibilité angulaire de détection des détecteurs MOSFET en entrée, à gauche et en sortie (au milieu) pour une taille de champ donnée, à fluence fixe : les positions A et C correspondent à la position du détecteur MOSFET à 0 ° respectivement à l'entrée et à la sortie du faisceau, la position B correspond à la position du détecteur MOSFET à l'angle α par rapport à l'axe du faisceau. A droite, principe d'obtention de la sensibilité angulaire résultante. 195
- FIGURE 6.2 : Profils angulaires normalisés mesurés en entrée du faisceau par le MOSFET puis interpolés sous Matlab et profils de dose calculés par l'algorithme Point Kernel du TPS en fonction de la distance à l'axe du faisceau X_α à la profondeur de 7,1 mm pour les tailles de champ de 18×18 mm², 24×24 mm², 30×30 mm², 36×36 mm² et 42×42 mm². 196
- FIGURE 6.3 : Profils angulaires normalisés mesurés en sortie du faisceau par le MOSFET puis interpolés sous Matlab et profils de dose calculés par l'algorithme Point Kernel du TPS en fonction de la distance à l'axe du faisceau X_α à la profondeur de 7,1 mm pour les tailles de champ de 18×18 mm², 24×24 mm², 30×30 mm², 36×36 mm² et 42×42 mm². 197
- FIGURE 6.4: Représentation schématique de la géométrie d'irradiation induite au niveau du détecteur, lorsqu'il est placé hors de l'axe du faisceau, à la surface du fantôme sphérique homogène Lucy[®]. En vert : exemple de compensation des composantes de diffusion/rétrodiffusion positives et négatives induites au niveau du volume sensible du MOSFET. 198
- FIGURE 6.5 : De gauche à droite, schéma représentant la disposition des MOSFET à la surface obtenue pour les contraintes 1, 2, 3, 4 et 5 pour la mesure de dose en condition d'arthérapie. 200
- FIGURE 6.6 : Dose minimale requise à l'isocentre assurant une réponse de tous les détecteurs supérieure au seuil de 8 cGy, pour les tailles de champ de 42×42 mm², 30×30 mm², 24×24 mm², 18×18 mm² en fonction de la valeur de l'amplitude de l'arc (°) et du n° de la contrainte de positionnement des détecteurs 202
- FIGURE 6.7 : Positionnement angulaire de chaque détecteur pour tailles de champ du faisceau d'irradiation de 30×30 mm² et 18×18 mm² et les contraintes appliquées au problème direct. 208
- FIGURE 6.8 : A gauche, illustration du centrage des 5 MOSFET à la surface du fantôme sphérique sur l'axe de l'arc en son centre à l'aide du bras de l'accélérateur et de la chambre pinPoint placée au centre du fantôme. A droite, centrage des 5 détecteurs MOSFET selon la contrainte n° 1. 209
- FIGURE 6.9 : Couverture de l'amplitude de l'arc (%) obtenue pour les tailles de 30×30 mm² et 18×18 mm². 210
- FIGURE 6.10 : Variation de dose (%) par rapport à la dose prescrite obtenue pour chaque détecteur en fonction du type de mesure effectuée (entrée, entrée début/fin et sortie de l'arc) pour la taille de champ de 30×30 mm². 211

FIGURE 6.11 : Variation de dose (%) par rapport à la dose prescrite obtenue pour chaque détecteur en fonction du type de mesure effectuée (entrée, entrée début/fin et sortie de l'arc) pour la taille de champ de 18×18 mm². 211

FIGURE 6.12 : Profils de dose théorique calculée (en rouge) au détecteur par méthode directe pour la taille de champ de 30×30 mm² et par méthode inverse expérimentale à partir de la lecture du détecteur après irradiation obtenue pour chaque contrainte (Gy)..... 213

FIGURE 6.13 : Profils de dose théorique calculée (en rouge) au détecteur par méthode directe pour la taille de champ de 18×18 mm² et par méthode inverse expérimentale à partir de la lecture du détecteur après irradiation obtenue pour chaque contrainte (Gy) 214

FIGURE 6.14 : Atténuation mesurée (en %) par la chambre PinPoint pour chaque contrainte aux tailles de 30×30 mm² et 18×18 mm². 215

Liste des tableaux

TABLEAU 1.1 : Caractéristiques de chambres d’ionisation utilisées pour la mesure de dose en conditions non standards. D’après IRSN (IRSN, 2008).....	53
TABLEAU 1.2 : Synthèse des principaux dosimètres utilisés pour la dosimétrie in vivo.....	76
TABLEAU 2.1 : Caractéristiques des matériaux pour le calcul de la densité de paires électrons trous créées par Gy à température ambiante, d’après Nicollan et Brews (Nicollan et Brews, 1982).....	88
TABLEAU 3.1 : Débordement géométrique à la surface, à DSP = 87 cm pour les tailles de champ de 18×18 à 6×6mm ² définies à l’isocentre en fonction du diamètre des « capuchons maison » et RW3	109
TABLEAU 3.2 : Résultats statistiques de la figure 3.6	112
TABLEAU 3.3 : Intervalles d’âges explorés pour l’étude d’uniformité des lots commerciaux de MOSFET et microMOSFET.	126
TABLEAU 3.4 : Coefficient de variation (CV) [%] des 3 mesures obtenues pour un nombre d’UM donné pour les MOSFET, microMOSFET et la chambre d’ionisation PinPoint.	127
TABLEAU 3.5 : Intervalles de durée de vie des MOSFET et microMOSFET considérés pour l’étude de la reproductibilité.....	134
TABLEAU 3.6 : Résultats du calcul des incertitudes intrinsèque et totale des détecteurs MOSFET et microMOSFET réalisée pour l’étude sur fantôme sphérique.	135
TABLEAU 4.1 : Synthèse des méthodes de calibration des détecteurs MOSFET rencontrées dans la littérature	144
TABLEAU 4.2 : Ecart (%) entre les variations de tension seuil obtenues avec la loi de l’inverse carré des distances et la moyenne de 3 mesures.....	151
TABLEAU 4.3 : Pour chaque PTV, angulations de bras et DSP correspondantes obtenues pour l’étude en condition réaliste sur fantôme tête avec MOSFET.....	156
TABLEAU 4.4 : Résultats obtenus en appliquant soit CS _m soit CS _c à chaque série A de forme irrégulière.	157
TABLEAU 4.5 : Coefficients de corrélation de Spearman obtenus pour chaque condition à la surface, pour les tailles de champ comprises entre 98×98 to 6×6mm ²	160
TABLEAU 4.6 : Pour les PTV 5 et 6, angulations de bras et DSP correspondantes obtenues pour l’étude en condition réaliste sur fantôme tête avec microMOSFET.	161
TABLEAU 4.7 : Résultats obtenus en appliquant CS _c à chaque série A de forme irrégulière pour les MOSFET (MOS.) et microMOSFET (microM.)	162
TABLEAU 4.8 : Résultats obtenus en appliquant CS _c à chaque série A de forme irrégulière calculée en utilisant la formule du champ carré équivalent optimisée pour les MOSFET	167

TABLEAU 4.9 : Résultats obtenus en appliquant CS_c à chaque série A de forme irrégulière calculée en utilisant la formule du champ carré équivalent optimisée pour les microMOSFET 168

TABLEAU 5.1 : Dose minimale requise à l'isocentre pour assurer la détection des erreurs par les détecteurs MOSFET et microMOSFET à partir de simulations pour une taille de champ, et profondeur de d'isocentre donnée..... 202

TABLEAU 6.1 : Résultats des calculs directs et inverses pour chaque contrainte, avec une taille de champ de 30x30 mm²..... 213

TABLEAU 6.2 : Résultats des calculs directs et inverses pour chaque contrainte. 214

TABLEAU 6.3 : Synthèse des avantages et inconvénients des contraintes de positionnement des 5 MOSFET pour la mesure en conditions dynamiques d'irradiations par arcthérapie conformationnelle..... 218

Liste des abréviations

<u>Français</u>	<u>Anglais</u>	
RTC-3D	3D-CRT	Radiothérapie Conformationnelle en 3-Dimensions 3-Dimensionnal Conformal Radiation Therapy
BEAMLETS		Petits faisceaux individuels
DTC	CCD	Dispositif à Transfert de Charge Charge-Coupled Device
CV	VC	Coefficient de Variation
DIV	IVD	Dosimétrie In Vivo In-vivo Dosimetry
D_{max}	D_{max}	Profondeur du maximum de dose
DRR		Images radiologiques digitales reconstruites Digitally Reconstructed Radiograph
DSA	SAD	Distance Source Axe
DSP	SSD	Distance Source Peau
E		Energie
EPID		Système d'imagerie portale électronique Electronic Portal Imaging Device
FOC	CSF	Facteur d'Ouverture du Collimateur Collimator Scatter Factor
Gy	Gy	Gray
RTGI	IGRT	Radiothérapie guidée par l'image Image-Guided Radiation Therapy
IRM	MRI	Imagerie par Résonance Magnétique
KERMA		Kinetic Energy Released per unit Mass
LINAC		Accélérateur linéaire LINear ACcelerator
MIMiC		Multileaf Intensity Modulating Collimator
CML	MLC	Collimateur micromultilames Muli Leaf Collimator
MOSFET		Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor
MVCT		MegaVoltage cone-beam CT
LSO	OSL	Luminescence stimulée optiquement Optically Stimulated Luminescence
PDD		Percentage Depth Dose
PTV		Planning Target Volume
RCMI	IMRT	Radiothérapie Conformationnelle avec Modulation d'Intensité
RPE	EPR	Résonance Paramagnétique des Electrons Electron Paramagnetic Resonance
RTF	TPR	Rapport Tissu Fantôme Tissue Phantom Ratio

RTM	TMR	Rapport Tissu Maximum Tissue Maximum Radtio
SBRT		Stereotactic Body Radiation Therapy
S_c		Facteur de diffusion de la tête de collimation Head Scatter Factor
S_{c,p}		Facteur de diffusion total Total Scatter Factor
SPECT		Tomoscintigraphie par émission monophotonique Single-Photon Emission Computed Tomography
TDM	CT	TomoDensitoMétrie Computed Tomography
DTL	TLD	Dosimètre Thermo Luminescent Thermo Luminescent Dosimeter
SPT	TPS	Système de Plannification de Traitement Treatment Planning System
UM	MU	Unité Moniteur Monitor Unit

Introduction générale

La dosimétrie in vivo (DIV) est une procédure de mesure de dose effectuée pendant l'irradiation du patient dont l'objectif est de détecter et corriger des erreurs systématiques ou aléatoires ayant pu s'introduire dans la phase de préparation du traitement. La DIV reste donc indissociable de l'ensemble de procédures d'assurance qualité effectuées en amont du traitement qu'elle vient compléter. Le cadre réglementaire a rendu son application obligatoire fin 2007 dans tous les services de radiothérapie de France. Si la radiothérapie et la radiochirurgie stéréotaxique intracrânienne ont débuté de façon concomitante à la fin du 19^{ème} siècle, la spécificité de la radiochirurgie rend l'application de la DIV toujours délicate. En effet, les fortes doses délivrées en séance unique par l'utilisation de faisceaux de faibles dimensions complexifient la mesure de dose pour les détecteurs couramment utilisés pour la DIV en radiothérapie. Cependant, les problématiques rencontrées en radiochirurgie et en radiothérapie tendent à se superposer car les avancées thérapeutiques, offrant une plus grande personnalisation des traitements, s'orientent actuellement vers l'utilisation de petits champs, comme par exemple avec la Radiothérapie Conformationnelle avec Modulation d'Intensité (RCMI).

L'objectif de ce travail est de proposer une solution réaliste pour la dosimétrie in vivo en radiochirurgie stéréotaxique par détecteurs à technologie MOSFET (« Metal Oxid Semiconductor Field Effect Transistor »). Ces capteurs présentent une surface sensible attractive pour la mesure de la dose de faisceaux de faibles dimensions. Pour être applicable en clinique, cette étude devra répondre aux contraintes de la technologie MOSFET et aux exigences de la dosimétrie des petits champs lorsque les détecteurs sont positionnés à la surface. Ce travail s'articule autour des 6 chapitres :

- Le chapitre 1 présente le contexte de l'étude en radiochirurgie stéréotaxique et détaille les caractéristiques des faisceaux de faibles dimensions auxquelles est confrontée à l'heure actuelle la métrologie. Les principes de la dosimétrie in vivo et une comparaison des détecteurs les plus utilisés en radiochirurgie stéréotaxique est exposée.
- Le chapitre 2 est consacré au principe de fonctionnement des détecteurs MOSFET en l'absence ou en présence de rayonnements.
- Le chapitre 3 présente le matériel utilisé pour ce projet et les résultats de l'investigation préliminaire liée aux considérations d'utilisation des détecteurs à la surface,

équipés de leur capuchon de mise en équilibre électronique dans les petits champs. Pour les microMOSFET un capuchon de mise à l'équilibre a été développé pour l'exploration des tailles de champ jusqu'à $6 \times 6 \text{ mm}^2$. Enfin les résultats de la caractérisation des MOSFET et microMOSFET dans les faisceaux fixes typiques de la radiochirurgie stéréotaxique intracrânienne sont exposés.

- Le chapitre 4 détaille la méthode de calibration développée localement et intégrant les contraintes de la technologie MOSFET pour leur usage en radiochirurgie stéréotaxique intracrânienne. Cette méthode de calibration optimisée a ensuite été évaluée dans des conditions réalistes d'irradiation statique avec des MOSFET et microMOSFET. Enfin, les considérations liées à l'usage de la formule du calcul de la taille de champ du carré équivalent lors du passage de formes de champs régulières à irrégulières sont étudiées jusqu'à une taille de champ de $6 \times 6 \text{ mm}^2$.

- Le chapitre 5 porte sur l'influence de l'erreur d'un des paramètres de traitement sur la distribution de dose au niveau de l'isocentre et des volumes lésionnels rencontrés en radiochirurgie stéréotaxique, dans le cas de faisceaux fixes de dimensions variables. La distribution de l'erreur aux structures d'intérêt a été reconstruite en 3D sous Matlab[®] à partir de modélisations numériques effectuées en langage C++. La simulation du niveau de détection des capteurs MOSFET et microMOSFET à un type d'erreur en fonction de son importance a été effectuée afin de déterminer le positionnement optimal de capteurs permettant d'assurer une sensibilité maximale de détection.

- Le chapitre 6 présente la méthode originale de dosimétrie in vivo développée pour l'irradiation par arthrothérapie conformationnelle par des faisceaux de petites dimensions. La première partie de ce chapitre est consacrée à la résolution du problème direct consistant à reconstruire la réponse des détecteurs à la surface connaissant la dose à l'isocentre. A partir des simulations numériques, nous proposons une méthode de positionnement optimal des détecteurs à la surface pour des paramètres d'arthérapie donnés. La seconde partie est dédiée à la méthode de résolution du problème inverse et répond à la problématique de mesure de dose rencontrée en situation clinique : i.e. reconstruire la dose délivrée à l'isocentre à partir de la mesure de détecteurs placés sur la peau du patient. Enfin, une évaluation de la méthode en condition d'arthérapie conformationnelle a été réalisée en corrélant les solutions théoriques obtenues par calcul direct aux solutions inverses calculées à partir de mesures MOSFET sur un fantôme homogène.

Chapitre 1: Contexte de l'étude

INTRODUCTION

L'objectif de ce chapitre est de préciser le contexte de l'étude. Il présente en premier lieu les principales avancées de la radiothérapie qui ont favorisé l'émergence des techniques modernes actuelles - dont les irradiations stéréotaxiques font partie. La radiochirurgie stéréotaxique, présente la particularité d'être positionnée à l'interface entre la neurochirurgie et la radiothérapie. Comme toutes les avancées technologiques réalisées en radiothérapie, l'objectif de la radiochirurgie stéréotaxique est d'assurer l'irradiation des volumes cibles toujours plus précise et spécifique. Selon Steiner (Steiner *et coll.*, 1992), la radiochirurgie stéréotaxique peut être définie comme une: « *Procédure ou des faisceaux fins de rayonnements ionisants, délivrés en une seule dose élevée, sont utilisés pour détruire ou modifier biologiquement une cible sans ouvrir la boîte crânienne et avec des risques minimes d'atteinte des tissus adjacents* ».

En seconde partie de ce chapitre, les difficultés de la dosimétrie des faisceaux de faibles dimensions sont détaillées.

Enfin, les méthodologies principales de la dosimétrie in vivo ainsi qu'une comparaison des détecteurs les plus utilisés sont exposés.

PARTIE A : RADIOCHIRURGIE STEREOTAXIQUE

1. DE LA RADIOTHERAPIE CONVENTIONNELLE AUX TECHNIQUES MODERNES

La composante technique de la radiothérapie lie son évolution aux complexifications technologiques appliquées à la Médecine. Si les rayons X et le Radium ont été découverts à la fin du XIX^{ème} siècle, il a cependant fallu attendre la fin des années 1950 pour que les connaissances de la technologie et de la physique soient suffisamment avancées pour permettre l'irradiation par rayonnements de haute énergie produits par accélérateurs linéaires ($E > 1$ MeV). L'objectif des avancées technologiques, est resté inchangé : Optimiser les traitements en maximisant l'effet délétère des rayonnements sur les volumes cibles tout en minimisant les effets secondaires aux volumes sains. Auparavant, les traitements de radiothérapie consistaient essentiellement en l'irradiation par rayons gamma issus du radium et rayons X produits par des tubes de faibles énergies (Cherry et Duxbury, 1998): Pour ce type d'accélérateurs, dits à tension continue, l'énergie était limitée par les phénomènes de décharge. Les différences de potentiel des tubes dits « supravoltages » de Crookes et de Coolidge n'excédaient cependant pas 200-400 kV. Compte tenu des faibles pouvoirs de pénétration de ces rayonnements dans les tissus et de l'importance des effets secondaires associés, le caractère délabrant des traitements de radiothérapie limitait ses indications thérapeutiques aux tumeurs superficielles du sein, de la peau, aux indications ORL et aux traitements palliatifs/antalgiques. L'accélérateur linéaire ou LINAC évite l'effet de décharge. La particule de référence est soumise à un champ électrique haute-fréquence sur la trajectoire rectiligne qu'elle parcourt, et reste protégée de ce champ lorsqu'il est décélérateur. Dès 1929, ce type de technologie fut proposé par Widerö, mais la première réalisation fut attribuée à S.H. Sloan et E.O. Lawrence en 1931. La technologie, cependant toujours limitée dans le domaine des hautes fréquences, imposait l'utilisation d'ions lourds pour obtenir des énergies supérieures à 1 MeV.

Conjointement, la technologie développée durant la seconde guerre mondiale se démocratise. A la fin des années 1940, la structure du guide d'onde progressive dite « à iris » et issue de la technologie des radars, en particulier concernant les générateurs à haute fréquence, est inventée. En 1948, le premier LINAC à proton est construit par L. Alvarez à l'université de Stanford utilisant une fréquence de 200 MHz. Depuis, le principe de l'accélérateur linéaire a été étendu à l'accélération d'électrons. Les fréquences disponibles ont continuellement augmenté. Ainsi en 1966, un accélérateur linéaire d'électrons de 23 GeV,

(utilisant des fréquences de l'ordre du GHz) fut mis en service à Stanford (Lapostolle, 1966). Ces avancées rendirent possible le développement des LINAC de dimension raisonnable, en particulier pour l'usage en milieu hospitalier. Dans les années 50, l'industrie est capable de maîtriser la production de rayons X d'énergie supérieure à 1 MeV. Les premiers LINAC furent développés simultanément au Royaume Uni et aux Etats-Unis, avant de devenir les nouveaux outils de référence de la Radiothérapie Conventiionnelle.

De 1985 à 1995, la dosimétrie est planifiée à l'aide de coupes tomodensitométriques isolées de telle sorte que les structures anatomiques des volumes cibles et critiques ne sont que partiellement définies. Avec l'avènement de l'imagerie médicale qui offre la possibilité d'acquérir des coupes adjacentes en tomodensitométrie, l'identification des structures anatomiques et la délimitation des volumes cibles/critiques est améliorée. Les structures volumétriques peuvent être à présent considérées dans leur totalité : l'expansion volumique de la tumeur et de celle des organes alentour est donc plus finement caractérisée. En parallèle, des progrès dans les systèmes de collimation du faisceau d'irradiation et de sécurité des traitements sont réalisés. Les champs carrés et les caches additionnels sont abandonnés au profit de collimateurs multilames intégrés à la tête de l'accélérateur. La puissance de calcul des Systèmes de Planification de Traitement (« Treatment Planning System », TPS) augmente et devient accessible au domaine médical. In fine, il devient possible d'aligner géométriquement dans chaque position de l'espace le faisceau d'irradiation aux limites des volumes cibles grâce au système *Beam's Eye View* (BEV) qui décrit cette projection (Goitein *et coll.*, 1983; Mohan *et coll.*, 1988). Cette Radiothérapie Conformationnelle en 3D nommée 3D-CRT (*3-Dimensional Conformal Radiation Therapy*). Débutée dans les années 1990, elle assure une collimation individualisée au patient. Du fait d'une meilleure précision dans la balistique du traitement, le ratio bénéfice/risques des traitements augmente, et autorise les escalades de doses sur les tissus tumoraux, tout en réduisant les complications post-thérapeutiques. Cependant compte tenu de l'apparition de nouveaux paramètres à prendre en compte simultanément dans les TPS, tels que l'ouverture des lames du champ d'irradiation et l'orientation du faisceau par exemple, le processus de planification global se complexifie. Un plan dosimétrique 3D-CRT nécessite l'ajustement par l'utilisateur de nombreux paramètres pour obtenir une distribution de dose satisfaisante. La solution est généralement obtenue par tâtonnements successifs. De plus, la radiothérapie conformationnelle en 3D est basée sur l'utilisation de champs d'irradiation d'intensité uniforme. Dans ce contexte, l'anatomie du patient, structurée en couches de densité électroniques et physiques variables n'est pas prise en compte et l'absorption des rayonnements y est donc hétérogène. En conséquence, la

distribution de dose ne peut pas être uniforme si des successions de champs à intensité uniforme sont appliqués.

Suite aux avancées réalisées dans les contraintes géométriques imposées par les formes complexes des volumes cibles, la recherche a été orientée vers l'optimisation de la dose en profondeur par la modulation de la fluence des faisceaux : La Radiothérapie Conformationnelle avec Modulation d'Intensité (RCMI). Le concept a été attribué à Brahme qui proposa dès 1982 une solution analytique à la résolution d'un problème inverse en 2D dans le cas d'une symétrie circulaire simple (Brahme *et coll.*, 1982): il était possible de générer un anneau de dose uniforme autour d'un disque central épargné par l'irradiation, en utilisant une rotation de faisceau. A partir d'une distribution de dose désirée en 2D, cette solution permettait d'obtenir la modulation de fluence du faisceau requise.



FIGURE 1.1 : De gauche à droite, représentation schématique des fluences obtenues pour la radiothérapie : conventionnelle à fluence uniforme, conformationnelle à fluence uniforme, conformationnelle RCMI à fluence modulée.

En 1988, Brahme publia le premier papier assimilable à la planification inverse algébrique. En réalité, sa méthode décrivait une succession de projections et rétroprojections qui ne sont pas réellement des processus inverses, et offrait une approche partielle de la solution, pouvant conduire à l'obtention de fluences négatives, sans sens physique (Brahme, 1988). La même année, Källman décrivit une méthode théorique de modulation dynamique du faisceau par mouvement des lames du collimateur (Källman *et coll.*, 1988). Les premiers collimateurs multilames contrôlés par ordinateur font leur apparition, mais il n'existe à cet instant aucune possibilité de moduler l'intensité du faisceau hormis par des compensateurs directs placés entre la sortie de la tête de l'accélérateur et le patient.

En 1989 Webb adapte la méthode du recuit simulé qu'il utilise déjà en SPECT (Webb, 1989) issue de la mécanique statistique, (Kirkpatrick *et coll.*, 2003; Metropolis *et coll.*, 1953) à la planification inverse en RCMI, suivi de Mageras et Mohan (Mageras *et coll.*, 1992). En 1991, les travaux de Boyer et Webb (Boyer *et coll.*, 1991 ; Webb, 1991) permettent

d'envisager la RCMI par superposition de segments de formes complexes et de pondération différente, i.e. technique « step and shoot ».

En 1990 Bortfeld observe que la problématique posée par la RCMI peut être assimilable à l'inverse de celle des reconstructions scanographiques : Les informations connues a priori en scanner sont les données de transmission du patient et la solution à reconstruire est une image densitométrique. En adaptant le problème à la RCMI, les données à priori connues deviennent les contraintes de distribution de dose au volume cible et la solution désirée représente la carte de fluence du faisceau d'irradiation. Il propose, d'abord ; une méthode utilisant des filtres numériques, puis en 1994, une méthode itérative de descente de gradients, à la convergence plus rapide: les profils de distribution de dose en 2D générés à partir de champs modulés en 1D (Bortfeld *et coll.*, 1990 ; Bortfeld *et coll.*, 1994). Au début des années 1990, la méthode est généralisée aux distributions de dose en 3D pour des fluences modulées en 2D. De 1992 à 1995, Convery et Rosenbloom décrivent les modalités de modulation d'intensité du faisceau à partir des variations de vitesses de déplacement des mâchoires et étendent le principe aux collimateurs multilames (Convery et Rosenbloom, 1992). En 1994, Stein, Svensson et Spirou découvrent de façon indépendante les équations de trajectoires optimales de mouvement des lames des collimateurs pendant l'irradiation afin de moduler l'intensité du faisceau (Stein *et coll.*, 1994 ; Svensson *et coll.*, 1994, Spirou *et coll.*, 1994). Cependant il faut attendre l'année 1997 pour que l'ensemble des constructeurs soit en mesure de proposer une solution clinique aux services de Radiothérapie pour la pratique de la RCMI avec MLC. Auparavant et dans le monde entier, les traitements délivrés par modulation du faisceau se sont essentiellement réalisés à l'aide du système MIMiC (Multileaf Intensity Modulating Collimator).

En 1992, Carol présente ce dispositif clé en main qui permet le traitement par l'IMRT en route clinique, et qui inclut son propre système de planification inverse (Carol *et coll.*, 1993). Ce dispositif original, consiste en un collimateur spécial s'ajoutant à la tête d'un accélérateur linéaire quelconque. Le faisceau est modulé par une fenêtre de $2 \times 20 \text{cm}^2$ composée de lames, contrôlées par un système de compression pneumatique, et qui peuvent totalement s'ouvrir ou se fermer de façon simultanée à la rotation du bras. Un traitement complet est réalisé par une série de déplacements adjacents et discrets de la table entre chaque rotation axiale de bras. On parle alors de tomothérapie séquentielle.

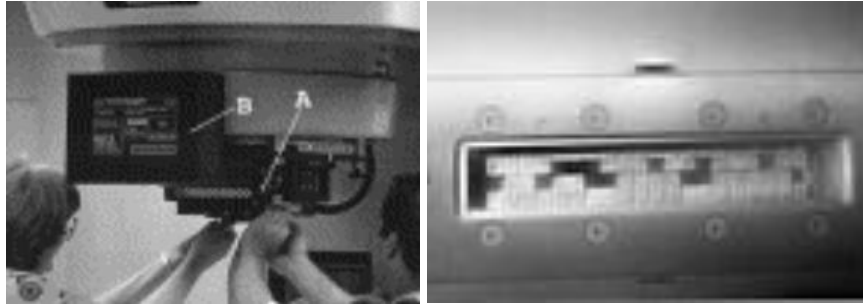


FIGURE 1.2 : A gauche, système MIMiC (Multileaf Intensity Modulating Collimator), d'après Salter (Salter, 2001). A droite, collimateur pneumatique du système, d'après Teh et coll., (Teh et coll., 1999)

Au début des années 1990, plusieurs initiatives se développent en faveur de l'abandon de l'accélérateur linéaire classique au profit de dispositifs hybrides. Ainsi, en 1993, le concept de la tomothérapie séquentielle s'étend à celui de la tomothérapie hélicoïdale grâce à un accélérateur linéaire de faibles dimensions qui remplace le tube à rayons X de l'anneau d'un scanner (Mackie *et coll.*, 1993). Lors d'un traitement, le LINAC équipé d'un collimateur multilames décrit des cercles de 360° en même temps que la table de traitement effectue des translations dans l'axe de l'anneau. Ainsi, l'irradiation peut être délivrée selon une spirale. En 2002, la mise sur le marché des dispositifs de Tomothérapie débute. Parallèlement, grâce aux progrès dans domaine de la miniaturisation, Alder couple un LINAC portable utilisé dans le contrôle industriel à un bras robotisé utilisé dans l'industrie et crée dès 1987 le CyberKnife. Durant ces travaux précédents, Alder a pu étendre sa collaboration avec le neurochirurgien Lars Leskell, dont les travaux s'intéressèrent aux traitements de pathologies intracrâniennes par rayonnements ionisants, i.e. Radiochirurgie stéréotaxique. Alder exporte avec le Cyberknife le concept de la Radiochirurgie stéréotaxique aux indications extra-crâniennes.

La radiochirurgie stéréotaxique est une solution thérapeutique où des rayonnements ionisants sont délivrés dans des conditions de stéréotaxie empruntées historiquement à la neurochirurgie. Cette discipline se situe donc au croisement de la radiothérapie et de la neurochirurgie, et nécessite en ce sens une approche multidisciplinaire. Pour comprendre la place actuelle de la radiochirurgie stéréotaxique dans l'éventail des traitements par rayonnements ionisants, il est intéressant de s'attarder sur l'évolution des problématiques de ses pionniers, qui sont pour certaines toujours d'actualité.

2. DE LA NEUROCHIRURGIE A LA RADIOCHIRURGIE STEREOTAXIQUE

La localisation du point ou cible à traiter est l'étape préliminaire à toute opération chirurgicale. Dans l'espace intracrânien, les premiers instruments de repérage ne s'appuyaient pas sur un système de réelles coordonnées cartésiennes et ne permettaient pas le repérage d'instruments avec une précision et une innocuité suffisantes pour des gestes neurochirurgicaux. Ce déficit fut comblé par le premier instrument dit « stéréotaxique », créé par le neurochirurgien Clarke en 1905, et qui permet le repérage de la boîte crânienne selon trois axes. La motivation de Clarke était de s'affranchir du manque de reproductibilité entre les repères crâniens externes et les structures cérébrales. Cela nécessitait la connaissance précise de la position de l'instrument dans l'espace tridimensionnel et de fixer au crâne un cadre instrumental définissant les trois axes et l'origine des coordonnées (Lot, 1989). Ainsi, en 1906, des tumeurs cérébrales furent traitées par implantation de grains de Radium et électrocoagulation par Clarke et Horsley.

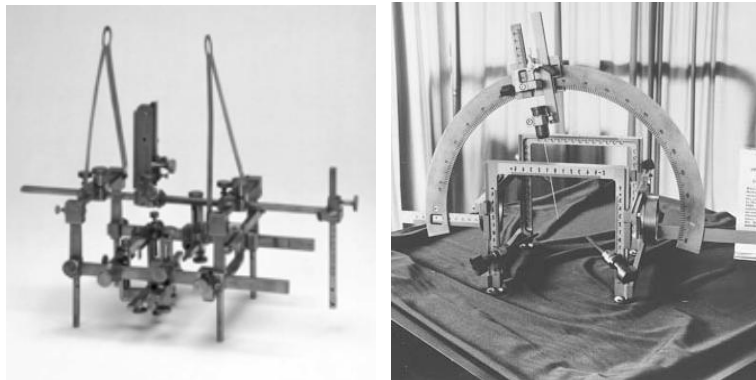


FIGURE 1.3 : Cadres stéréotaxiques de Horsley-Clarke a gauche, d'après Loring (Loring, 2010) et de Leksell a droite, d'après Elekta Instruments, Inc.

Le concept de « Radiochirurgie stéréotaxique » a été attribué à Leksell et Larsson en 1951, motivés par le développement d'une méthode non invasive de destruction de lésions intracrâniennes, inaccessibles et/ou coûteuses à la neurochirurgie ouverte, évitant « *blood, swear and tears* » (Leksell, 1951). Leurs études s'intéressèrent ainsi à la substitution des instruments du neurochirurgien par des rayonnements ionisants focalisés. Leur propre « cadre stéréotaxique » fut développé pour le repérage dans l'espace intracrânien (figure 1.3). Plusieurs alternatives furent explorées par l'équipe de Leksell dans la recherche de la source optimale de rayonnement à utiliser. Une source externe de rayons X émis par un orthotube de 280 kV fut tout d'abord envisagée dans le traitement de névralgie du nerf trijumeaux, avant son abandon en regard des complications contractées à distance des traitements. Pour les

traitements cérébraux, l'équipe de Leksell utilisa également des faisceaux de protons de 185 MeV issus d'un synchrocyclotron provenant de multiples directions et convergeant sur un petit volume du cerveau d'animaux puis des faisceaux de photons X issus d'un accélérateur linéaire. En dépit des résultats prometteurs des études menées sur le synchrocyclotron et l'accélérateur linéaire, leurs utilisations furent abandonnées, pour des raisons d'encombrement et de disponibilité, au profit de l'utilisation de sources de Cobalt-60, qui aboutit à la construction du premier dispositif Gamma Knife, composé de multiples sources radioactives focalisées et distribuées sur une demi-sphère autour de la tête du patient : ce dispositif répondait à l'outil neurochirurgical que l'équipe de Leksell souhaitait développer dans son utilisation pratique. L'avènement du scanner au même moment et de l'IRM dix ans plus tard a étendu les perspectives de repérage des cibles. Ainsi à la fin des années 1970, Wells, Roberts et Brown conçurent un cadre stéréotaxique compatible avec le système de tomographie axiale permettant la localisation des cibles à l'étape préopératoire, à partir de deux points d'entrée prédéfinis par l'utilisateur. Une implémentation de ce cadre réalisée par Crossman, Well et Roberts, intégrant la dynamique de balayage du scanner, permit la localisation de la cible en trois dimensions à partir d'une infinité de portes d'entrée a priori non prédéfinies. La convergence concomitante des évolutions technologiques d'imagerie et des dispositifs de rayonnements ionisants ont encouragé l'industrie à se saisir du marché de la radiochirurgie stéréotaxique en proposant diverses solutions technologiques développées en aval de ce chapitre (cf. §A-1.4). Dès 1980, la radiochirurgie stéréotaxique perd ainsi son caractère ésotérique.

Aujourd'hui, le terme irradiation stéréotaxique désigne une irradiation focale utilisant plusieurs faisceaux non coplanaires ajustés afin de délivrer une dose à des volumes cibles localisés stéréotactiquement. La dose totale est comprise entre 10 et 90 Gy et délivrée en séances uniques ou multiples, à une ou plusieurs lésions non-infiltrantes de faible volume de l'ordre de 1 à 35 cm³. Leurs localisations rendent l'exérèse délicate à la microchirurgie. Les niveaux de précision requis dans le positionnement du patient et dans la délivrance de la dose sont respectivement de ± 1 mm et de ± 5 %. Selon l'utilisation de source interne ou externe de rayonnements, deux modalités répondent aux critères d'irradiation dite stéréotaxique (Podgorsak, 2006). La première, concernant la curiethérapie interstitielle, est réalisée par implantation stéréotaxique de sources radioactives temporaires ou permanentes. La seconde et la plus répandue, i.e. irradiation externe stéréotaxique, fait l'usage d'une ou de plusieurs sources externes de rayonnement. Lorsque la dose totale est délivrée en fractions multiples, le traitement est dit de radiothérapie stéréotaxique. En occultant la nature du fractionnement de

la dose, le type de dispositif technologique utilisé pour les irradiations stéréotaxiques externes ne diffère pas, il est aussi habituel d'employer le terme radiochirurgie pour décrire l'ensemble dans le langage courant.

3. DISPOSITIFS DE RADIOCHIRURGIE

3.1 GAMMAKNIFE

Le principe du GammaKnife reste inchangé depuis l'introduction de son premier prototype en 1968 par Leksell. L'utilisation singulière des sources radioactives de ^{60}Co se distingue des autres dispositifs de Radiochirurgie dans la mesure où le faisceau thérapeutique provient de points multiples dont les positions sont fixes.

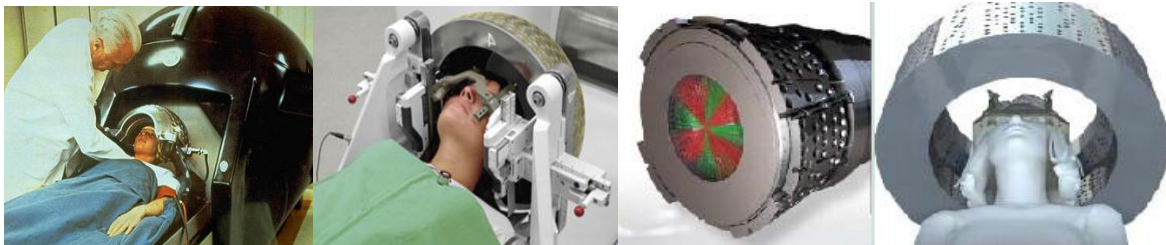


FIGURE 1.4 : De gauche à droite : Leksell et premier GammaKnife montage sur patient du casque collimateur, principe des collimateurs intégrés en faveur de l'abandon des casques de collimation additionnels (d'après Elekta Inc).

Les Gamma Knife modernes intègrent 201 sources de ^{60}Co distribuées à la surface d'une demi-sphère. Chaque source est constituée de pastilles de ^{60}Co encapsulées dans un cylindre d'acier. Les configurations récentes de ce dispositif permettent la planification dosimétrique sur un modèle sphérique contrairement aux premières versions, qui imposaient une distribution discoïde du plan. L'ensemble des sources radioactives est aligné sur 5 anneaux de 35, 39, 39, 44, et 44 éléments. Les 201 faisceaux gammas issus des sources radioactives sont focalisés à l'aide d'un système additionnel de collimation composé d'un pré-collimateur en Tungstène et d'un collimateur stationnaire de Plomb, leur assurant convergence en un point unique. La taille et la forme finale du faisceau sont délimitées par l'un des quatre casques en Tungstène qui viennent achever la collimation, comportant des trous de diamètre possible de 4, 8 14 et 18 mm. Le traitement de lésions cérébrales par Gamma Knife nécessite, au préalable, la fixation à la tête du cadre de Leksell avec des vis percutanées. Du fait des interactions des rayonnements avec le cadre, le traitement intéresse des volumes cibles situés préférentiellement en profondeur. Le positionnement du patient sur la table de traitement permet de faire coïncider les coordonnées x, y et z avec le point focal de

traitement. Sur ce principe, le patient est repositionné à chaque « tir » au cours du traitement, lorsqu'une technique multi-isocentrique est employée. La dose totale est obtenue par sommation des tirs successifs et constitue le plan balistique idéal prédéfini.

3.2 CYBERKNIFE

Le CyberKnife est composé d'une section accélératrice miniaturisée de 6 MV, (gamme X de 10^4 MHz), montée sur un bras robotisé et d'une table de traitement à 6 degrés de liberté. A la différence des LINAC, et tout comme pour le dispositif de tomothérapie, le CyberKnife ne comporte pas de cône égalisateur à la sortie du faisceau. L'homogénéisation du champ de rayonnement de freinage produit dans la cible n'est donc pas réalisée. Ainsi pour ce type de dispositif, les procédures standards de qualité de métrologie, de type TPR_{20,10}, ne peuvent s'appliquer pour interpoler des valeurs de coefficients d'étalonnage de détecteurs. Les tailles de champs disponibles sont définies par 2 systèmes de collimation. Soit par un jeu de collimateurs de 5 à 60 mm de diamètre, soit par un collimateur à iris variable représenté en figure 1.5. Le faisceau est délivré au sein d'un espace discrétisé en nœuds, qui correspondent aux positions possibles du bras robotisé. Un traitement classique comprend 110 nœuds distribués uniformément sur une demi-sphère centrée sur le site de traitement. Le mouvement du bras est restreint aux nœuds. Il est ainsi possible d'utiliser 5000 angles différents d'incidences de faisceaux, non coplanaires et non isocentriques : Un traitement de radiochirurgie stéréotaxique par Cyberknife est réalisé en moins d'une heure.

Un système de guidage par l'image, constitué d'une paire orthogonale d'imageurs RX, permet une localisation précise de la cible. La localisation de la cible est réalisée grâce à la série d'images axiales tomодensitométriques qui servent de référence à la détermination d'images radiographiques reconstruites numériquement (DRR) par la paire d'imageurs. Le système de guidage par l'image suit la position du patient en continu dans l'espace de coordonnées de la salle de traitement, en corrigeant les offsets translationnels et rotationnels: ces coordonnées sont transmises au bras robotisé qui ajuste si nécessaire le point focal du faisceau de l'accélérateur en maintenant l'alignement avec la cible avec une précision constructeur affichée de 1 mm.

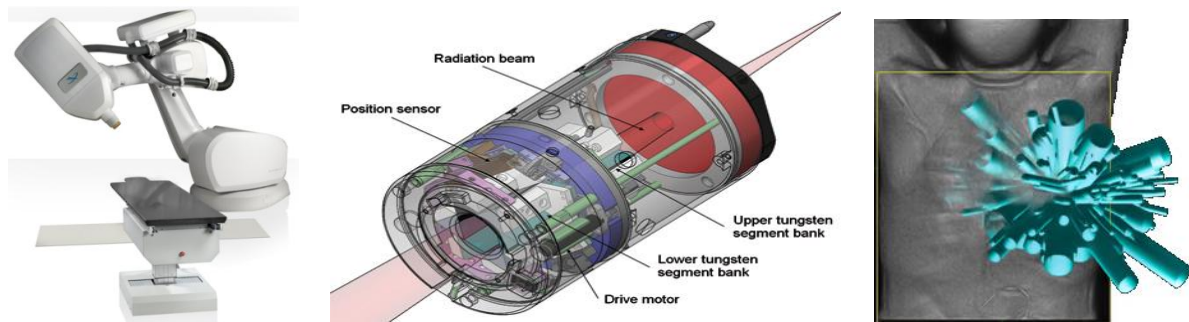


FIGURE 1.5 : De gauche à droite : Appareil CyberKnife™, représentation schématique du collimateur IRIS à ouverture variable, (d'après Accuray Inc).

3.3 TOMOTHERAPIE HELICOÏDALE

La tomothérapie hélicoïdale consiste en un système dédié de RCMI rotationnelle réalisé par combinaison de rotation continue du faisceau d'intensité modulée et de mouvements de translation de la table de traitement. La translation de la table peut être réalisée de façon concomitante ou à distance des tirs du faisceau, distinguant la tomothérapie séquentielle de la tomothérapie hélicoïdale de plus en plus développée.

L'appareil de tomothérapie conjugue l'utilisation d'un accélérateur 6 MV miniaturisé avec modulation d'intensité et un scanner pour le repérage morphologique des organes internes. Le dispositif est embarqué sur l'anneau d'un scanner, ce qui permet au faisceau de définir une rotation isocentrique d'amplitude de 360° . La collimation du faisceau n'est pas réalisée par un MLC conventionnel mais par collimateur dédié au dispositif également fixé sur le bras et comprenant 2 séries de lames entrelacées se déplaçant rapidement dans et en dehors du faisceau collimaté en un éventail étroit. De ce fait, la tomothérapie hélicoïdale utilise tous les angles de faisceaux coplanaires. Les variations d'intensité des petits faisceaux individuels (beamlets) ne sont plus assujetties aux limites mécaniques des collimateurs binaires utilisés en technique séquentielle. Il est ainsi possible d'utiliser des faisceaux fortement modulés et d'obtenir une meilleure conformation qu'en utilisant des faisceaux coniques fixes. La table de traitement est introduite dans l'anneau à vitesse constante d'après la valeur du pitch, de telle façon que le faisceau soit délivré selon une géométrie hélicoïdale autour du volume cible, selon la période de rotation de l'anneau. Le traitement permet ainsi de réaliser la RCMI en 3D. La tomothérapie permet d'obtenir des coupes tomodynamométriques MV de l'anatomie du patient à chaque étape précédant, pendant ou suivant la délivrance du traitement. Les images MVCT sont acquises à l'aide d'une matrice de 738 chambres d'ionisation de xénon diamétralement opposées à la section accélératrice et permettent

d'ajuster le plan balistique d'une fraction à l'autre pour optimiser la conformationnalité du traitement.

3.4. VERO SBRT (STETEOTACTIC BODY RADIOTHERAPY)

Le dispositif Vero, introduit par les constructeurs BrainLab et Mitsubishi en 2010, permet de réaliser une radiothérapie stéréotaxique du corps entier guidée par l'image et réunit toutes les avancées technologiques de radiothérapie combinant RCMI, IGRT, et tracking du volume cible en temps réel. Ce dispositif offre la possibilité de délinéer dynamiquement le faisceau afin d'aborder la tumeur par chaque angle pendant que le dispositif effectue une rotation autour du patient. Conçu comme machine à part entière, et non comme l'adaptation de techniques déjà existantes, ce dispositif est doté d'un nouveau type de section accélératrice de 6 MV avec MLC embarqué sur un anneau torique. Un mécanisme de cardans orthogonaux soutient le bloc LINAC/MLC, ce qui permet d'effectuer des mouvements rapides de translation et d'inclinaison du faisceau thérapeutique et donc de traiter des volumes cibles dynamiques en temps réel. Le système Vero SBRT permet de réaliser l'arthérapie avec modulation d'intensité. La vérification par l'image est assurée grâce à un système de détecteurs RX embarqué permettant d'effectuer kV CT, MV CT et radioscopie pour une évaluation 3D en temps réel de la position du volume cible. Une matrice de détection dans l'axe du faisceau et distale au patient permet de réaliser une reconstruction de type cone beam CT MV à partir du faisceau pendant le traitement, un ciblage en temps réel de marqueurs implantés et de la dosimétrie in-vivo à partir de mesures de transmission. La position du patient est contrôlée en permanence par infrarouge et les paramètres d'une table robotisée à 6 degrés de liberté (3 translations, 3 rotations) sont ajustés si nécessaire en temps réel.



FIGURE 1.6 : Représentation en 3D du système Vero SBRT™, (d'après Vero SBRT Inc)

3.5 ACCELERATEURS LINEAIRES ISOCENTRIQUES MODIFIES

Les accélérateurs linéaires utilisés en Radiochirurgie empruntent leur modus operandi à ceux utilisés en radiothérapie. Ainsi, les procédures d'utilisation de ces dispositifs ont été modifiées afin de répondre aux exigences en matière de collimation du faisceau et de positionnement du patient. Du fait des doses importantes, les contraintes de précision et de stabilité mécaniques imposés à l'accélérateur linéaire isocentrique sont plus strictes que celles rencontrées en radiothérapie.

4. TECHNIQUES D'IRRADIATION EN RADIOCHIRURGIE STEREOTAXIQUE

Les techniques d'irradiation rencontrées en radiochirurgie stéréotaxique sont étroitement liées aux capacités des systèmes de planification de traitement disponibles. Les logiques des techniques de planification et d'irradiation dépendent donc de la présence ou de l'absence d'algorithmes d'optimisation.

4.1 ARCTHERAPIE CIRCULAIRE ET DYNAMIQUE CONFORMATIONNELLE

Dans le cas d'un traitement délivré par arcthérapie, la dose cible est délivrée par une série d'arcs de rotation du bras - chaque arc est isocentrique et correspond à une position fixe de la table de traitement. L'amplitude des arcs est généralement inférieure à 180 ° afin d'éviter les faisceaux coplanaires, i.e. opposés et parallèles dans le même plan, susceptibles de générer de forts gradients de dose en dehors du volume cible. Il est possible de définir deux techniques d'arcthérapie selon la forme et les dimensions du champ d'irradiation.

- Arcthérapie circulaire : la forme et les dimensions du champ d'irradiation sont fixes et définies par le diamètre d'un collimateur conique additionnel.
- Arcthérapie dynamique conformationnelle : la forme et les dimensions du champ d'irradiation s'adaptent à la projection du volume cible dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau tous les quelques degrés de rotation du bras sans pause durant l'irradiation.

4.2 RCMI (RADIOTHERAPIE CONFORMATIONNELLE AVEC MODULATION D'INTENSITE)

Il s'agit d'une irradiation conformationnelle dans laquelle la carte de fluence totale des faisceaux est modulée afin d'obtenir de meilleurs indices de qualité du traitement. Une des

techniques simples de RCMI consiste à ajuster manuellement les paramètres du collimateur multi-lames pour obtenir des champs non conformationnels complétant les lacunes d'une planification de type 3D-CRT. Suite aux limites posées par la 3D-CRT, la philosophie de planification de traitement a été inversée pour réaliser cette technique: Ainsi, plutôt que de chercher à obtenir la meilleure distribution de dose en profondeur en ajustant par tâtonnement les paramètres du faisceau, l'idée a été de fixer a priori les objectifs de dose à remplir et de chercher ensuite à les satisfaire. Cette forme de planification inverse augmente l'efficacité du traitement dans la mesure où les critères cliniques sont retenus a priori plutôt que de chercher a posteriori à les satisfaire. Comme les solutions sont multiples, il est nécessaire de résoudre un problème inverse en préférant la voie algorithmique de l'optimisation itérative. Concrètement, l'intensité du faisceau peut être modifiée en déplaçant chacune des lames du collimateur durant l'irradiation de manière statique (technique séquentielle dite du step and shoot) ou dynamique (technique à fenêtre glissante dite du sliding window). Dans le cas d'une RCMI séquentielle, le champ irradié est divisé en plusieurs sous unités correspondant à une position statique du bras lors de l'irradiation. Le mouvement des lames est discontinu, programmé à chaque orientation du bras et s'effectue à distance des temps d'irradiation. On obtient une carte de fluence modulée totale par la sommation des différents segments d'irradiation. Dans la configuration d'un traitement réalisé par RCMI dynamique, le mouvement continu du bras sur un arc est conservé. Viennent se superposer à ce dernier les mouvements individuels de chaque lame du collimateur à vitesse différentielle afin de définir la forme du champ pendant l'irradiation. Imposant des contrôles qualités plus lourds, cette technique génère la modulation de la fluence par la variation de la vitesse des lames.

4.3 TECHNIQUE COMPOSITE

Cette technique de planification récente, telle qu' HybridArc, associe deux techniques d'irradiation. Elle intègre des arcs conformationnels dynamiques dont l'amplitude est optimisée avec des faisceaux discrets à intensité modulée. Ce qui permet la planification coplanaire autant que non-coplanaire. Elle est initialement évaluée pour la radiochirurgie intracrânienne et spinale. Le rapport des objectifs de dose pour l'optimisation de l'amplitude de l'arc et l'optimisation des faisceaux RCMI peut être ajusté. Ainsi pour la radiochirurgie standard, sans présence d'organes à risque, une planification sans contribution de type RCMI peut s'avérer satisfaisante. Dans des cas plus complexes, la contribution relative des faisceaux RCMI et d'arthérapie peut être ajustée afin d'obtenir un plan balistique optimisé. Par

exemple, pour des lésions intracrâniennes, la pondération de l'arthérapie dynamique conformationnelle et des faisceaux RCMI vaut respectivement entre 80-90% et 10-20%. Lorsque le contour de la cible est circulaire ou ovoïde, la combinaison des champs RCMI avec l'arthérapie dynamique conformationnelle permet d'obtenir une conformité équivalente à celle obtenue par l'usage de l'arthérapie dynamique conformationnelle seule. Cependant, lorsque les lésions sont de forme irrégulière, la combinaison des deux techniques permet d'augmenter l'homogénéité de distribution de dose à la cible.

La figure 1.7 représente les différentes techniques d'irradiations rencontrées en radiochirurgie stéréotaxique.

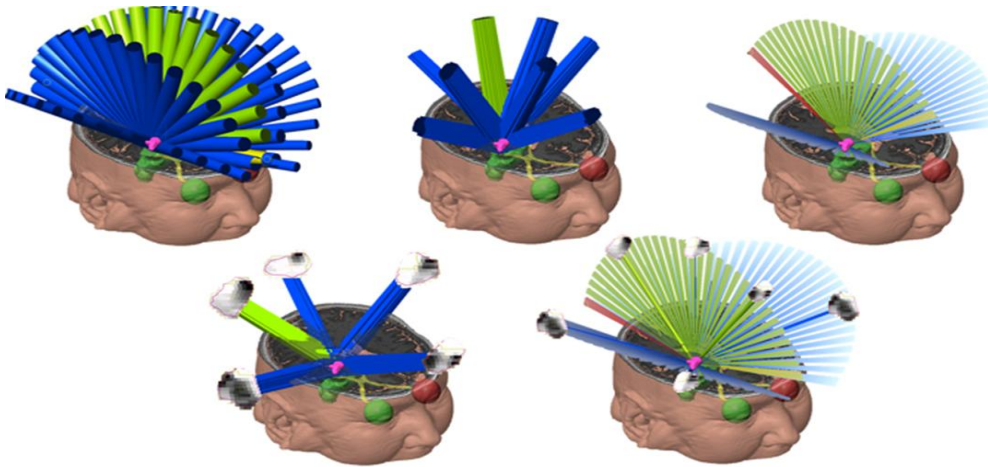


FIGURE 1.7 : Synthèse des techniques d'irradiations rencontrées en radiochirurgie stéréotaxique intracrânienne : (De gauche à droite et de haut en bas) : arthérapie circulaire, irradiation statique conformationnelle, arthérapie dynamique conformationnelle, RCMI, technique composite

PARTIE B : CAS PARTICULIER DES MINIFAISCEAUX

1. DEFINITION DES MINIFAISCEAUX

Lorsqu'un faisceau de photons interagit dans un milieu, le transfert d'énergie du faisceau vers les électrons n'a pas exactement lieu au niveau de l'interaction du photon avec la matière. Ceci est dû au libre parcours des électrons secondaires mis en mouvement. Dans une situation idéale, dans un milieu, les pertes d'énergie dues aux électrons qui quittent le volume d'intérêt sont compensées par l'énergie entrant associée aux particules arrivant de toute part : ce phénomène est la condition d'équilibre électronique. Cependant, l'équilibre électronique des particules n'est pas rempli en tout point. A la surface ou proche de la surface d'entrée du milieu, l'énergie absorbée, i.e. la dose absorbée, est plus faible que l'énergie transférée, i.e. kerma (« Kinetic Energy Released per unit Mass ») de collision : il existe un défaut d'équilibre électronique entre l'énergie arrivant et quittant le volume d'intérêt. A une profondeur caractéristique de l'énergie du faisceau, ces deux composantes se compensent : le kerma de collision K_c est égal à la dose absorbée D . Le degré d'équilibre ou équilibre transitoire β est caractérisé par la relation :

$$\beta = \frac{D}{K_c} \quad (1.1)$$

Sur le rendement en profondeur, un déséquilibre électronique survient dans la région de mise en équilibre électronique, où la dose augmente avant de décroître de façon exponentielle. Typiquement pour les profondeurs comprises entre la surface et la profondeur du maximum de dose, on trouve la configuration de $\beta < 1$ et $\beta > 1$ au-delà. Le degré d'équilibre électronique présent sur l'axe du faisceau diminue avec la taille du champ. Dans les régions où la fluence de photons varie, une différence survient entre l'énergie totale des particules chargées secondaires entrant et quittant le volume, ce qui entraîne un défaut d'équilibre électronique des particules. Les situations où il y a déséquilibre électronique sont rencontrées :

- à proximité d'un point de source de rayonnement où la fluence des photons change brusquement avec la distance

- à proximité des limites de milieux de composition différente où l'énergie des photons est si grande que celle des électrons secondaires n'est plus négligeable comparé au libre parcours moyen des photons
- en présence d'inhomogénéités de champ électrique ou magnétique.

En pratique dans un milieu, l'équilibre électronique n'est pas possible en tous points car la fluence du faisceau est modifiée au cours des interactions successives en profondeur. De la même façon, l'uniformité de la fluence n'est pas rencontrée à proximité des limites d'un milieu fini et lorsque la distance entre les limites finies d'un faisceau et un point est plus grande que le parcours maximal des électrons secondaires. Ce type de déséquilibre est appelé déséquilibre électronique latéral et est obtenu sur l'axe du faisceau lorsque le parcours maximal des électrons secondaires est plus grand que le rayon du faisceau. Les petits champs sont des champs d'irradiation dont les dimensions sont inférieures au parcours latéral des électrons diffusés, i.e. à la profondeur de mise en équilibre, pour une énergie de faisceau donnée (Alfonso *et coll.*, 2008). Le parcours latéral des électrons comparé à la taille de champ influence la distribution de dose en tout point d'un champ d'irradiation (figure 1.8).

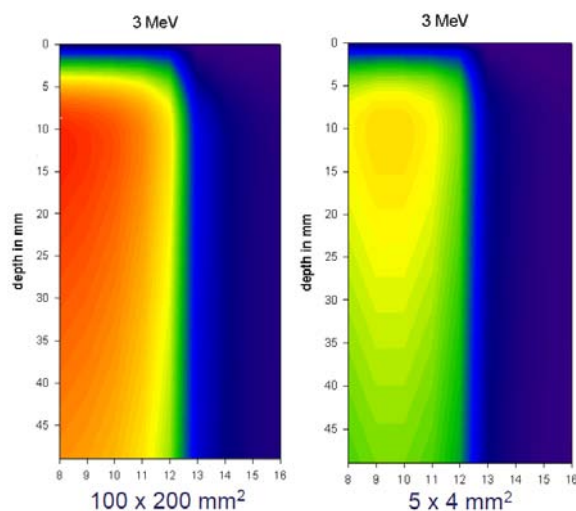


FIGURE 1.8 : Coupes axiales d'un milieu fini représentant les distributions de doses obtenues à fluence fixe pour un champ où l'équilibre (à gauche), et le déséquilibre électronique latéral (à droite) est obtenu, d'après Aspradakis, (Aspradakis, 2005).

Après le point caractéristique où l'absorption est maximale, un équilibre électronique transitoire des particules chargées a lieu : l'atténuation du faisceau dans la matière réduit son intensité et l'énergie absorbée devient plus importante que l'énergie transférée. La condition d'équilibre électronique transitoire implique que la distance entre le point où la mesure de dose est réalisée et la limite du faisceau soit plus grande que le parcours maximal des

électrons mis en mouvement par les photons. Dans un faisceau de photons, l'équilibre électronique transitoire est assuré sur l'axe du faisceau seulement pour des champs d'irradiation de grande dimension. Proche de la bordure du faisceau, il existe un manque d'équilibre électronique rendant une mesure de dose précise difficile. La pénombre du faisceau est définie par la distance comprise entre les niveaux d'isodoses 80 % - 20 % sur un profil de faisceau. Pour ce type de champs d'irradiation, la dose diminue, la pénombre augmente et le dépôt de dose en dehors des limites du champ augmente. La dose est dès lors très difficile à mesurer dans les petits faisceaux de rayonnement lorsque les modèles de reconstruction de la dose utilisés en conditions standards sont employés. Des exemples cliniques où les zones de déséquilibre électronique sont rencontrées sont la RCMI, où les petits faisceaux individuels (beamlets) de moins de $10 \times 10 \text{ mm}^2$ sont couramment employés, et la radiochirurgie stéréotaxique.

2. MESURE DE DOSE EN CONDITIONS STANDARDS

Un dosimètre peut être défini comme un dispositif capable d'effectuer une lecture qui est une mesure de la dose absorbée déposée dans son volume sensible par les rayonnements ionisants. Si la dose n'est pas homogène au travers du volume sensible, alors la lecture est une mesure d'une valeur moyenne de dose. Idéalement, la lecture est proportionnelle à la dose et chaque élément du volume est d'égale influence sur la mesure: Un dosimètre est généralement considéré uniquement par son volume sensible rempli d'un matériau et entouré d'une paroi d'un autre matériau. Pour appliquer la théorie de Bragg-Gray, son volume sensible est identifié comme la cavité contenant un gaz, liquide ou solide selon le type de détecteur.

2.1 THEORIE DE BRAGG-GRAY

Dans un milieu uniformément irradié par des photons dont les dimensions sont suffisantes pour assurer la condition d'équilibre électronique et dans lequel une petite cavité de gaz existe, la dose D est donnée par la relation de Bragg-Gay:

$$D = J_{\text{air}} \cdot \frac{w}{e} \cdot \left(\frac{S}{\rho} \right)_{\text{air,m}} \quad (1.2)$$

Où J_{air} est la charge d'ionisation par unité de masse d'air dans la cavité, $(S/\rho)_{\text{air,m}}$ est le rapport des pouvoirs d'arrêt par collision entre le milieu et l'air et w/e est le quotient de l'énergie moyenne consacrée à la création d'une paire électron-trou pour les électrons secondaires.

Pour être applicable, la théorie de Bragg-Gray nécessite que les conditions suivantes soient remplies :

- l'équilibre électronique des particules chargées doit exister en l'absence de la cavité
- la cavité ne doit pas perturber la fluence des particules chargées, ni son énergie et sa direction
- le rapport des pouvoirs d'arrêts massiques ne doit pas varier avec l'énergie
- la perte énergétique des particules chargées secondaires doit s'effectuer de façon continue

Ainsi, pour cette approche, la cavité de Bragg-Gray doit être de dimensions infinitésimales et le détecteur ponctuel. En pratique, de tels détecteurs n'existent pas, mais la majorité, peuvent en première approximation être traités comme tels, en regard de leur niveau de précision. Cependant, des facteurs de correction prenant en compte leur perturbation sont à appliquer pour inclure la variation du signal d'un détecteur réel à un détecteur idéal.

2.2 THEORIE DE SPENCER-ATTIX

Le pouvoir d'arrêt représente l'énergie moyenne perdue par une particule chargée dans un milieu et n'est pas toujours égale à la dose absorbée par le milieu, particulièrement si le parcours des électrons est grand. Un électron secondaire avec assez d'énergie, comme le rayon δ , peut quitter immédiatement la trace des particules primaires et créer son propre chemin d'interactions. Le concept des pouvoirs d'arrêt restreint a été introduit pour associer une perte énergétique plus fidèle à la dose absorbée dans le milieu. Le pouvoir d'arrêt restreint est défini comme le débit linéaire de perte énergétique seulement par collisions et dans lequel l'énergie de transfert n'excède pas une certaine valeur δ . Pour des photons, en conditions d'équilibre électronique et/ou d'équilibre électronique transitoire des particules, il vient les relations suivantes :

En condition d'équilibre électronique :

$$D = K_c \cdot \psi \cdot \frac{\mu_{en}}{\rho} \quad (1.3)$$

En condition d'équilibre électronique transitoire :

$$D = K_c \cdot \psi \cdot \frac{\mu_{en}}{\rho} \cdot \beta \quad (1.4)$$

Où K_c est le Kerma de collision, ψ est la fluence énergétique, μ_{en} est le coefficient d'absorption massique, ρ la masse volumique et β est le degré d'équilibre ou équilibre transitoire.

La dose absorbée, D_x , pour le dosimètre de milieu x est obtenue d'après la relation :

$$D_x = D_w \cdot \frac{(\mu_{en}/\rho)_x}{(\mu_{en}/\rho)_w} \quad (1.5)$$

Pour les rayonnements de haute énergie, i.e. $E > 1$ MeV, où l'équilibre électronique transitoire survient à défaut de l'équilibre électronique complet dans le dosimètre avec des parois suffisamment épaisses, les équations en lien avec l'équilibre transitoire restent valides. En effet, la valeur de β n'est généralement pas très éloignée de l'unité pour les énergies utilisées en radiothérapie et β ne dépend pas fortement du numéro atomique. Ainsi pour des milieux de numéro atomiques proches, ces équations sont toujours valides. La théorie de Bragg-Gray et ses corrections sont utilisées pour réaliser le transfert de la mesure de dose dans la cavité, à la dose dans l'eau et finalement à la dose dans le patient. (IAEA, 2000). En présence de petits champs, la mesure de dose se heurte à des difficultés liées en partie au déséquilibre électronique qui n'est pas intégré dans les conditions standards.

3. MESURE DE DOSE EN CONDITIONS NON-STANDARDS

Les conditions hors références sont rencontrées lorsque les conditions définies par les protocoles de dosimétrie ne sont plus applicables. Les conditions hors référence apparaissent ainsi pour des tailles de champ qui diffèrent de la taille de référence ou pour des mesures réalisées à différentes positions à l'intérieur d'un fantôme. C'est le cas pour la mesure du top et la mesure des distributions relatives telles que les profils et les rendements en profondeur. Pour de telles mesures, aucune correction n'est appliquée comme ces perturbations sont constantes d'une mesure à l'autre. Cependant, en condition de déséquilibre électronique, l'application de la théorie de la cavité de Spencer-Attix doit être considérée avec restriction. En effet, une partie des perturbations ne sont pas connues et varient au sein d'un même champ pour les minifaisceaux, particulièrement aux limites du champ ou dans la région de pénombre.

Les variations du spectre énergétique des électrons avec la limite du champ sont généralement brutales pour la taille d'une chambre d'ionisation. La présence du déséquilibre électronique latéral rend la détermination de la dose avec des chambres d'ionisation difficile par l'approche classique, et peut induire de larges incertitudes dans la dose $\geq 5\%$ (Capote *et coll.*, 2004; Ding *et coll.*, 2008). Les points critiques pour la dosimétrie sont développés dans cette partie :

3.1 OCCLUSION PARTIELLE DU FAISCEAU

En conditions standards, la part du rayonnement diffusé indirect, compose approximativement 8 % du faisceau total (Aspradakis *et coll.*, 2010). En diminuant les dimensions du faisceau d'irradiation, cette composante devient moins importante. Lorsque le faisceau direct est partiellement bloqué, le nombre de photons issus de la composante directe atteignant l'isocentre est réduit, ce qui entraîne une sortie plus faible et un durcissement du faisceau comme le montre figure 1.9.

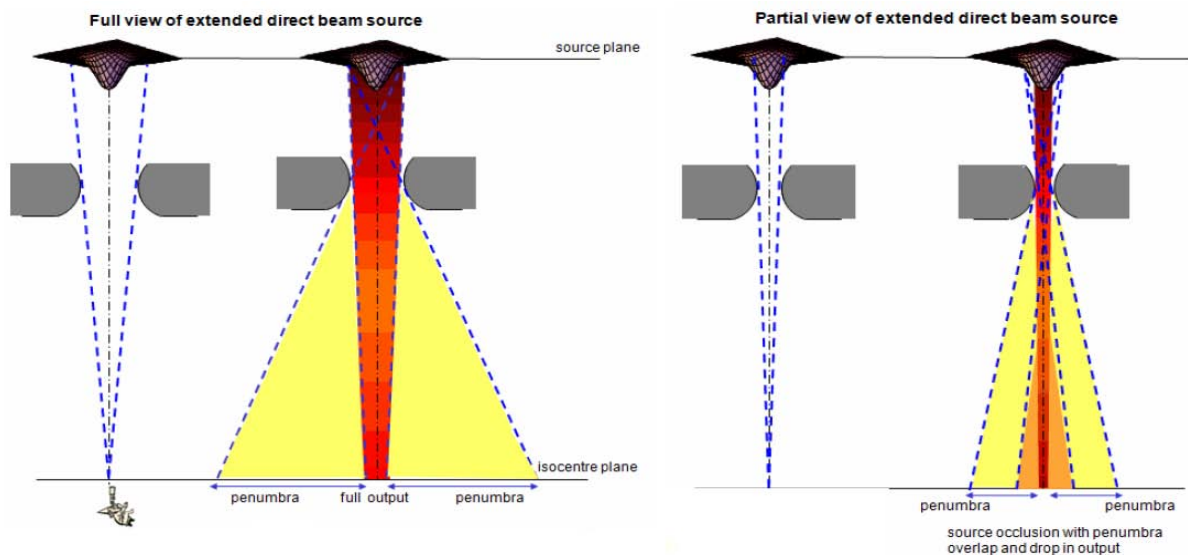


FIGURE 1.9 : Représentation schématique du phénomène d'occlusion partielle du faisceau pour les minifaisceaux, d'après Aspradakis *et coll.* (Aspradakis *et coll.*, 2010).

Par ailleurs, lorsque le faisceau direct est partiellement bloqué, il devient moins « visible » pour un détecteur comme la source de rayonnement est rétrécie par la collimation. Il est alors important que les dimensions de la source visible soient correctement modélisées par le TPS, car une incohérence entre les simulations et la mesure pour ce paramètre peut induire des variations significatives de dose comme le montre la figure 1.10, qui augmentent logiquement à mesure que la taille de champ diminue.

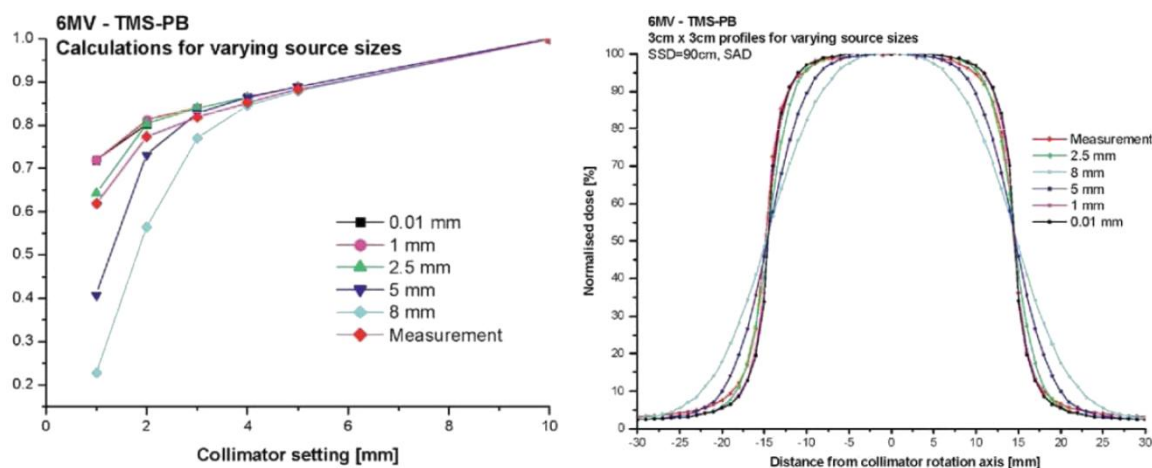


FIGURE 1.10 : A gauche, facteurs de diffusion dits « scatter factors » calculés par le TPS et pour différentes tailles de source et mesurés en fonction de la taille de champ considérée. A droite, les profils de dose obtenus par calcul du TPS pour différentes tailles de source (Aspradakis, 2005).

3.2 DESEQUILIBRE ELECTRONIQUE LATERAL

Dans la configuration des petits champs, les électrons secondaires ont un parcours latéral caractéristique de l'énergie nominale du faisceau comme expliqué précédemment, qui s'étend au-delà de la limite du champ d'irradiation. Le déséquilibre électronique latéral est fonction de l'énergie du faisceau de photons, i.e. de l'indice qualité du faisceau, et de la nature du milieu traversé comme le montre la figure 1.11, où r_{LEE} est le rayon minimal du faisceau permettant d'obtenir l'équilibre électronique latéral dans l'eau. Ce parcours r_{LEE} est prolongé dans des milieux de faible densité, comme le volume fini de la chambre d'ionisation par exemple. Pour des petits champs, l'augmentation du déséquilibre électronique latéral engendre une sous-estimation des facteurs de diffusion (« scatter factors ») (Laub et Wong, 2003). Le déséquilibre électronique latéral rend incompatible l'application de la théorie de Spencer-Attix. Seuntjens et Verhaegen rapportent que la théorie de Spencer-Attix et les corrections associées pour les protocoles de dosimétrie ne sont pas adaptées aux conditions des petits champs car elles considèrent que le spectre du faisceau n'est pas perturbé (Seuntjens et Verhaegen, 2003). Ainsi, pour ces minifaisceaux, les facteurs de dépendance de la chambre d'ionisation sont plus nombreux que la seule variation du scatter factor et doivent être considérés. Cependant, si on est capable de calculer les facteurs de diffusion et les facteurs de correction dans la perturbation du détecteur à un point où le déséquilibre électronique a lieu, l'application de la théorie de Spencer et Attix est toujours valide. Lorsque le degré de déséquilibre augmente, les paramètres dosimétriques deviennent plus difficiles à caractériser. Ainsi, pour des tailles de champ inférieures à $20 \times 20 \text{ mm}^2$, plus la taille de champ

diminue, plus les incertitudes de mesure des facteurs de diffusion augmentent (Fransescon *et coll.*, 2008).

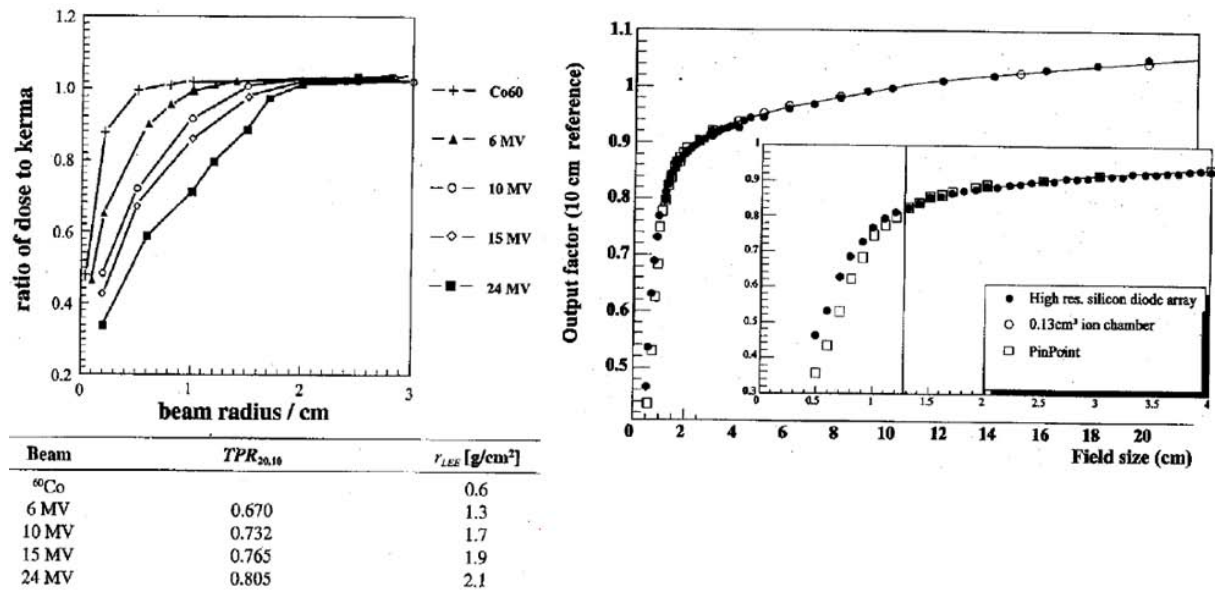


FIGURE 1.11: A gauche, degrés d'équilibre électronique obtenus pour différentes énergies de faisceau en fonction du rayon du faisceau. r_{LEE} est le rayon minimal requis pour obtenir la condition d'équilibre électronique latéral. A droite, valeurs de r_{LEE} en fonction des indices de qualités de faisceau respectives, (Li *et coll.*, 1995)

3.3 PROFILS DE FAISCEAU

Une des hypothèses admises dans la conversion du signal du détecteur en dose absorbée est l'uniformité de la fluence des électrons traversant le détecteur, ce qui nécessite que ce dernier soit situé dans une région d'équilibre électronique. Lorsque les dimensions sont de l'ordre du parcours maximal des électrons, la plupart des détecteurs sont exposés à la mesure d'une dose non uniforme au travers de leur volume sensible, ce qui entraîne un effet moyen non négligeable du signal. Ainsi, l'effet de moyenne du volume du détecteur engendre une perte de résolution spatiale dans les mesures relatives de dose. En principe, cet effet peut être compensé pour la mesure de la dose dans l'eau en un point par l'utilisation des facteurs correctifs prenant en compte le changement de fluence due à la présence du volume du détecteur. Généralement, en ignorant le changement de la réponse du détecteur, ce facteur s'exprime par convolution de la distribution de dose sous-jacente (Das *et coll.*, 2008).

3.4 PERTURBATIONS DUES A LA PRESENCE DU DETECTEUR

Il y a deux processus par lesquels un détecteur perturbe la vraie distribution de dose. Le premier consiste en des changements dans les propriétés de transport des photons et des électrons, comme le matériau constituant le détecteur n'est pas équivalent eau. Le second concerne l'élargissement de la pénombre au travers du signal mesuré à cause de la taille finie du détecteur. Plusieurs travaux ont été réalisés avec l'objectif de prendre en compte et de corriger l'effet de la taille du détecteur en extrapolant les mesures vers un détecteur ponctuel (Sibata, 1991 ; Metcalfe 1993). Une étude de simulation de l'effet de la taille du détecteur sur la pénombre mesurée a été présentée par Chang (Chang *et coll.*, 1996). Plusieurs fonctions de réponse de détecteur ont été traitées par des méthodes analytiques incluant des fonctions : de gradient, paraboliques et des gaussiennes. Elles sont représentées en figure 1.12. Parmi toutes ces méthodes, la fonction parabolique est la plus couramment utilisée.

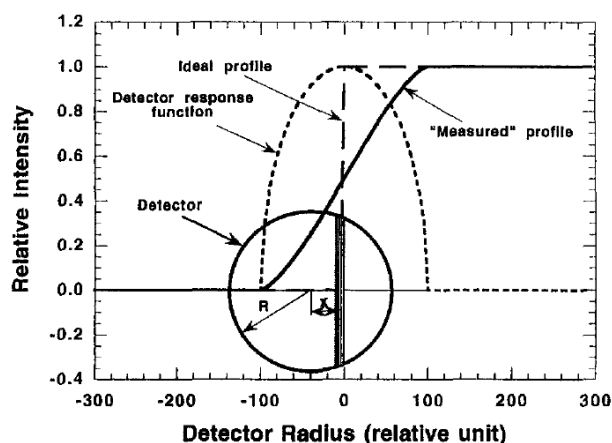


FIGURE 1.12 : Profil de faisceau idéal sans pénombre. La courbe en pointillé large représente la fonction du signal pour un détecteur ponctuel. La courbe en pointillée resserrée représente la réponse enregistrée par un détecteur circulaire de rayon r . La ligne continue représente la pénombre de la fonction de gradient mesurée en utilisant le détecteur circulaire. D'après Chang *et coll.*, (Chang *et coll.*, 1996).

3.5 RESOLUTION SPATIALE DES DOSIMETRES

Des détecteurs de petites dimensions sont nécessaires pour la caractérisation de dose dans les petits champs. Leur dimension doit permettre d'assurer un positionnement précis et rester inférieure à la partie homogène de la dose à mesurer. Les dimensions sont choisies en regard de la résolution de la grille des « beamlets » utilisés pour le calcul et la délivrance du faisceau. Cependant, plus les dimensions du détecteur sont réduites, plus le positionnement devient délicat et source potentielle d'incertitude dans la mesure de la dose notamment dans

des zones à fort gradient de dose. De plus, en condition de déséquilibre électronique latéral, la mesure de dose d'un détecteur est susceptible d'être faussée si la densité du dosimètre n'est pas suffisamment tissu-équivalent, même avec une résolution spatiale excellente.

3.6 ELARGISSEMENT ARTIFICIEL DES DIMENSIONS DU CHAMP D'IRRADIATION

Le profil en lui-même est composé de 3 composantes : le faisceau primaire, la pénombre géométrique définie par le filtre atténuateur et la pénombre secondaire (liée à la diffusion des électrons secondaires). Pour un petit champ, la pénombre secondaire augmente lorsque la collimation diminue comme le montre la figure 1.13. Comme les électrons secondaires « s'échappent » du champ d'irradiation, la dose sur l'axe central du faisceau diminue avec la collimation. Ce phénomène a un effet direct sur la définition stricte de la largeur du champ d'irradiation. La largeur du champ, qui est définie sur un profil de dose par la distance entre les deux niveaux de dose opposés de 50 %, n'est plus pertinente pour les petits champs. Comme le montre la figure 1.13, pour des tailles de champs où l'équilibre électronique est présent et la source du faisceau pleinement visible, la largeur à mi-hauteur sur les profils de dose coïncide avec les niveaux de dose 50 % du profil. Lorsque la taille de champ est du même ordre de grandeur que la distance de diffusion latérale des électrons secondaires, les pénombres respectives des mâchoires se superposent, engendrant une légère erreur dans la détermination de la taille du champ avec la largeur à mi-hauteur. Cette erreur augmente fortement pour les petits champs et génère une forte surestimation de la taille du champ réelle (Fransescon *et coll.*, 2008). Prendre la largeur à mi-hauteur du profil de dose dans les mesures dosimétriques peut également être erroné pour la définition de la taille de champ dans le TPS, et en conséquence induire des erreurs dans les processus de vérification de la dose délivrée par le TPS, particulièrement dans des situations où les petits champs sont rencontrés.

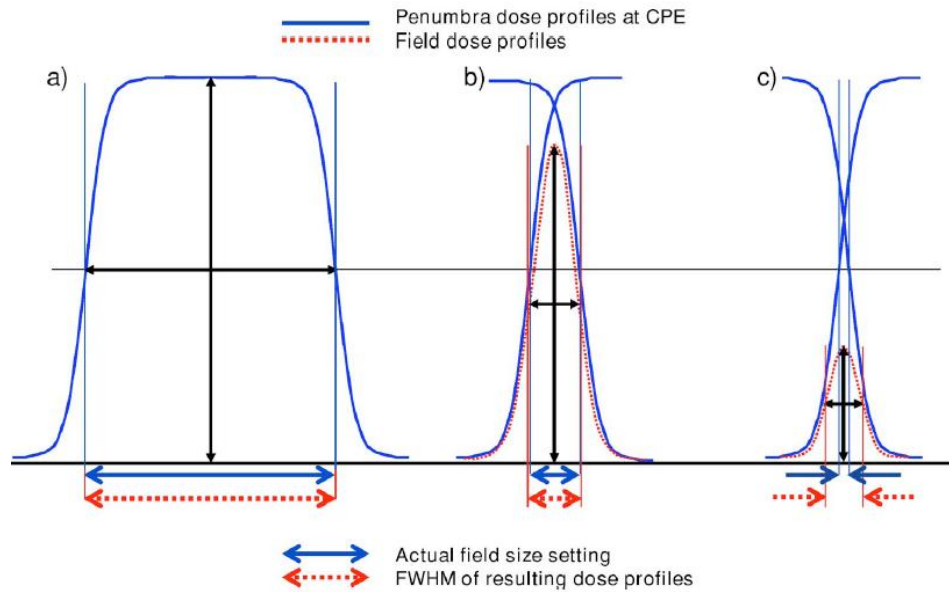


FIGURE 1.13 : Représentation schématique du principe d’élargissement artificiel de la taille de champ : (a) lorsque les conditions d’équilibre électronique sont rencontrées, (b) lorsque les dimensions coïncident avec le parcours latéral des électrons secondaires (c) lorsqu’il y a déséquilibre électronique latéral. D’après Fransescon *et coll.*, (Fransescon *et coll.*, 2008).

Afin d’améliorer la précision de la dosimétrie dans les petits champs, de nouveaux formalismes ont été développés et dans l’idée d’assurer pleinement la mesure de dose dans des conditions non-standards.

3.7 NOUVEAUX FORMALISMES EN CONDITION NON-STANDARD

Pour les petits champs, la dosimétrie reste donc délicate. En effet, les petits champs imposent l’utilisation de faisceaux non uniformes, dans lesquels il n’y a pas d’équilibre électronique, et qui sont sujets à des modifications du spectre énergétique des électrons secondaires (les modifications dépendant initialement de l’énergie des particules). La dépendance en énergie du détecteur devient dès lors importante à caractériser. En situation clinique, proche des limites du PTV, il n’y a pas d’équilibre électronique, même si la distribution de dose est uniforme. Le débit de dose en tout point dans le PTV n’est donc pas le même pour un seul faisceau, ce même si la distribution de dose résultante par addition de multiples faisceaux est uniforme (Alfonso *et coll.*, 2008). Dès lors, l’indépendance au débit de dose du détecteur devient nécessaire. Tout gradient de dose dans le volume actif du détecteur engendre un effet de volume partiel : lorsque l’irradiation du dosimètre est uniforme et linéaire, le volume d’effet partiel intervient. Lorsque l’irradiation est non linéaire, cela entraîne une sur ou sous réponse du détecteur. La théorie de la cavité n’est plus précise en

condition de déséquilibre électronique, ce qui impose de réaliser une meilleure connaissance de la réponse du détecteur. Concrètement, des détecteurs adaptés aux petits champs doivent être utilisés et des facteurs de correction additionnels appliqués. Il existe différentes approches permettant de couvrir les problèmes associés au déséquilibre électronique par l'utilisation de simulations Monte Carlo. Capote *et coll.* ont ainsi calculé des facteurs c pour les chambres d'ionisation utilisées dans les petits champs de RCMI (Capote *et coll.*, 2004). Ces derniers rapportent la valeur f pour les conditions hors référence de la dose dans l'eau au volume sensible du détecteur comme le rapport entre la dose calculée dans l'eau et la dose existante dans le volume sensible de la chambre :

$$D_{\text{eau}} = f \cdot D_c \quad (1.6)$$

Cette approche a été utilisée à de nombreuses reprises et figure parmi les approches mentionnées par Alfonso *et coll.* (2008). Une solution différente a été proposée par Bouchard et Seuntjens et plus tard par Tantot et Seuntjens (Bouchard et Seuntjens, 2004 ; Tantot et Seuntjens, 2008). Leur méthode consiste au précalcul, à l'aide des techniques de Monte Carlo, de la dose dans l'air et de la dose dans l'eau dans un fantôme au point de référence pour des pencil beams de largeur nulle et pour différentes positions des pencil beams impactant la surface du fantôme. Ces kernels précalculés sont convolués avec la distribution de fluence RCMI pour aboutir au rapport de la dose dans l'eau et de la dose dans l'air.

Comme la réponse des détecteurs pour la mesure de la dose absorbée est dépendante de l'énergie, leur utilisation pour la dosimétrie de référence nécessite la connaissance de la distribution du spectre en énergie du faisceau, qui n'est toujours pas accessible à la mesure pour les dispositifs de radiothérapie en haute énergie. Pour cette raison, les protocoles de dosimétrie recommandent l'utilisation de l'indice qualité du faisceau facilement calculable à partir de rendements en profondeurs ou rapports de tissu fantôme. Lorsqu'un dosimètre est utilisé pour un faisceau d'indice qualité différent de celui utilisé pour sa calibration, il est d'usage d'utiliser un facteur de correction k_{Q,Q_0} pour tenir compte de cette différence (Andreo *et coll.*, 2000). Avec l'hypothèse que l'énergie moyenne consacrée à la création de paires dans l'air est identique lors de la calibration et de la mesure clinique, les facteurs de correction pour la qualité du faisceau des chambres d'ionisation sont fonction des rapports des pouvoirs d'arrêt de l'eau à l'air et de facteurs de perturbation. Tandis que l'influence des pouvoirs d'arrêt sur la géométrie du détecteur est généralement négligée, les facteurs sont spécifiques de l'énergie et du détecteur utilisé. Pour les dispositifs spéciaux de radiothérapie, cependant, il

n'est pas possible d'établir les conditions de référence pour la dosimétrie, i.e. pour un champ de $100 \times 100 \text{ mm}^2$ défini à 100 cm de la source. Ces dispositifs sont le CyberKnife[®] (Robotic Radiosurgery System, Accuracy Inc., Sunnyvale, CA) et la TomoTherapy Hi-Art[®] (TomoTherapy Inc., Madison) aussi bien que les accélérateurs linéaires avec collimateurs tertiaires tels que le Novalis BrainLAB—m3[®] High Resolution Multileaf Collimator, (BrainLAB AG, Feldkirchen, Germany). Bien que certains collimateurs additionnels soient amovibles, il est irréaliste de les ôter pour réaliser les contrôles dosimétriques. Les facteurs de correction pour la détermination de k_{Q,Q_0} ont été obtenus en utilisant des méthodes de Monte-Carlo afin de convertir la réponse de la chambre d'ionisation pour des conditions de références spécifiques à la machine dans les conditions de référence requises par les protocoles de dosimétrie. Les problèmes généralement rencontrés avec la dosimétrie de référence dans les petits faisceaux et dans la dosimétrie en conditions non standardisées, ont été récemment explorés et un nouveau formalisme a été proposé. Cependant les calculs Monte-Carlo simulant entièrement le dispositif de délivrance du faisceau, le fantôme et la chaîne de mesure ne sont pas envisageables cliniquement actuellement. De plus, il est recommandé de ne pas se référer uniquement aux simulations Monte-Carlo. Dès lors une procédure simple pour déterminer l'indice qualité permettant d'intégrer la dépendance en énergie du détecteur est souhaitable. Il est en effet attendu que l'indice qualité du faisceau varie fortement avec la taille de champ. Ainsi, la convention pour déterminer l'indice qualité du faisceau pour un champ de $100 \times 100 \text{ mm}^2$ est pratique mais non limitative. L'indice qualité pour des faisceaux de photons de petits champs peut être obtenu par la relation de Sauer (Sauer, 2009) :

$$Q = \frac{\text{TPR}_{20,10}(s) - b_1 - A_1(1 - e^{-s/t})}{b_2 + A_2(1 - e^{-s/t})} \quad (1.7)$$

Où b , A et t sont des paramètres de fit reliant la relation analytique du $\text{TPR}_{20,10}$ d'une taille de champ arbitraire à Q l'indice qualité du faisceau, s est le champ carré équivalent d'une taille de champ considérée.

Le groupe de travail AAPM n°155, en collaboration avec un groupe de travail de l'AIEA sur les références dosimétriques des petits champs et conditions non-standards, a présenté un nouveau formalisme pour la dosimétrie de référence, afin d'assurer l'harmonisation des recherches en dosimétrie lorsque les conditions d'équilibre électronique ne sont pas remplies.

3.7.1 CHAMP FIXE DE REFERENCE SPECIFIQUE DE LA MACHINE (RSM)

Ce champ est choisi lorsque les conditions conventionnelles de référence ne peuvent pas être établies pour la machine de traitement : il s'agit d'un champ d'irradiation dont les dimensions sont les plus proches possibles des conditions de référence afin de minimiser les différences d'indice qualité du faisceau. D'après ce nouveau formalisme, la dose absorbée dans l'eau pour des petits champs fixes est donnée par la relation :

$$D_{\text{eau},Q_{\text{rsm}}}^{f_{\text{rsm}}} = M_{Q_{\text{rsm}}}^{f_{\text{rsm}}} \cdot N_{D,\text{eau},Q_0} \cdot k_{Q,Q_0} \cdot k_{Q,Q_{\text{rsm}}}^{f_{\text{rsm}},f_{\text{ref}}} \quad (1.8)$$

Où Q est l'indice qualité d'un champ conventionnel de référence f_{ref} , Q_{rsm} est l'indice qualité du faisceau de la référence spécifique à la machine c , M est la réponse du dosimètre dans le champ f_{clin} corrigé de la pression, température, recombinaison et polarité, N_{D,eau,Q_0} est le coefficient de calibration, k_{Q,Q_0} est le facteur de correction de l'indice de qualité et $k_{Q,Q_{\text{rsm}}}$ représente le facteur corrigeant les différences entre les conditions de taille de champ, géométrie, matériel du fantôme obtenues pour un champ de référence f_{ref} d'un champ fixe de référence spécifique à la machine f_{rsm} .

3.7.2 CHAMP DE REFERENCE TYPIQUE DES PLANS DE TRAITEMENTS UTILISES EN CLINIQUE

Ce champ d'irradiation est choisi le plus proche possible des champs d'irradiation cliniques : il s'agit de la combinaison de plusieurs champs d'irradiation proches du plan de traitement type. La multiplicité des champs permet de compenser les inhomogénéités de dose et le manque d'équilibre électronique. Ainsi, la dose obtenue dans un volume en 3D permet d'éliminer en partie l'effet de volume partiel du détecteur. La dose absorbée dans l'eau à un point de référence pour un champ clinique f_{clin} de qualité Q_{clin} et en l'absence de dosimètre est donné par la relation :

$$D_{\text{eau},Q_{\text{clin}}}^{f_{\text{clin}}} = D_{\text{eau},Q_{\text{rsm}}}^{f_{\text{rsm}}} \cdot \omega_{Q_{\text{clin}},Q_{\text{rsm}}}^{f_{\text{clin}},f_{\text{rsm}}} \quad (1.9)$$

Où Q_{clin} est l'indice qualité du champ d'irradiation clinique f_{clin} et ω est un facteur de champ qui convertit la dose absorbée dans l'eau pour un champ de référence statique de la machine f_{rsm} en dose absorbée pour un champ clinique f_{clin} .

3.8 DOSIMETRES UTILISES DANS LES MINIFAISCEAUX

La dosimétrie des minifaisceaux permettant d'accéder à la dose absolue ou relative est souvent réalisée indirectement par transfert, extrapolation et intercomparaison de la réponse de différents détecteurs à un paramètre donné. Cette procédure dépend cependant de l'équipement a priori disponible dans les services de physique médicale. Les simulations Monte-Carlo permettent d'obtenir des valeurs théoriques des corrections à appliquer aux détecteur pour augmenter la précision de la mesure. Cette partie présente les détecteurs utilisés dans la détermination des paramètres dosimétriques des petits champs.

3.8.1 CHAMBRES D'IONISATIONS DE PETITES DIMENSIONS

La chambre d'ionisation constitue le dosimètre de référence utilisé pour la dosimétrie dans les minifaisceaux. Différents types de chambre d'ionisation sont adaptées à la mesure de dose absolue et relative, leur caractéristiques sont reportées dans le tableau 1.1.

Nom	Volume sensible							Paroi	Electrode	Taille de champ minimum ⁽³⁾ (mm ²)
	Matériau	Densité	Zeff ⁽¹⁾	Z/A ⁽²⁾	Vol (cm ³)	Diam (mm)	Long (mm)			
PTW Farmer 30013	Air	0,001	7,64	0,499	0,6	6,1	23	PMMA + graphite	Aluminium	50 x 50
PTW Semiflex 31013	Air	0,001	7,64	0,499	0,3	5,5	16,3	PMMA + graphite	Aluminium	40 x 40
PTW Semiflex 31010	Air	0,001	7,64	0,499	0,125	5,5	6,5	PMMA + graphite	Aluminium	20 x 20
PTW PinPoint 31006	Air	0,001	7,64	0,499	0,015	2	5	PMMA + graphite	Acier	20 x 20
PTW PinPoint 31014	Air	0,001	7,64	0,499	0,015	2	5	PMMA + graphite	Aluminium	20 x 20
PTW PinPoint 31016 (3D)	Air	0,001	7,64	0,499	0,015	2,9	2,9	PMMA + graphite	Aluminium	20 x 20
Wellhöfer ⁽⁴⁾ CC01	Air	0,001	7,64	0,499	0,01	2	3,6	Shonka C552	Acier	/
Wellhöfer ⁽⁴⁾ CC04	Air	0,001	7,64	0,499	0,04	4	3,6	Shonka C552	Shonka C552	/
Exradin A16 Micropoint	Air	0,001	7,64	0,499	0,007	2,4	2,7	Shonka C552	Shonka C552	4 x 4

TABLEAU 1.1 : Caractéristiques de chambres d'ionisation utilisées pour la mesure de dose en conditions non standards. D'après IRSN (IRSN, 2008).

Pour leur utilisation dans les minifaisceaux, il est nécessaire de caractériser leur dépendance énergétique, la perturbation induite par leur électrode centrale, leur paroi et la nature de leur volume sensible. Vahc *et coll.* ont construit une chambre d'ionisation micro cylindrique pour la dosimétrie des petits champs, qui présente une paroi épaisse d'or, et devient de fait utilisable principalement pour la mesure de profils de dose (Vahc *et coll.* 2001). Martens *et coll.* ont comparé la réponse des chambres Markus, PinPoint et de détecteurs diamants. Ils ont mis en évidence que la réponse de la PinPoint est surestimée en présence de photons Compton de faible énergie, comme les films analogiques, en partie à cause de l'acier constituant son électrode. Cependant, ils proposent l'utilisation de la chambre PinPoint pour des largeurs de champ jusque 15 mm (Martens *et coll.*, 2000). Il est de plus

connu que de considérables variations sont à prévoir dans la mesure de dose en fonction de la position de la chambre d'ionisation par rapport à l'axe du faisceau. Ainsi, si la chambre de type PinPoint est en position verticale, il est possible de compenser partiellement l'artefact de volume pour les tailles de champ comprises entre 12×12 et 6×6 mm² (Das *et coll.*, 2000). Une étude, de dimension européenne, menée au LNE-LHB sur la détermination de la chambre de référence pour la mesure de dose absolue dans des champs jusqu'à 20×20 mm² a étudié pour différents types de chambre d'ionisation, la stabilité du courant mesuré en fonction du temps d'irradiation ainsi que la variation du courant en fonction de la polarisation. Les résultats ont montré que les chambres de type PTW (31015, 31016 and 31014), Exradin A1SL présentent une bonne stabilité, mais que seules les chambres de type IBA CC01, IBA CC04 et Exradin A1SL ont démontré une réponse satisfaisante considérant la tension appliquée et les polarités testées. Cette étude retient la chambre Exradin A1SL (avec une tension de 150 V) comme chambre de référence pour la mesure de champs de 20×20 mm² (Le Roy, 2011). Cependant, une autre étude a montré qu'il était possible d'utiliser une méthodologie alternative aux simulations Monte-Carlo pour obtenir les facteurs de correction d'une chambre PTW 30013 Farmer pour la dosimétrie de petits champs et de champs rencontrés en RCMI. La méthode s'appuie sur une fonction de convolution/superposition de la réponse de la chambre en considérant les distributions de dose obtenues dans un plan incluant la position de la chambre, et à différentes profondeurs (incertitude de la méthode = 1,2 %) (Gonzalez-Castano *et coll.*, 2012).

3.8.2 DIODE DE STEREOTAXIE

Le principe de détection de la diode stéréotaxique est identique à celui des diodes au silicium utilisées pour la dosimétrie *in vivo* et décrit en aval de ce chapitre (cf. §C-5.1) . Le volume sensible de la diode stéréotaxique est de très petites dimensions, sa résolution spatiale est donc élevée. Le temps de réponse de la diode stéréotaxique est rapide par rapport aux chambres d'ionisation : de quelques microsecondes contre quelques millisecondes. Utilisée sans tension de polarisation externe, elle présente une haute sensibilité. Cependant, le rapport des pouvoirs d'arrêt pour la diode est dépendant de l'énergie du faisceau. Ainsi, la présence de photons de faible énergie engendre des problèmes, car la section efficace de l'effet photoélectrique du silicium diffère grandement de celle de l'eau. De plus, comme pour les diodes utilisées en dosimétrie *in vivo*, la diode de stéréotaxie présente une dépendance à la température, à l'angulation du faisceau et au débit de dose qui doivent être intégrés dans les

processus de détermination de la dose. Toutefois, la diode stéréotaxique SFD qui affiche un volume sensible proche du micron est devenue un détecteur de choix pour la dosimétrie des petits champs. McKerracher et Thwaites concluent dans leur étude comparative que la diode stéréotaxique constitue le meilleur choix pour la détermination du facteur de sortie des petits champs (McKerracher et Thwaites, 2002). Yin *et coll.* ont appliqué la théorie de Bragg-Gray pour prédire la réponse des FOC (Facteur d'Ouverture du Collimateur) pour les diodes au silicium pour des champs jusqu'à 5 cm. Leur méthode nécessite de nombreuses simulations Monte-Carlo, qui ne sont pas aisément transposables en clinique (Yin *et coll.*, 2004).

3.8.3 DETECTEURS DIAMANT

Le principe de détection du détecteur diamant est développé dans ce chapitre (cf. §5.3). Leur utilisation en dosimétrie de petits champs et dans la mesure des profils de dose est intéressante compte tenu de leur faible volume sensible ($1,0 - 6,0 \text{ mm}^3$). Ils ne présentent pas de dépendance angulaire et sont tissu équivalent, mais affichent une légère dépendance au débit de dose qui doit être corrigée. Cependant, ces détecteurs restent chers et délicats à fabriquer. De Angelis *et coll.* ont étudié la réponse de différents détecteurs diamants. Ils ont montré que les corrections à appliquer au détecteur dépendent en définitive du détecteur individuel, ce qui complique leur utilisation pour la dosimétrie clinique (De Angelis *et coll.*, 2002). Heydarian *et coll.* recommandent d'utiliser les détecteurs diamants pour la mesure de dose en dehors de l'axe du faisceau (Heydarian *et coll.*, 1993).

3.8.4 TLD

Les TLD sont également utilisés pour la dosimétrie *in vivo*. Comme le matériau constituant les TLD peut être de différentes formes telles qu'en pastille, poudre, batonnet, il est possible d'obtenir des TLD de très petites dimensions adaptées à la mesure de dose en minifaisceaux, notamment pour la RCMI. Mais ces détecteurs affichent une dépendance énergétique à faible énergie (Di Betta *et coll.*, 2010 ; Esteban *et coll.*, 2003).

3.8.5 FILMS

Les films sont utilisés pour les mesures relatives de dose. Il existe deux types de films : Grafchromics et les surfaces argentiques qui nécessitent une chaîne de développement particulière. Les Grafchromic sont auto-développants, et présentent des caractéristiques

supérieures pour la dosimétrie des petits champs. L'avantage en faveur de leur utilisation dans les minifaisceaux est l'accès à la dosimétrie en 2D qui confèrent aux films une résolution spatiale supérieure à tous les autres détecteurs. Cependant les surfaces argentiques présentent une forte dépendance à l'énergie du faisceau et une nécessité de calibration pour la dosimétrie.

3.8.6 MOSFET

Compte tenu de leur petite taille, les MOSFET sont adaptés à la dosimétrie dans les petits faisceaux. Le volume sensible des MOSFET est relativement petit avec une surface de $0,2 \times 0,2 \text{ mm}^2$. L'avantage des MOSFET est qu'ils présentent une indépendance à l'énergie, lorsque celle-ci reste supérieure à 1 MeV, ce qui convient pour les traitements de haute énergie. Toutefois, il a été rapporté que pour des énergies d'irradiation générées par des tensions nominales de tubes RX de 30 kV, de 150 kV et par une source de rayonnement de type Iridium-192, la sensibilité du détecteur décroît respectivement de 15 %, 5 % et 6 % (Lavallée *et coll.*, 2006). Le principe de détection est explicité en détail au chapitre 2 de ce manuscrit. Les MOSFET dans la dosimétrie des petits champs sont utilisés pour des mesures ponctuelles de dose, compte tenu de leur durée de vie limitée. Pour des mesures précises, il est reporté qu'une calibration fréquente est à prévoir (Tanyi *et coll.*, 2008).

3.8.7 GELS DE POLYMERES

Les gels sont tissu équivalent et permettent d'obtenir une dose en 3D avec une forte résolution spatiale. Ils sont énergie indépendant sur une large gamme de dose, ce qui les rend idéaux pour la mesure de la dose en 3D, notamment dans les petits champs. D'excellents résultats ont été obtenus avec les gels en conditions de radiochirurgie stéréotaxique avec des collimateurs circulaires (Novotny *et coll.*, 2004). Cependant, leur utilisation implique une longue étape de calibration. La lecture des gels est réalisée par IRM, qui est potentiellement sujette aux artéfacts. Les nouvelles recherches s'orientent vers l'utilisation de gels de type MAGIC dont l'utilisation a été concluante pour les faisceaux en condition de RCMI.

3.8.8 ALANINE

L'alanine (Ala), un aminoacide, est conditionnée sous forme de barrettes ou de pastilles avec un liant inerte. L'interaction des rayonnements avec le milieu génère des

radicaux d'alanine dont la concentration est mesurée par spectrométrie de résonance paramagnétique des électrons (RPE, ou Electron Spin Resonance). La lecture est non destructive. L'alanine est équivalent-tissu, donc les effets de dépendance à l'énergie sont minimes. Le temps de décroissance du signal est très faible, ce qui permet de réaliser la mesure pendant de nombreux mois après l'irradiation. La réponse dépend des conditions environnementales lors de l'irradiation (température) et de stockage (humidité). Les palets d'alanine peuvent être utilisés dans la dosimétrie des minifaisceaux (Bhatnagar *et coll.*, 2011). Cependant, le diamètre des palets (5 mm) les expose à l'effet de volume partiel qui doit être corrigé pour les plus petites tailles de champ explorées. A l'opposé, il est décrit que les palets d'alanine perturbent très peu le faisceau et que leur sensibilité est peu influencée par l'énergie, mais leur sensibilité est très faible. Ces dispositifs sont rarement utilisés cliniquement excepté pour la vérification ponctuelle de la dose par un laboratoire national ou pour des inter-comparaisons entre centres. Mack *et coll.* ont étudié la réponse de l'alanine pour un champ de 18 mm de diamètre pour un Gamma Knife de sources de ^{60}Co (Mack *et coll.*, 2002). L'écart type pour la mesure du FOC d'un faisceau de 4 mm de diamètre avec différents détecteurs était de 2 % dans cette étude. Cependant, les FOC mesurés avec l'alanine étaient 5 % plus faible que la valeur moyenne appliquée en usage clinique.

3.8.9 DETECTEUR PLASTIQUES

Les détecteurs à scintillation plastique présentent une résolution spatiale élevée, et leur utilisation dans la dosimétrie des petits champs est en expansion. Leurs caractéristiques et principe de détection sont décrits dans ce chapitre (cf. §5.4). Létourneau *et coll.* ont construit un détecteur à scintillation miniaturisé qui réduit l'effet de volume partiel et les perturbations liées à la présence du détecteur : Cependant les différences trouvées ont été comparées à la chambre Markus (Létourneau *et coll.*, 1999).

3.8.10 COMPARATIF INTER-DETECTEUR

Laub et Wong ont mesuré la réponse de différents dosimètres dans un champ de $10 \times 10 \text{ mm}^2$ et ont montré que les dimensions du volume fini du détecteur sont principalement responsables de la sous-estimation de la dose dans des régions à fort gradient de dose (Laub et Wong, 2003). Néanmoins, Seuntjens et Verhaegen rapportent que l'effet de perturbation (liée à la présence du détecteur dans le faisceau) est le facteur prédominant qui affecte le signal du dosimètre (Seuntjens et Verhaegen, 2003b). Sanchez-Doblado *et coll.* ont calculé les rapports

des pouvoirs d'arrêts de l'eau sur l'air pour les minifaisceaux de photons (Sanchez-Doblado *et coll.*, 2003). A 6 MV, le rapport était de 0,3 % d'un champ de référence de $100 \times 100 \text{ mm}^2$ alors qu'à 24 MV, une différence de 1,1% est établie. Lee *et coll.* ont mis en évidence des différences dans la réponse de dosimètres pour des diamètres de champ inférieurs à 25 mm (Lee *et coll.*, 2002). Ainsi, pour une diode, aucune correction ne nécessite d'être appliquée alors que le signal de la micro chambre plate doit être corrigé (d'un facteur 1,05 pour un champ de 10 mm de diamètre). Les facteurs de correction à appliquer ont été déduits des simulations Monte-Carlo. Verhaegen *et coll.* proposent de modéliser entièrement l'accélérateur linéaire utilisé en radiochirurgie par des simulations Monte-Carlo avec le code BEAM/EGS4 MC (Verhaegen *et coll.*, 1998). Leur méthode de calcul révèle que le rapport des pouvoirs d'arrêt ne montre aucune dépendance avec la taille de champ à 6 MV. Leurs simulations sont en accord avec les mesures effectuées avec film et chambre d'ionisation, alors que d'importants écarts sont constatés avec les TLD et les détecteurs diamant. Francescon *et coll.* ont calculé les facteurs de correction à appliquer au signal de différents détecteurs par simulations Monte-Carlo (Francescon *et coll.*, 1998). Les valeurs corrigées pour différents détecteurs sont en accord avec le résultat des simulations, excepté pour les MOSFET dont la réponse corrigée est toujours identique au comportement décrit dans la littérature.

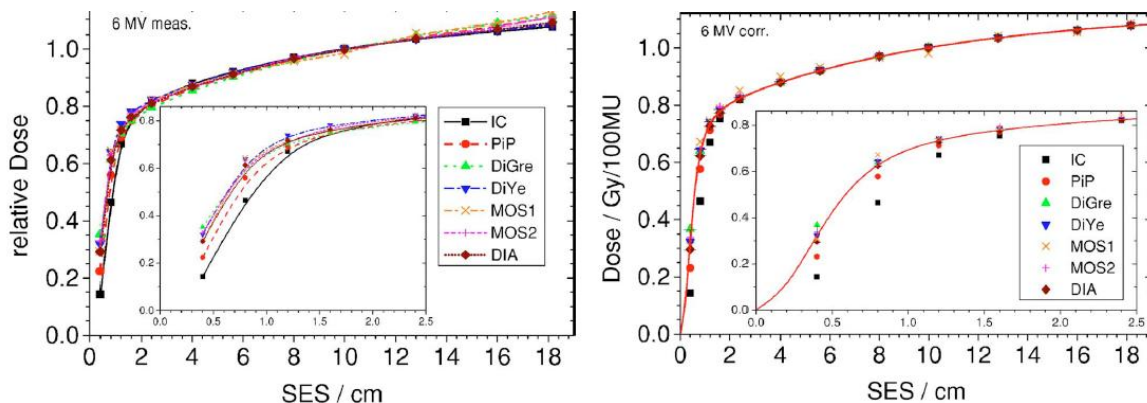


FIGURE 1.14 : Réponses normées de différents détecteurs, mesurées (1) puis corrigées (2) par méthode analytique pour la mesure de la dose dans l'eau, en fonction de la taille de champ. D'après Sauer *et coll.* (Sauer *et coll.*, 2009).

Finalement, il n'y a pas de consensus ni sur le choix du détecteur ni sur les corrections à appliquer pour la dosimétrie des petits faisceaux. Un des exemples de résultats obtenus par application d'une méthode de correction de la réponse des détecteurs potentiellement applicable est représenté en figure 1.14. De plus, il n'est pas rare de trouver des résultats

contradictoires entre plusieurs études peu espacées dans le temps. Les nouveaux formalismes recommandent l'utilisation d'un petit champ comme référence, ce qui permet de diminuer les erreurs de dose pour les tailles de champ du même ordre de grandeur, mais cette méthodologie n'exclut pas toutes les erreurs résiduelles dont l'origine reste difficile à identifier d'un détecteur à l'autre. Les résultats obtenus à partir de simulations Monte-Carlo sur les réponses des différents détecteurs ne donnent pas de réponse claire non plus sur le type de protocole à adopter pour les petits champs.

PARTIE C : DOSIMETRIE IN VIVO

La dosimétrie in vivo est une procédure permettant de s'assurer de la sécurité et la qualité des traitements délivrés par rayonnements, afin de garantir que la dose est délivrée fidèlement à $\pm 5\%$. Elle permet de détecter les erreurs susceptibles de survenir et de se propager au cours des différentes étapes impliquées dans l'ensemble du traitement. Effectuée pendant la délivrance du faisceau, elle représente le dernier contrôle dosimétrique permettant d'accéder à la dose réelle délivrée. Depuis 2007, la dosimétrie in vivo est devenue une procédure obligatoire, et figure parmi les critères à remplir pour recevoir l'obtention de l'autorisation de soins par radiothérapie. Historiquement introduite pour la radiothérapie externe, les procédures de dosimétrie in vivo tendent à s'élargir à la curiethérapie ou au radiodiagnostic. La DIV s'inscrit dans un processus global d'assurance qualité, et les mesures effectuées sont généralement à mettre en lien avec les résultats obtenus en amont par le système « Record and Verify », lui-même source d'erreur potentielle (Macklis *et coll.*, 1998). En pratique, il est décrit qu'un contrôle in vivo doit être effectué pour chaque faisceau techniquement mesurable, lors de la première ou de la deuxième séance d'irradiation, ainsi qu'à chacune des modifications d'un des paramètres du traitement. Ceci, afin de mettre en évidence et de minimiser les erreurs systématiques provenant des étapes de préparation suivantes : l'acquisition du volume anatomique du patient, la dosimétrie des faisceaux d'irradiation, les processus de calcul de la répartition de dose intervenant sur le TPS, le transfert des données du traitement ou bien encore dans la mise en place du patient avant délivrance du faisceau. Les erreurs aléatoires liées à la reproductibilité d'un traitement d'une séance à l'autre sont également détectables par la DIV dans l'absolu mais restent délicates à mettre en œuvre de façon réaliste dans une structure clinique, car elles nécessitent une mesure de tous les faisceaux de chaque séance et pour tous les patients. D'un point de vue plus général, il est possible d'évaluer la qualité globale de la technique de traitement par l'obtention de mesures répétées de DIV selon un protocole préétabli. Dans le cas idéal, ces mesures sont effectuées au point de prescription de la dose ou au contact d'un volume d'intérêt lorsque la situation intra cavitaire est permise. Cette configuration restant inaccessible à la majorité des indications de radiothérapie externe, la dose délivrée à la cible est contrôlée à partir de mesures décrites comme suit :

1. DOSE D'ENTREE, DOSE DE SORTIE

Pour un seul faisceau, les doses d'entrée et de sortie sont définies à une distance fixe de la surface d'entrée et de sortie du faisceau. Cette distance se situe à la profondeur où la mise en équilibre électronique est totalement atteinte pour une énergie donnée de faisceau.

2.1 DOSE D'ENTREE (BUILD-UP)

La dose d'entrée permet de vérifier la sortie du faisceau, les performances de l'appareil de traitement ainsi que la précision du positionnement du patient. Comme le montre la figure 1.15, sur une courbe de rendement en profondeur (« Percentage Depth Dose », PDD), à l'entrée d'un faisceau de photons dans un milieu homogène, la dose augmente graduellement d'une valeur faible à la surface jusqu'à la dose d'entrée, située à la profondeur du maximum du dose. Sa valeur varie en fonction de : l'énergie, l'ouverture du collimateur, la DSP etc. Délétère pour la précision de mesure, le gradient de dose, maximal juste en dessous de la surface, tend à s'incurver à des profondeurs plus importantes, pour s'annuler à d_{max} . Pour les détecteurs utilisés en dosimétrie in vivo, le dépôt de dose au sein du volume sensible de petites dimensions (de l'ordre du millimètre), suit la même allure. De plus, les zones proches de la surface sont sujettes à la contamination des électrons issus du diffusé de la tête de l'accélérateur. La part de ces électrons augmente avec la taille du champ et diminue avec la DSP. Dès lors, pour minimiser l'influence du gradient de dose et de la contamination électronique d'une taille de champ ou d'une DSP à l'autre, il est d'usage de placer un capuchon de mise en équilibre électronique sur le détecteur. La densité et les dimensions du capuchon permettent d'obtenir les conditions isotropiques d'équilibre électronique pour la plus petite taille de champ utilisée lors des traitements. Ceci permet d'augmenter la reproductibilité de mesure.

2.2 DOSE DE SORTIE (BUILD DOWN)

La dose de sortie permet de contrôler la pertinence de l'algorithme de calcul de dose et de déterminer l'influence des variations de forme, taille du corps du patient au cours des séances, sur la dose initialement prescrite (Podgorsak, 2003). Lorsque le faisceau traverse successivement des matériaux m_1 et m_2 de densité d_1 et d_2 et que la densité d_2 est inférieure à d_1 , les conditions complètes de rétrodiffusion ne sont plus remplies. En conséquence, le

dépôt de dose à la sortie de m_1 est plus faible que celui attendu pour des densités d_1 et d_2 identiques. Pour la dosimétrie in vivo, ce phénomène concerne la mesure de la dose de sortie. Il est induit par la faible densité de l'air à la sortie du patient qui est à l'origine d'un manque de rétrodiffusion des électrons secondaires du milieu et des photons à la sortie (zones s et r sur la figure 1.15). La diminution de la dose associée s'étend approximativement sur une épaisseur de 1 à 3 mm pour des énergies de faisceau de photons initiales comprises entre le ^{60}Co et 20 MV (Lambert *et coll.*, 1983). Pour les photons, l'influence de ce manque de rétrodiffusion s'étend plus profondément, son épaisseur étant de plus grande importance pour les faibles énergies et les grandes tailles de champ. Récemment, l'épaisseur de rétrodiffusion permettant d'assurer les conditions de rétrodiffusion totale pour la mesure d'un faisceau de photon de 6 MV a été estimée à 6 cm pour un champ de $100 \times 100 \text{ mm}^2$ à l'aide de simulation Monte-Carlo (Hu et Zhu, 2011). Lorsque des mesures sont effectuées pour des milieux d'épaisseur inférieure, des facteurs de correction doivent être appliqués à la lecture. Du fait de ces deux composantes de rétrodiffusion, la profondeur à laquelle la dose de sortie doit se rapporter est moins évidente qu'avec la dose d'entrée, car elle dépend d'un plus grand nombre de paramètres. Arbitrairement, elle est fixée à d_{max} par symétrie avec la dose d'entrée, mais il est admis qu'à cette profondeur, seule est complète la rétrodiffusion des électrons secondaires (Knöös *et coll.*, 1986). Sur ce principe, l'épaisseur du capuchon à rajouter au détecteur dédié à la mesure de la dose de sortie ne doit en théorie permettre que la rétrodiffusion complète des électrons secondaires. Bien que l'épaisseur du « build-down » soit plus faible que celle du « build-up » des électrons secondaires, la mesure de la dose de sortie est par convenance souvent réalisée avec un capuchon identique à la mesure d'entrée. Il est ainsi admis que la mesure de sortie n'est réalisée qu'en condition partielle de rétrodiffusion des photons.

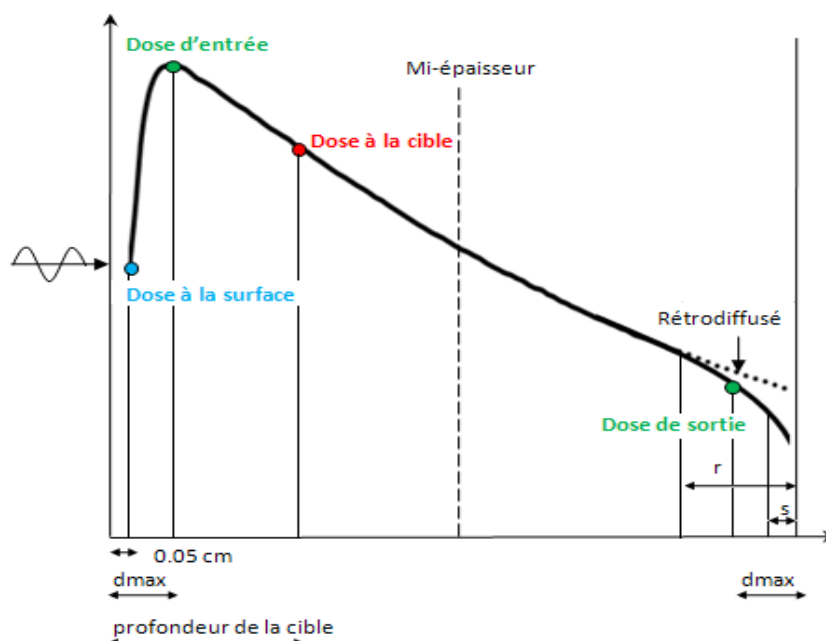


FIGURE 1.15 : Représentation schématique des doses impliquées dans le processus de dosimétrie in vivo pour un seul faisceau sur un rendement en profondeur de dose dans un milieu homogène fini. La dose à la surface est définie à 0,05 cm, la dose d'entrée à la d_{max} , la dose cible à la profondeur de la cible, la dose de sortie à la distance de d_{max} à partir de la surface la plus distale sur l'axe du faisceau. La définition de la dose de sortie est réalisée dans des conditions complètes de rétrodiffusion des électrons secondaires (s) (comme d_{max} est plus grand que s), mais partielle des photons (r). D'après Huyskens *et coll.*, (Huyskens *et coll.*, 2001).

3. CONDITIONS PRATIQUES DE REALISATION

3.1 DIMENSION DU CAPUCHON DE MISE A L'EQUILIBRE ELECTRONIQUE

Pour la radiothérapie conventionnelle, le diamètre du capuchon d'épaisseur équivalente au tissu augmente avec l'énergie du faisceau mesuré et peut induire un sous-dosage, précisément du volume de traitement s'il n'est pas pris en compte dans le plan dosimétrique. Dans cette configuration, il est nécessaire d'avoir connaissance a priori du point d'entrée à la surface du patient des faisceaux, et d'assurer le positionnement adéquat du détecteur pendant l'examen tomodynamétrique servant à la dosimétrie, ce qui n'est pas réaliste en clinique. Une des voies possibles proposées par la littérature pour résoudre ce problème est d'augmenter la densité du matériau du capuchon afin de réduire ses dimensions. Cependant, l'utilisation d'un tel capuchon peut provoquer un durcissement localisé du faisceau. Dans ce cas précisément, cela impose d'avoir des détecteurs indépendants en énergie. De plus, il a été décrit qu'une part non négligeable des interactions du faisceau avec les capuchons à fort numéros atomiques engendre des créations de paires et des interactions

photoélectriques, à l'origine d'un surdosage et/ou d'une erreur de mesure de la dose réellement délivrée (Panettieri *et coll.*, 2007).

3.2 ATTENUATION

L'objectif de la dosimétrie in vivo vise généralement à exclure les erreurs systématiques, c'est pourquoi les contrôles ne sont effectués que pour quelques séances de l'ensemble du traitement. Dès lors, si l'atténuation du dosimètre équipé de son capuchon n'est pas négligeable pour une séance, son impact reste relativement faible sur la dose totale délivrée. A titre d'exemple, un sous-dosage de 10 % lié à l'utilisation d'une diode équipé de son capuchon pour une séance engendre une atténuation de la dose totale de 0,5 % pour un traitement de 30 fractions, ce qui reste négligeable. Pour les faisceaux de photons, il est admis que l'atténuation du détecteur mesurée à 5 cm ne doit pas dépasser 5 - 6 % pour les plus fortes énergies, mais peut excéder les 10 % pour les plus faibles. Pour les électrons, il est à noter que l'atténuation du détecteur qui peut atteindre plus de 20 % à la profondeur du maximum de dose est admise pour les énergies comprises entre 6 et 9 MeV (AAPM, 2005).

3.3. POSITIONNEMENT DES DETECTEURS

3.3.1 POUR LA MESURE D'ENTREE

Lorsque la mesure en entrée est effectuée, un des moyens possibles pour minimiser l'impact de l'atténuation du détecteur équipé de son capuchon sur la dose totale délivrée, consiste à déplacer la position de mesure du détecteur dans le champ d'irradiation d'un faisceau à l'autre. Le phénomène de pénombre géométrique du détecteur croît avec l'épaisseur du milieu traversée mais reste proportionnelle à la divergence du faisceau. Néanmoins, cette pratique n'est possible qu'en présence de profils de dose suffisamment homogènes, comme le montre la figure 1.16. Il est également possible de placer le détecteur directement sur l'axe du faisceau.

3.3.2 POUR LA MESURE D'ENTREE ET DE SORTIE

Lorsque la méthode de mesure simultanée de la dose d'entrée et de sortie est retenue, le détecteur utilisé pour la dose d'entrée est légèrement décentré de l'axe du faisceau, de façon à s'affranchir de l'effet de pénombre du détecteur d'entrée sur la mesure de sortie. Dans le cas où les détecteurs d'entrée et de sortie sont placés sur l'axe du faisceau, il devient alors

difficile d'identifier l'origine d'une erreur détectée par le détecteur placé en sortie. L'effet de pénombre induit une sous-estimation de la dose délivrée, mais peut également compenser et masquer une erreur réelle. De plus, en pratique, la mesure de sortie reste sujette à de fortes variations. En effet, le positionnement du détecteur en sortie est plus délicat pour des mesures de faisceau. Par ailleurs, il a été décrit que la mesure simultanée de la dose d'entrée et de sortie donne de bons résultats dans des situations de milieux homogènes mais que pour des milieux inhomogènes (cavité d'air et de liquide, os, tissus...) de grandes variations sont susceptibles de survenir. De ce fait, parmi les raisons en défaveur de la mesure de dose de sortie, sont cités les problèmes posés par la calibration du détecteur dans cette position. De plus, le positionnement du détecteur en sortie, allonge considérablement la durée des traitements (Alecú *et coll.*, 1998).

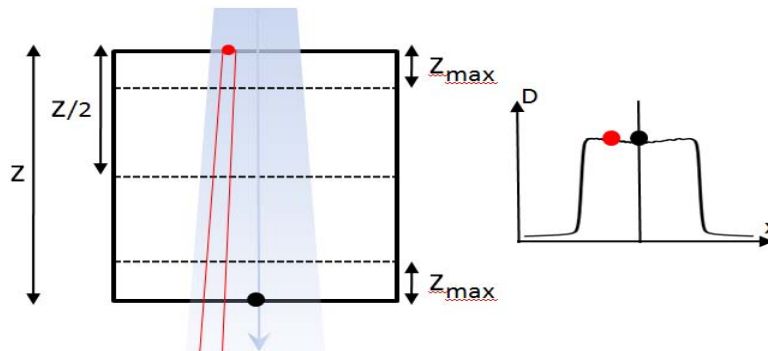


FIGURE 1.16 : Représentation schématique du positionnement des détecteurs utilisés pour la mesure en entrée (en rouge) et sortie (en noir) du faisceau dans un milieu fini. A gauche, principe de positionnement des détecteurs en entrée et en sortie du faisceau. En rouge est représenté l'effet de pénombre du détecteur d'entrée. A droite, position des détecteurs sur un exemple de distribution latérale de dose.

4. CALCUL DE LA DOSE DELIVREE

4.1. MESURES SIMULTANÉES D'ENTRÉE ET DE SORTIE

La combinaison des mesures concomitantes d'entrée et sortie est la méthode d'obtention de la dose à la cible la plus précise.

4.1.1 METHODOLOGIE GENERALE DECRITE PAR NOEL ET ALETTI, (NOEL ET ALETTI, 1995)

Un des formalismes les plus rencontrés consiste à vérifier la conformité du traitement à partir des valeurs de dose d'entrée et de sortie, en reconstruisant la dose délivrée au point situé sur l'axe du faisceau et à mi-épaisseur du patient (Noël et Alletti, 1995). La dose au plan médian $D_{1/2}$ est obtenue d'après la relation:

$$D_{1/2} = \frac{D_{\text{entree}} + D_{\text{sortie}}}{2} \cdot F \cdot F_w \quad (1.10)$$

En technique DSP :

$$\text{où } F = \frac{2 \cdot \text{RTM}(z/2)}{\left(\frac{\text{DSP} + z/2}{\text{DSP}}\right)^2 + \text{RTM}(z + e_{\text{max}}) \left(\frac{\text{DSP} + z/2}{\text{DSP} + z}\right)^2} \quad (1.11)$$

En technique DSA :

$$\text{où } F = \frac{2 \cdot \text{RTM}(z/2)}{\left(\frac{\text{DSA} + z/2}{\text{DSA} - z/2}\right)^2 \cdot c) \left(\frac{\text{DSA}}{\text{DSA} + z/2}\right)^2} \quad (1.12)$$

Où D_{entree} et D_{sortie} représentent la dose d'entrée et de sortie du faisceau, F est le facteur de correction à appliquer en fonction de la technique de prescription employée : avec RTM les rapports tissu maximum obtenu à la mi-épaisseur du faisceau $z/2$ et à la profondeur $z+e_{\text{max}}$ et F_w un facteur de correction de filtre en coin.

L'ensemble est corrigé par les facteurs de calibration et d'influence du détecteur (énergie, température, débit de dose...). Cette méthode est décrite comme satisfaisante dans des conditions de milieux homogènes où sont utilisés deux faisceaux coaxiaux opposés. Elle reste source de variations en présence de milieux inhomogènes (Huyskens *et coll.*, 2001). Au cours d'une séance, la dose totale délivrée au plan médian $DT_{1/2}$ est obtenue en tenant compte de la pondération w_i de chaque faisceau comme suit :

$$DT_{1/2} = \sum_{i=1}^{i=n} (w_i \cdot D_{1/2})_i \quad (1.13)$$

4.1.2 METHODOLOGIE PAR TRANSMISSION RIZOTTI *et coll.* ET LEUNENS *et coll.* (RIZOTTI *et coll.* 1985; LEUNENS *et coll.*, 1990).

Cette méthode, reconstruit la dose au plan médian en intégrant cette fois-ci l'épaisseur d'eau équivalente située de part et d'autre de l'axe perpendiculaire au faisceau (Rizotti *et coll.*, 1985; Leunens *et coll.*, 1990). Néanmoins, ceci impose que les hétérogénéités soient symétriques et uniformément distribuées autour du plan médian. Dès lors, cette méthode, bien adaptée à la détermination de la dose dans le cas de faisceaux latéraux, n'est pas directement

applicable si de fortes asymétries sont rencontrées comme par exemple pour des directions obliques et antéropostérieures de faisceau. En premier lieu, comme le montre la figure 1.17, la transmission de sortie T_{sortie} est obtenue à partir de la mesure simultanée de la dose d'entrée et de sortie sur le patient :

$$T_{\text{sortie}}^{\text{mes}} = \frac{D_{\text{entrée}}}{D_{\text{sortie}}} \quad (1.14)$$

La transmission de sortie T_{sortie} permet d'obtenir la profondeur d'eau d'équivalente du patient traversée z_w d'après les courbes de transmission théoriques. Avec la profondeur d'eau équivalente traversée z_w , il est possible de reconstruire la transmission à mi-épaisseur $T_{1/2}$ correspondante à $z_w/2$ d'après les courbes théoriques de transmission. Les courbes de transmission nécessaires sont au préalable déterminées à partir des Rapports Tissus Fantômes (RTF) calculés à la sortie et à mi-épaisseur d'un milieu fini d'eau d'épaisseur z_w pour une taille de champ donnée, A. Le milieu du volume traversé étant considéré comme à l'isocentre, en technique DSA et supposant que l'épaisseur d'eau équivalent z_w n'est pas différente de l'épaisseur géométrique il est possible d'écrire :

$$T_{\text{sortie}}^{\text{cal}} = \frac{\text{RTF}_{(A', z-z_{\text{max}})}}{\text{RTF}_{(A', z_{\text{max}})}} \cdot \left[\frac{\text{DSA} - \frac{z}{2} + z_{\text{max}}}{\text{DSA} - \frac{z}{2} - z_{\text{max}}} \right]^2 \cdot \frac{B_{A'}}{B_{A0} \cdot LB_{A'}} \quad (1.15)$$

$$T_{1/2}^{\text{cal}} = \frac{\text{RTF}_{(A, z-z/2)}}{\text{RTF}_{(A, z_{\text{max}})}} \cdot \left[\frac{\text{DSA} - \frac{z}{2} + z_{\text{max}}}{\text{DSA} - \frac{z}{2} + \frac{z}{2}} \right]^2 \cdot \frac{B_A}{B_{A0} \cdot LB_A} \quad (1.16)$$

Les valeurs de RTF sont corrigées par l'inverse carré de la distance afin de tenir compte des différences de distance des points comparés. Avec B et LB les facteurs correctifs de diffusion et de manque de rétrodiffusion obtenus pour les tailles de champ A, A' et A0 obtenus aux profondeurs respectives de l'isocentre ($z_{1/2}$), à la sortie ($z-z_{\text{max}}$) et à l'entrée du faisceau (z_{max}). B' représente le facteur de correction du manque de rétrodiffusion des photons à une profondeur donnée. B' = 1 si la rétrodiffusion des photons est complète. Enfin, la dose absorbée à mi-épaisseur, et sur l'axe du faisceau est :

$$D_{1/2} = D_{\text{entrée}} \cdot T_{1/2}^{\text{cal}} \quad (1.17)$$

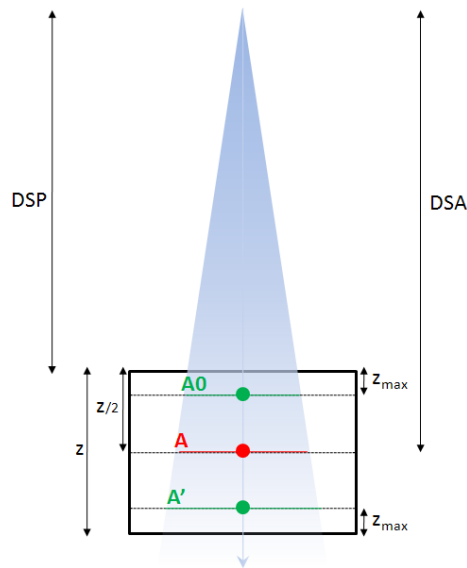


FIGURE 1.17 : Représentation schématique des paramètres d'intérêts utilisés pour la reconstruction de la dose au plan médian par la méthode de transmission.

4.1.3 MESURE A L'ENTREE SEULE

Lorsque les conditions pratiques de réalisation ne permettent pas l'application de la mesure simultanée de la dose d'entrée et de sortie, il est reporté qu'une mesure seule à l'entrée du faisceau reste pertinente. Dès lors, la dose d'entrée doit être convertie à la dose à la cible correspondante, en utilisant les paramètres de traitement et de positionnement du patient (AAPM, 2005; Huyskens *et coll.*, 2001).

4.1.4 CAS PARTICULIERS

Des mesures « in vivo » plus atypiques peuvent être nécessaires pour des sites anatomiques sujets à des incertitudes du calcul de dose, notamment à la peau, en dehors du champ d'irradiation, aux organes critiques, ou bien encore à proximité d'hétérogénéités.

4.1.5 DOSE DE TRANSIT

Récemment, de nombreuses recherches se sont orientées vers de nouvelles méthodes de détermination de la dose in vivo, avec l'idée d'accéder à la dose réellement délivrée à la tumeur et non plus au plan médian du patient. La méthode la plus développée à l'heure actuelle est dite de dosimétrie de transit avec l'utilisation de systèmes d'imagerie portale électronique (EPID). Les EPID consistent en une matrice 2D de détecteurs déployée à la sortie du patient, et ont trouvé leur usage premier dans le contrôle du positionnement du patient pendant le traitement. Quand ils sont déjà embarqués sur un accélérateur, ils présentent

une solution dosimétrique intéressante notamment pour la reconstruction de la dose en 3D. La dosimétrie par EPID peut être réalisée soit par transmission ou non-transmission. Par transmission, la détermination de la dose à la position du détecteur, du patient ou du fantôme, ou la détermination de la fluence énergétique incidente est basée sur la mesure des rayonnements transmis par le patient ou le fantôme.

Par non-transmission, la détermination des éléments précédents est basée sur des mesures réalisées sans milieu atténuateur entre la source et le détecteur, i.e. fantôme ou patient (van Elmpt *et coll.*, 2008). Pour les deux méthodes, il est possible de distinguer :

- l'approche directe : l'image obtenue par l'EPID permet de déterminer la fluence comme la dose à la position du détecteur,
- l'approche par rétroprojection où dans ce cas l'EPID est utilisé pour estimer la dose dans le patient ou fantôme en utilisant des méthodes de (dé)convolution.

Généralement, la dose est reconstruite à l'isocentre dans le plan parallèle à l'EPID. Lors de la vérification du traitement, l'image de l'EPID, la fluence, ou la dose obtenue sont comparées aux calculs de dose du TPS ou d'un algorithme indépendant. Les méthodes de reconstruction qui au début s'intéressaient à la dose délivrée à un point de référence, permettent à l'heure actuelle d'accéder à la distribution de la dose en 3D du volume d'intérêt.

5. DETECTEURS UTILISES EN DOSIMETRIE IN VIVO

Pour la radiothérapie, 3 à 4 mesures peuvent être réalisées par séance ; 5 à 6 en curiethérapie et jusqu'à 12 en irradiation corporelle totale (AAPM, 2005). Ainsi en plus des propriétés physiques et dosimétriques que les détecteurs doivent remplir, leur utilisation et leur calibration doivent répondre à des contraintes de temps leur garantissant une intégration optimale dans l'activité clinique. De ce fait, une mesure en temps réel ou rapide après chaque faisceau et séance est requise. Le coût du système retenu doit être optimisé au niveau de l'achat et de la maintenance, i.e. la durée de vie du détecteur et la fiabilité du système sont généralement choisies en accord avec les contraintes d'utilisation. Les principaux dosimètres utilisés pour la dosimétrie in vivo sont présentés ici.

5.1. DIODES AU SILICIUM

En France, les diodes sont les détecteurs les plus rencontrés pour la dosimétrie in vivo. Le volume sensible des diodes est constitué d'une jonction p-n existant entre une zone p et n d'un même cristal. Lorsque le cristal est de type p (n), les trous (électrons) sont majoritaires. Pour les deux configurations de diodes possibles, il existe alors une fine zone de déplétion de charge à la transition des deux structures. De part et d'autre une différence de potentielle électrostatique est créée, de l'ordre de 0,7 V pour une diode au silicium. En conséquence, un champ électrique intrinsèque est alors créé au travers de la zone de déplétion. L'irradiation engendre une séparation des paires électrons/trous dans la zone de déplétion, attirés respectivement par la borne positive et négative de la diode. Ce mouvement de charges est identifiable par un courant dont l'intensité est proportionnelle à la dose absorbée. Comme la mobilité des trous est plus faible, ils sont sujets à des recombinaisons avec les impuretés du cristal. Dès lors ce sont les électrons qui sont majoritairement responsables du signal enregistré. Les débits rencontrés en radiothérapie sont suffisants pour générer un nombre de séparations paires électrons/trous significatif pour la mesure. Ainsi, aucune différence de potentiel (ddp) externe n'est appliquée à la diode pour la polariser. Cependant, leur utilisation nécessite de fréquentes calibrations car leur sensibilité s'altère avec la dose accumulée. Sur ce point il a été rapporté que les diodes de type p résistent mieux à ce phénomène (AAPM, 2005). On note de plus une forte dépendance de leur réponse au débit de dose, à l'énergie, à la température et à l'angulation du faisceau, ce qui peut compliquer leur utilisation pour la mesure de la dose d'entrée et de sortie. Des efforts ont été effectués au niveau de la géométrie des diodes pour réduire l'importance de la dépendance angulaire mais en pratique ce dernier point reste critique pour leur utilisation avec les techniques modernes telles que la RCMI par exemple (Radiation Products Design, Inc.).

5.2. TLD (THERMO LUMINESCENT DOSIMETRY)

Les TLD irradiés possèdent la propriété d'émettre une luminescence proportionnelle à la dose absorbée lors de leur chauffage sur une gamme pouvant s'étendre jusqu'à une centaine de grays par détecteur. Le grand désavantage des TLD réside dans la complexité et la longueur du processus individuel de calibration (préchauffage, chauffage, libération des pièges du détecteur) mais également de lecture. Les dosimètres thermoluminescents (TLD) peuvent permettre de mesurer la dose durant le traitement (Essers et Mijnheer, 1999 ; Noël,

2003). Cependant, la mesure des TLD n'étant connue qu'à distance du traitement, et du fait de leur processus de lecture, ils sont utilisés en dosimétrie in vivo principalement pour les indications d'irradiation corporelle totale. Les TLD composés de fluorure de lithium et de borate de lithium sont les plus utilisés car leur densité reste proche de celle des tissus. Le borate de lithium, s'il est un meilleur équivalent tissu ($Z_{\text{effectif}} = 7,2$, $Z_{\text{tissus mous}} = 7,4$) est moins sensible que le fluorure de lithium. Cependant, la fiabilité de mesure dépendant fortement de la stabilité du mode de chauffage lors de la lecture des TLD, leur utilisation est difficilement compatible avec une activité clinique. Toutefois, il est possible d'obtenir une reproductibilité de l'ordre de 2 % avec de grandes précautions (Johns et Cunningham, 1983). Les TLD sont également utilisés dans les cas particuliers de dosimétrie in vivo, par exemple pour des géométries complexes de RCMI, lors de l'estimation de la dose aux organes à risques.

5.3. DETECTEURS DIAMANT

Pour la dosimétrie in vivo, les détecteurs diamant (carbone $Z = 6$) présentent une densité intéressante, proche de celle de l'eau. Ils ont été évoqués comme possible dosimètre in vivo dès 1987 (Nam *et coll.*, 1987). Pour ces détecteurs, tout comme pour la chambre d'ionisation classique, les paires électrons/trous séparées par l'irradiation sont collectées à l'aide d'une tension de l'ordre de 100 V appliquée aux extrémités du volume sensible, solide ici (Schüle et Hodapp, 1992). Le courant résultant est alors mesuré à l'aide d'un électromètre. Les détecteurs diamants sont à l'heure actuelle largement étudiés comme possible alternative aux diodes au silicium. En effet, leur résistance aux rayonnements leur permet d'être confrontés aux flux importants des accélérateurs de dernière génération. Dès lors pour les rendre accessibles à l'utilisation clinique d'un point de vue du coût et faciliter leur démocratisation, l'industrie s'est tournée vers des processus de création par dépôt de vapeurs chimiques, au détriment des processus de dépôt de couche de diamant naturel sous haute pression. Cependant, les volumes sensibles présentent une grande concentration d'impuretés avec ce type de processus. Sur ce point, leur résolution est inférieure aux détecteurs conventionnels au silicium. Ainsi, il est nécessaire de pré-irradier les détecteurs diamants à hauteur de 5 Gy, afin de combler les pièges par électrons et conférer au détecteur une sensibilité raisonnable pour l'usage en clinique jusqu'à ce que la tension externe soit éteinte, ce qui permet de plus de réduire fortement la dépendance en température du dispositif. Ils présentent une très bonne résolution spatiale, aujourd'hui une indépendance à la température (rencontrée en clinique) et à l'angulation du bras pour les faisceaux de photons, et une forte

indépendance au débit de dose. Ils restent cependant assez chers. En tant que dosimètres in vivo, on reporte l'utilisation de détecteurs diamant en curiethérapie à haut débit de dose. Dans ces études, les détecteurs diamant ont un petit volume sensible mais ont des dimensions physiques supérieures à celles des MOSFET, TLD et détecteurs à scintillation (Lambert *et coll.*, 2007).

5.4. DETECTEURS A SCINTILLATION PLASTIQUE - DETECTEURS OSL (OPTICALLY STIMULATED LUMINESCENT)

Les détecteurs à scintillation plastique (OSL) utilisés en premier lieu pour la dosimétrie du personnel se retrouvent à présent dans les domaines de la dosimétrie spatiale et médicale et de la physique des hautes énergies (Dusseau *et coll.* 2000 ; Dusseau *et coll.*, 2001). Le matériau constituant les détecteurs OSL possède approximativement les mêmes propriétés que les dosimètres thermoluminescents (TLD). Les électrons, libérés après leur exposition aux rayonnements ionisants, sont piégés dans des sites énergétiques dans la bande d'énergie interdite par des impuretés incorporées dans un cristal de plus grande pureté initiale possible. Leur nature et leur concentration sont strictement contrôlées lors du processus de fabrication. Ce processus crée des paires électrons-trous semi-stables dans le réseau. Le matériau, une fois exposé à un spectre de lumière visible, libère ces électrons qui se recombinent avec les trous du réseau, en émettant des photons optiques. Le flux de photons optiques est proportionnel à la dose. Actuellement, le matériel largement utilisé pour la dosimétrie par OSL est l'oxyde d'aluminium dopé au carbone, mais il existe d'autres matériaux compatibles notamment avec la mesure en temps réel (David, 2008 ; Hazelton *et coll.*, 2010). L'oxyde d'aluminium a été introduit en premier lieu pour l'usage en TLD mais possède également des propriétés adaptées à la détection optique. La principale différence entre les OSL et les TLD réside dans la technique de lecture. Les OSL utilisent la lumière à la place de la chaleur. Dès lors, la luminescence peut être lue de quelques secondes à quelques minutes, en intégrant le signal dans le temps (similaire au mode de lecture des TLD). Il a été décrit qu'une luminescence parasite transitoire radio-induite dans les fibres optiques survient consécutivement à l'irradiation (de type Cerenkov et photoluminescence). De plus, suite à l'irradiation, le signal du détecteur décroît de façon exponentielle. Il est ainsi recommandé d'attendre quelques minutes avant de procéder à la lecture des dosimètres OSL. Typiquement, le délai antérieur à la lecture peut s'étendre de 8 à 15 minutes afin de se placer dans une zone relativement stable du signal. Afin d'éviter un effet de « fading du signal », (augmentation à

court terme et décroissance à long terme du signal) la lecture doit cependant être effectuée dans l'heure qui suit l'irradiation. L'utilisation de la lumière dans l'étape de lecture est plus facilement maîtrisable par rapport aux TLD. Une fois lus, les détecteurs peuvent être vidés optiquement avant leur réutilisation. En cours d'étude, certains détecteurs OSL peuvent être utilisés en temps réel, ce qui en fait une option séduisante pour les applications ultérieures en dosimétrie in vivo, mais dans ce cas, la mesure doit être effectuée dans les 45 secondes qui suivent l'irradiation, pour conserver 95% du signal originel et à température constante. L'utilisation des OSL est rapportée pour la dosimétrie in vivo intracavitaire et de surface (Andersen *et coll.*, 2009 ; Jursinic, 2007).

5.5. EPID (ELECTRONIC PORTAL IMAGING DEVICE)

Les solutions commerciales disponibles pour l'EPID se basent sur des techniques d'acquisition différentes. Nous présenterons ici, le type d'EPID le plus rencontré, constitué d'une matrice de détecteurs au silicium amorphe (EPID a-Si) et invitons le lecteur à se référer à l'annexe 2 de cette étude pour le détail des systèmes de matrice à chambre d'ionisation liquide et systèmes à écran fluorescent – caméra CCD (« Charge-Coupled Device »). Le détecteur EPID a-Si consiste en un convertisseur de RX, un détecteur de lumière visible et une électronique associée assurant la réception et le traitement de l'image digitale. L'image digitale est constituée d'une ou plusieurs images élémentaires appelées « frames » qui sont définies comme étant une lecture de l'ensemble des lignes composant la matrice du détecteur aSi. L'image finale est donc le résultat d'une moyenne sur un nombre de frames fixé par l'utilisateur et résulte d'un compromis entre qualité d'image et dose délivrée (Berger, 2006). La stabilité de réponse est de 0,5 % sur deux ans pour les détecteurs embarqués sur l'accélérateur à 4 et 6 MV. La réponse est indépendante au débit de dose et linéaire avec la dose intégrée. Une hypersensibilité à faible énergie a cependant été rapportée et causée par le diffusé provenant du bloc du détecteur parasitant le signal. La réponse de l'EPID est ainsi dépendante de la position du pixel par rapport à l'axe du faisceau (phénomène de « beam softening ») aussi bien que par l'épaisseur du patient ou du fantôme placé dans le faisceau qui cause un durcissement du faisceau (Greer, 2005). Des études ont été menées afin de ramener la dépendance avec la taille du champ initialement de 5 – 8 % à 1 – 2 %. Afin de réduire l'effet des photons diffusés de basse énergie, une plaque de cuivre additionnelle est rajoutée à l'ensemble du système. Des matériaux supplémentaires sont rajoutés pour effectuer la mesure à la position du maximum de dose lorsque l'EPID est utilisé en tant que dosimètre. Un

problème spécifique aux EPID a-Si est le phénomène de rémanence ou « ghosting » ainsi qu'un retard d'acquisition d'image causés par des charges piégées dans la couche de photodiodes engendrant des effets d'offset et de gain dans l'image. Le phénomène de ghosting est un effet de gain où les charges piégées altèrent la valeur du champ électrique du bloc et de la couche de surface, pendant quelques minutes, nuisant à la qualité des images. Cet effet n'est pas délétère si l'EPID a-Si est utilisé pour la vérification de champ d'irradiation impliquant un grand nombre d'UM car le ghosting peut être intégré dans la réponse en utilisant des procédures de correction semi-empiriques (McDermott *et coll.*, 2004). Cependant, cet effet devient critique lors de la vérification des champs de RCMI, où chaque pixel est irradié de façon individuelle et de façon irrégulière. Il devient dès lors difficile de corriger le manque de signal. Le retard d'image est un effet d'offset causé par un transfert incomplet du condensateur du pixel. Cette charge piégée est lue pendant plusieurs frames et peut durer jusqu'à 30 secondes. Des sous estimations de dose de 4 à 10 % ont été rapportées lorsque le temps d'irradiation est court (2 - 5 UM) et décrits pour tous les EPID commercialisés. Le phénomène de ghosting est dépendant du temps d'irradiation, de la dose/frame mais pas directement du débit de dose. Les améliorations dans la technologie EPID n'ont pas été dictées par les demandes techniques en dosimétrie mais par le besoin d'améliorer l'imagerie de positionnement du patient, au niveau de la qualité des images et de la rapidité de lecture. Fortuitement, ces améliorations ont également amélioré les propriétés de l'EPID en tant que dosimètre. La rapidité de lecture des images peut être mise à profit pour la mesure de la dose intégrée. La haute résolution de l'EPID, surtout pour l'EPID a-Si, a amélioré la résolution avec laquelle la dose peut être vérifiée. Les changements des propriétés physiques de l'EPID nécessitent la mise à jour des logiciels de traitement pour la mesure de dose, tel que pour le PortalVision de Varian. Ainsi, la version précédente (v6.1.03) induisait un temps mort de 0,28 s ou la perte d'images. Ce problème pour la dosimétrie a été corrigé avec les versions plus récentes des logiciels. Le rajout d'un matériau de mise à l'équilibre électronique comme le cuivre, d'importance pour la dosimétrie devrait être incorporé dans le design des futurs EPID, qui sont à présent considérés en tant qu'imageurs et dosimètres. Cependant leur coût reste élevé et si l'EPID est convivial en routine de traitement, l'ensemble des procédures des calibrations mécaniques et dosimétriques du système et les méthodes de correction à intégrer en amont alourdissent sa prise en main.

5.6. MOSFET (METAL OXIDE FIELD EFFECT TRANSISTOR)

L'utilisation des MOSFET en tant que dosimètre a d'abord été explorée pour les applications spatiales avant d'être importée au domaine médical. Leur utilisation a été largement décrite depuis dans la littérature pour les procédures in vivo en radiothérapie externe, plus particulièrement en RCM, en mesure de dose à la peau, dose d'entrée et tant que détecteurs implantés et en curiethérapie à haut débit de dose, comme dans le domaine du radiodiagnostic. Le principe de détection est détaillé au chapitre 2 de ce travail. Les MOSFET figurent parmi les dosimètres les plus utilisés pour la dosimétrie in vivo dans la culture anglo-saxonne, et possèdent une des résolutions spatiales les plus élevées. Plusieurs études rapportent leur indépendance au débit de dose, lorsque les irradiations, inférieures à quelques minutes, ne sont pas susceptibles d'engendrer un effet de « fading » du signal. Leur principal désavantage est lié à leur durée de vie limitée. Il a été décrit que ces détecteurs présentent une dépendance angulaire, mais cette tendance semble liée aux détecteurs de générations plus anciennes (Ramani *et coll.*, 1997). Ainsi, depuis, la dépendance angulaire n'excède pas 3 % pour les détecteurs de marque Thomson-Nielsen (Chuang *et coll.*, 2002). De plus il a été rapporté que la réponse de ces détecteurs peut être influencée par la température. En ce sens des efforts ont été effectués pour minimiser cette influence, en utilisant par exemple deux détecteurs dont un sert de référence pour l'intégration de l'influence de la température sur la réponse du détecteur. Cependant, lorsque la température est identique lors de la lecture et de l'irradiation des détecteurs, la réponse des MOSFET (marque REM Oxford, UK) est peu dépendante de la température (Cheung *et coll.*, 2004). Des études additionnelles ont montré une excellente linéarité avec la dose délivrée, notamment pour les faibles doses dans la gamme jusqu'à 400 cGy. Les détecteurs d'aujourd'hui présentent une forte précision dans la région du build-up et une indépendance directionnelle, et peuvent être lus en temps réel, ce qui en fait un détecteur adapté pour la mesure de dose en RCM (Chuang *et coll.*, 2002).

5.7. SYNTHÈSE DES DÉTECTEURS

Les dosimètres utilisés pour la dosimétrie in vivo ne sont pas idéaux mais présentent tous des avantages et des inconvénients, selon leur terrain d'utilisation. Le tableau 1.2 et la figure 1.18 résument les propriétés de chacun exposées dans ce chapitre pour leur utilisation dans les faisceaux de haute énergie.

	Diodes	TLD	Diamant	OSL	EPID	MOSFET
Lecture immédiate	+++	---	+++	+ / -	+++	++ / -
Résolution spatiale	+/-	++	+++	+++	+++	+++
Equivalence tissu	---	++	+++	---	---	---
Résistance /durée de vie	+	+	+++	+	+	---
Indépendance énergétique	--	--	+++	--	--	+++
Linéarité	+++	+++	+++	+++	+++	+++
Indépendance au débit de dose	--	+/-	+++		--	+++
Indépendance à la température	--	---	++		--	++
Indépendance angulaire	---	+++	+++	+++	+++	+++
Atténuation	+++	+	+	+	---	+
Facilité de calibration	++	---	++	++	--	++
Facilité d'utilisation	++	---	+	++	++	++
Facteurs de correction à intégrer	++	++	--	--	+++	--
Complexité	---	+++	---	---	+++	---
RCMI	---	++	+++	++	+++	+++
Irradiation corporelle totale	+++	+++	--	+++	---	+++
Intracavitaire	---	+++	---	+++	---	+++
Coût	---	++	+++	---	+++	++

TABLEAU 1.2 : Synthèse des principaux dosimètres utilisés pour la dosimétrie in vivo

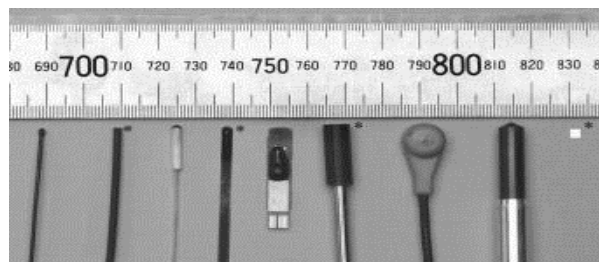


FIGURE 1.18 : Différents types de dosimètres utilisés pour la dosimétrie in vivo, de gauche à droite : 0.5 mm BrachyFOD™, 1 mm BrachyFOD™, détecteur OSL avec fibre optique, MOSFET (Thomson and Nielsen RD502), MOSFET(PTW-Freiburg OneDos)e, détecteur diamant (PTW-Freiburg type 60003), diode au silicium, chambre d'ionisation et TLD LiF de 3×3×0,9 mm³. D'après Lambert *et coll.*, (Lambert *et coll.*, 2007).

SYNTHÈSE

La dosimétrie in vivo a d'abord été introduite pour les procédures de radiothérapie externe. Sa mise en service en radiochirurgie stéréotaxique soulève de nombreuses questions car son mode de réalisation diffère grandement de la radiothérapie conventionnelle et nécessite l'adaptation du modèle originel.

1. CONSIDÉRATIONS LIÉES AU FRACTIONNEMENT DE LA DOSE

En radiochirurgie stéréotaxique, comme la précision de positionnement est élevée, il est possible d'aligner le volume de traitement aux dimensions de la cible et de réduire les marges additionnelles du PTV. Ceci permet d'irradier de petits volumes à de très fortes doses lorsque les dimensions du volume cible sont réduites. Les complications liées à la toxicité des rayonnements apparaissent relativement moins vite à dose égale lorsque le volume d'irradiation est plus faible : la fenêtre thérapeutique entre traitement et complications s'élargit et permet l'augmentation de la dose de traitement. Cet effet différentiel n'est pas lié à la modification physique des faisceaux de petites dimensions, mais à la proportion de tissu sain irradié qui diminue avec la taille du volume cible. De ce fait, pour ces traitements délivrés en séance unique, la pertinence de mesures in vivo peut être remise en cause. En effet, la dosimétrie in vivo, dont l'objectif est d'abord la mise en évidence d'erreurs systématiques, sous-entend de mener des actions de réajustement dans le plan dosimétrique pour la séance suivante lorsque des écarts de dose en dehors des intervalles de tolérance sont observés. En radiochirurgie stéréotaxique, cette intervention n'est pas envisageable à l'issue de la séance de traitement. Cependant, les résultats de mesure in vivo constituent l'unique preuve garantissant que la dose a été délivrée correctement durant le traitement, i.e. $\pm 5\%$. Compte tenu des fortes doses engagées, l'intérêt de la mesure de la dose durant le traitement reste donc majeur. Néanmoins, l'impact de l'atténuation du détecteur sur la dose totale n'est plus négligeable pour de tels traitements. Par ailleurs, la présence d'un détecteur ponctuel utilisé pour la mesure d'un faisceau fixe n'aura pas la même influence que pour la mesure d'un segment d'arc dans le plan dosimétrique. Il est donc nécessaire de caractériser l'influence de l'atténuation du détecteur pour une séance en fonction de la technique d'irradiation retenue.

2. CONSIDERATIONS LIEES AU PROCESSUS DE VERIFICATION PREEXISTANTS

Les niveaux de précision du positionnement du patient et de délivrance de la dose requis lors de l'usage de faisceaux en radiochirurgie stéréotaxique sont plus stricts que ceux rencontrés en radiothérapie. L'ensemble des procédures de vérification qui interviennent en amont du traitement s'alignent logiquement sur ces contraintes. De plus la probabilité de survenue d'erreurs liées au volume anatomique qui s'étend sur plusieurs semaines en radiothérapie est modifiée. Premièrement, le scanner étant réalisé le jour du traitement, le contenu de la boîte crânienne pouvant être considéré comme homogène et peu sensible aux modifications anatomiques, le risque de traiter un volume anatomique différent de celui utilisé dans le plan dosimétrique est faible. De plus, la mise en place du patient est vérifiée dans les 6 degrés de libertés, ce qui réduit significativement les risques liés au mauvais positionnement du patient. Dans l'idéal, le placement des dosimètres utilisés pour la dosimétrie in vivo doit donc être cohérent avec le niveau de précision imposé à l'isocentre nominal de l'accélérateur, i.e. ± 1 mm. La précision du système dosimétrique mis en place doit garantir ± 5 % de la dose prescrite.

3. CONSIDERATIONS LIEES AUX MINIFAISCEAUX

Les dimensions des volumes cibles rencontrés en radiochirurgie stéréotaxique nécessitent l'utilisation de faisceaux de petites dimensions, qui posent toujours des problèmes aux détecteurs actuels pour la mesure de doses absolue et relative. Les évolutions technologiques dans le domaine des accélérateurs linéaires ont amélioré la précision mécanique des collimateurs multilames et du contrôle dosimétrique. En témoignent l'augmentation des microcollimateurs tertiaires ainsi que l'émergence de nouveaux dispositifs utilisant des micro collimations (Cyberknife, Tomothérapie, Vero...). Néanmoins l'ensemble des entités référentes en matière de dosimétrie s'accordent à reconnaître que les connaissances dans la mesure de dose n'étaient pas préparées à l'utilisation accrue des petits champs dans les traitements de patients. Ainsi, à l'heure actuelle, il n'existe pas à notre connaissance de détecteurs utilisés pour la dosimétrie in vivo dans les traitements de radiochirurgie stéréotaxique. En regard des propriétés recherchées chez les dosimètres dédiés à la caractérisation des propriétés des minifaisceaux notamment pour la mesure des facteurs de diffusion totale (« Total Scatter Factors »), Rapport Tissus Maximum et mesures hors de l'axe du faisceau, le détecteur idéal en dosimétrie in vivo devrait : présenter une indépendance au débit de dose, une forte équivalence au tissu, une haute résolution spatiale et un volume

sensible de faibles dimensions afin de minimiser les perturbations et l'effet de volume partiel. La dosimétrie des petits champs pose toujours problème pour les mesures réalisées dans des diamètres inférieurs à 17 mm. Pour les diamètres jusqu'à 8 mm, de meilleurs résultats semblent être obtenus avec des diodes, TLD ou des films dans la détermination des paramètres mentionnés précédemment. Cependant, en conditions cliniques, le détecteur doit être maniable et bien adapté aux contraintes imposées par les petits champs et aux irrégularités de la peau à la surface de la tête. En conséquence, ni les diodes, ni les films sont adaptés. L'utilisation de TLD pourrait être une alternative mais différentes études ont rapporté leur fragilité et leur lourde calibration et lecture. D'un autre côté, la surface sensible d'un MOSFET est petite et peut être considérée comme un détecteur ponctuel. Ainsi, les MOSFET pourraient potentiellement permettre d'accéder à la dosimétrie in vivo dans les minifaisceaux de radiochirurgie. Néanmoins, si les MOSFET présentent des attraits pour la dosimétrie in vivo dans les minifaisceaux, leur utilisation nécessite la prise en compte d'un certain nombre de contraintes liées à leur principe de détection, mais aussi à leur positionnement dans les petits faisceaux. En effet, compte tenu des dimensions des minifaisceaux, il n'est pas envisageable de réaliser correctement la mesure simultanée de la dose d'entrée et de sortie car ceci nécessite de déplacer légèrement le détecteur en dehors de l'axe du faisceau. Dès lors, la mesure de la dose d'entrée s'exposerait à d'inacceptables gradients de dose.



Chapitre 2 : Le détecteur MOSFET (Metal Oxide Field Effect Transistor)

INTRODUCTION

Les progrès des dispositifs MOS pour la mesure de dose ont principalement été menés par l'industrie de la défense et l'industrie spatiale. Ces travaux ont contribué à augmenter la résistance des circuits aux rayonnements (Dennehy *et coll.*, 1966). L'utilisation des MOSFET en tant que dosimètres a été introduite premièrement par Andrew Holmes-Siedle en 1974 pour le monitoring des rayonnements et des applications de sécurité (Holmes-Siedle, 1974). En 1978, Adam et Homes-Siedle ont établi que les dégradations induites par l'irradiation du dispositif étaient proportionnelles à la dose, et donc que la dose absorbée par les MOSFET pouvait être déterminée par la mesure de ces caractéristiques après irradiation. Ainsi, les propriétés du détecteur, telles que l'épaisseur de son volume sensible ou la densité de pièges pouvaient être choisies afin d'optimiser la densité de charges d'espaces créées lors d'irradiations et obtenir ainsi des dosimètres. Depuis la fin des années 1980, l'utilisation des MOSFET a été largement décrite pour l'utilisation en dosimétrie médicale, notamment dans les domaines du radiodiagnostic, de la mesure de dose à la peau, de la curiethérapie, de l'irradiation corporelle totale, de la distribution de dose dans les petits champs en radiochirurgie stéréotaxique, de la dosimétrie des microfaisceaux, de la radiothérapie guidée par l'image et dans les procédures d'assurance qualité de RCMI. Une meilleure connaissance des caractéristiques et de la réponse des MOSFET à l'irradiation constitue l'étape préliminaire à leur utilisation dans la détermination de la dose.

1. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DES DETECTEURS MOSFET

1.1 FABRICATION ET STRUCTURES MOS

L'implantation des différents composants de la structure du capteur s'effectue par la méthode « very larger scale integration », où couche après couche sont superposées les structures élémentaires du système sur une plaque de silicium constituant le substrat (épaisseur inférieure au mm). L'enchaînement des traitements suivants permet la création à grande échelle de multiples structures de capteurs (Weste et Harris, 2005):

- 1) Une oxydation du substrat est réalisée sur une couche de 1 μm selon la géométrie désirée du volume sensible du détecteur. Une résine est ensuite déposée sur le dioxyde de silicium SiO_2 . Un masque est à son tour placé sur la résine, qui est alors exposée à un rayonnement ultra-violet. La région de résine non protégée par le masque devient soluble, et est supprimée. La couche de SiO_2 est détruite par l'application d'un acide ou d'un plasma. Enfin la résine est à son tour supprimée par un acide.
- 2) Les zones d'intérêt du substrat, la source et le drain, sont dopées par diffusion ou implantation ionique au type inverse (N ou P) des porteurs majoritaires présents dans le substrat.
- 3) Puis sont successivement déposées par vapeur chimique une fine couche d'oxyde et une couche constituant l'électrode dite « grille ». Dans l'étude des structures MOS, cette électrode est appelée grille (G), en référence à sa terminologie anglo-saxonne « gate ». La couche d'oxyde est ensuite supprimée à l'aide d'un acide et les aires ouvertes, par implantation ou diffusion, sont dopées. Dans la technologie à grilles métalliques, on utilise le même métal (généralement de l'aluminium) que celui qui permet d'interconnecter les différentes électrodes du circuit pour réaliser les grilles. Dans la technologie à grilles polysilicium, c'est une couche de silicium polycristallin, sur l'oxyde mince, qui constitue les grilles. Lors de la diffusion des sources et des drains, cette couche masque le canal et permet de réaliser ainsi un auto-alignement des sources et des drains avec les grilles. Après l'opération de diffusion, les trois électrodes sont dopées de la même façon.
- 4) Enfin, en dernier sont créés les contacts métalliques du système.

La structure MOS est représentée en figure 2.1. Elle est composée d'une grille constituée d'une couche très conductrice en métal, surmontant la couche isolante de très faible

épaisseur d'oxyde de silicium SiO_2 . Une couche métallique recouvre les zones de semi-conducteur de la source et du drain, permettant d'établir un contact électrique satisfaisant avec l'électronique associée.

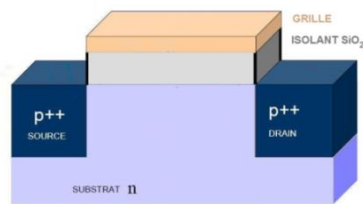


FIGURE 2.1 : Schéma d'une structure pMOS

La technologie des MOSFET repose sur le contrôle de porteurs libres dans le substrat par l'électrode isolée. Elle agit comme un modulateur sur la concentration de porteurs dans cette zone et permet d'établir un canal de conduction entre les deux zones conductrices dopées source (S) et drain (D). N'utilisant qu'un seul type de porteur de charge, la structure MOS est dite unipolaire.

On distingue deux comportements des structures MOS au repos : une structure MOS dite normalement bloquante et une autre dite passante.

1.1.1 STRUCTURE MOS NORMALEMENT BLOQUANTE

Sans application d'une tension à la grille, $V_G = 0V$, aucun courant significatif ne circule entre le drain et la source : le composant est dit normalement non-conducteur. Pour que le courant circulant entre les deux électrodes source et drain reste négligeable, il est nécessaire que la zone de canal soit de type opposé aux zones de source et drain à l'équilibre thermodynamique. Une jonction polarisée en inverse, i.e. bloquante, s'établit entre la source et le drain, quel que soit le sens de polarisation de ces deux zones. Ainsi, les sources et drain sont de type p alors que la zone sous la grille isolée appartenant au substrat est de type n. Par l'action d'une polarisation négative sur le contact de la grille, par rapport à la zone semi-conducteur, un champ électrique agit sur la zone semi-conductrice sous l'oxyde. Dans la structure du composant, des trous viennent alors prendre la place des électrons pour assurer un canal de conduction entre la source et le drain. Ce canal induit est de type p, on parle alors de composant de type pMOS. Le courant pour un pMOS va du drain vers la source. Comme le canal p ne conduit pas au repos du composant, on parle de pMOS normalement bloqué.

Il existe cependant une autre configuration de structures MOS présentant des propriétés de conduction différentes au repos et pendant l'application d'une tension de polarisation sur la grille. En pratique, il est ainsi possible de réaliser une structure dite nMOS.

Dans ce composant, la source et le drain sont de type n, et le substrat de type p. Pour un nMOS dit normalement bloqué, c'est une tension de polarisation positive qui va permettre l'établissement du canal de conduction de type n, en attirant les électrons sous la couche d'oxyde et en chassant les trous à l'extrémité du substrat.

1.1.2 STRUCTURE MOS NORMALEMENT PASSANTE

Il est possible d'obtenir une structure MOS dite normalement passante pour chaque type de canal (pMOS et nMOS). Dans cette configuration, une couche dopée très fine de même type que la source et le drain est déposée sous l'isolant. Comme trois zones dopées du même type sont en série, il y a conduction au repos, i.e. en l'absence de tension appliquée sur la grille. Les structures nMOS sont plus rapides que les pMOS, comme la mobilité des électrons ($20 \text{ cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$) est supérieure à celle des trous ($10^{-4}-10^{-8} \text{ cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$) dans le silicium.

1.2 PHENOMENOLOGIE DES MOSFET EN L'ABSENCE DE RAYONNEMENT

Pour la phénoménologie des détecteurs MOSFET, le comportement de la structure des MOSFET utilisés dans cette étude, pMOS et normalement bloquante, est décrit pour des valeurs de tension à la grille $|V_G|$ successivement croissantes.

1.2.1 SANS POLARISATION DE GRILLE PAR RAPPORT AU SUBSTRAT, $V_G = 0 \text{ V}$

La structure MOS étudiée comporte toujours deux diodes à jonction pn montées tête bêche. Comme décrit dans le précédent paragraphe, quel que soit le signe de polarisation drain-source, l'une des deux diodes est polarisée en inverse. Le courant résultant entre le drain et la source, I_{DS} , est considéré comme nul. En condition d'équilibre thermodynamique (figure 2.2), il existe une zone de déplétion entre le drain et la zone de substrat et entre la source et le substrat. Pour conserver la structure MOS, la distance séparant les jonctions métalliques doit être supérieure aux frontières des zones de déplétion, évitant ainsi le court-circuit entre la source et le drain.

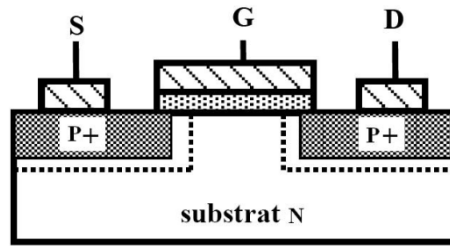


FIGURE 2.2 : Coupe schématique d'un pMOS (canal p) normalement bloquant au repos pour $V_G = 0\text{ V}$. Le courant résultant I_{DS} entre source et drain est nul : le MOSFET est dit normalement bloquant.

1.2.2 LA GRILLE EST POLARISEE NEGATIVEMENT PAR RAPPORT AU SUBSTRAT, $V_G < 0\text{ V}$

L'application d'un potentiel $V_G < 0\text{ V}$ sur la grille génère un champ électrique orienté vers la grille à la fois dans l'oxyde et dans le semi-conducteur. A l'échelle du semi-conducteur, ce champ chasse les électrons situés près de l'interface SiO_2/Si , qui désertent la zone sous la grille. A ce stade, une zone de déplétion qui prolonge les deux zones latérales préexistantes se forme sous la grille. Lorsque ce champ électrique est faible, la zone de déplétion correspond donc à l'évacuation des électrons majoritaires de la zone dopée n. Lorsque la valeur du champ électrique augmente, celui-ci devient suffisamment puissant pour attirer les porteurs minoritaires du substrat, i.e. les trous, qui se concentrent contre l'oxyde. Un canal de trous se forme progressivement entre le drain et la source, et un faible courant I_{DS} apparaît comme le montre la figure 2.3.

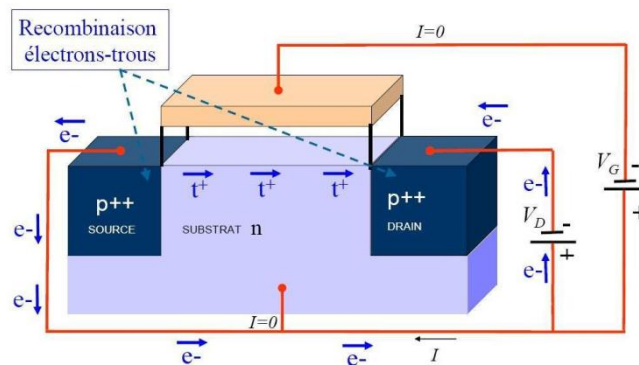


FIGURE 2.3 : Représentation schématique du courant et des tensions régnant dans un pMOS lors de l'application d'une polarisation négative sur la grille.

1.2.3 LA POLARISATION DE LA GRILLE ATTEINT LA TENSION SEUIL, $|V_G| = V_{TH}$

La valeur du champ électrique dans le substrat près de l'interface oxyde substrat augmente avec la valeur de la tension à la grille $|V_G|$. La concentration de trous sous la grille entre la source et le drain continue donc à augmenter. A l'interface oxyde-substrat, dans le semi-conducteur, la concentration de trous finit par atteindre la valeur du dopage des porteurs majoritaires, i.e. la concentration en électrons initiale du substrat. La condition d'inversion

des porteurs est alors réalisée, ce qui signifie que la tension de la grille $|V_G|$ a atteint la tension de seuil V_{th} . Le canal p est créé (figure 2.4), et la conduction entre source et drain peut être établie : le régime de conduction est atteint. Lorsque $V_G - V_{th} \geq V_{DS}$, on obtient une résistance commandée par la tension V_G . Donc, par application d'une tension négative sur la grille, la structure MOS permet de moduler le courant entre la source et le drain. Si $V_G - V_{th} < V_{DS}$, le canal n'existe que sous une portion de la grille et le transistor fonctionne en source de courant.

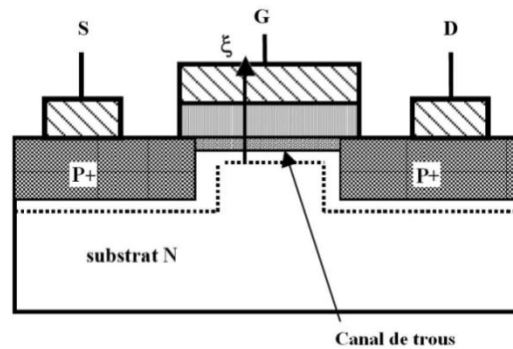


FIGURE 2.4 : Coupe schématique d'un pMOS (canal p) normalement bloquant pour $V_G \leq V_{th}$.

1.3 PHENOMENOLOGIE DES MOSFET EN PRESENCE DE RAYONNEMENTS

Dans l'utilisation du MOSFET en tant que dosimètre, le volume sensible de détection repose sur la couche de l'isolant SiO_2 sous la grille. On parle encore d'oxyde de grille. L'exposition du MOSFET aux rayonnements engendre une dégradation du composant essentiellement au niveau de la couche isolante et en modifie les caractéristiques de conduction. L'étape de quantification de la dose déposée repose sur la mesure du degré de dégradation, i.e. de perturbation des propriétés électriques initiales connues du MOSFET. Il est détaillé dans cette partie les phénomènes qui participent à l'évolution de la quantité de charges dans le composant par le rayonnement ionisant :

- La création de paires électrons-trous dans la couche de SiO_2 par les rayonnements ionisants
- La recombinaison électron/trous
- La séparation des électrons/trous par application d'un champ électrique au travers de l'oxyde, et le mouvement des électrons vers la grille
- Le transport des trous dans l'oxyde vers la frontière Si/ SiO_2
- Le piégeage des électrons/trous dans l'oxyde
- L'accumulation de pièges ou des états d'interface à la limite et à l'interface du substrat
- La relaxation et la recombinaison électron/trous - phénomène d' « annealing »

1.3.1 LA CREATION DE PAIRES ELECTRONS-TROUS PAR LES RAYONNEMENTS IONISANTS

Pendant l'irradiation, l'énergie de la particule incidente fait passer des électrons de la bande de valence dans la bande de conduction et crée des phonons optiques (phonons Raman) : Des trous restent dans la bande de valence; la paire électron/trou est ainsi dissociée. Ces électrons qui se trouvent dans un état excité sont ensuite thermalisés : de nouvelles paires électron-trou sont créées en cascade et l'énergie cinétique résiduelle est transférée au réseau cristallin. L'énergie moyenne E_p pour créer une paire électron-trou est donc composée de : la largeur de la bande interdite (E_g), l'énergie des phonons optiques (E_{ph}) et l'énergie cinétique résiduelle (E_k) (Klein et Leger, 1968). La perte moyenne d'énergie par phonon E_{ph} est liée au nombre moyen de phonons créés par paire électron-trou (entre 10 et 20 selon le semi-conducteur). E_{ph} est indépendante de la bande interdite et vaut, selon le semi-conducteur, entre 0,5 et 1 eV. La perte moyenne d'énergie par thermalisation (E_k) est le double du seuil d'ionisation. Comme le montre le tableau 2.1, l'énergie moyenne cédée par le rayonnement ionisant pour la création d'une paire électron-trou (E_p) est supérieure à l'énergie de la bande interdite (E_g). Lorsque la valeur de l'énergie E_g est grande, la largeur de la bande interdite ne permet pas le passage d'électrons dans la bande de conduction, et le milieu est isolant (SiO_2). Pour des valeurs de E_g faibles, l'agitation thermique est susceptible de porter des électrons libres dans la bande de conduction et permet le passage du courant (Si) : dans ce cas le matériau du détecteur est plus sensible au bruit de détection qu'un isolant. Les paires sont générées dans la couche de SiO_2 , dans la grille et dans le substrat. Cependant, pour les deux dernières, les paires se recombinent et ne participent pas à la mesure de la dose. En considérant les caractéristiques du silicium (Si) et de la silice (SiO_2), il est possible de calculer les densités de porteurs générés par une irradiation à température ambiante. La différence entre E_p et E_g est essentiellement dissipée dans le matériau par effet thermique. Par exemple, 1 Gy ou encore $6 \times 10^{15} \text{ eV.g}^{-1}$ correspond à la création de 2×10^{15} paires électron – trou par cm^{-3} dans le silicium et 5 à 10 fois moins dans un oxyde.

Matériau (Z)	Mobilité(μ) $\text{cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$ dans SiO_2	Densité g.cm^{-3}	Bande interdite E_g (eV)	Energie de création de paire E_{e-t} (eV)	Densité de paires ($\text{cm}^{-3}.\text{Gy}^{-1}$)
Si (14)	1350 (électrons) 480 (trous)	2,328	1,12	3,86	$3,76 \times 10^{15}$
SiO_2	10 à 20 (électrons) 10^{-5} (trous)	2,2	9	$18 \pm 3\text{eV}$ et récemment estimée à $17\text{eV} \pm 1\text{eV}$	$7,63 \times 10^{14}$

TABLEAU 2.1 : Caractéristiques des matériaux pour le calcul de la densité de paires électrons-trous créées par Gy à température ambiante, d'après Nicollan et Brews (Nicollan et Brews, 1982).

L'énergie de création de paire et la largeur de la bande interdite, respectivement, pour les semi-conducteurs et pour les isolants, peuvent être reliées par les relations empiriques suivantes (Boudenot, 1995):

- Dans le cas d'un semi-conducteur il vient :

$$E_p(\text{eV}) = 2,67 E_g(\text{eV}) + 0,87 \quad (2.1)$$

- Dans le cas d'un isolant, la relation devient :

$$E_p(\text{eV}) = 2 E_g(\text{eV}) \quad (2.2)$$

Sur ce principe, il existe une relation de proportionnalité entre l'énergie déposée et la densité de paires électrons trous créées. Le nombre de paires électrons trous N_{e-t} créées par seconde et par cm^{-3} est donnée par la relation :

$$N_{e-t} = \dot{D} \times b \quad (2.3)$$

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad (2.4)$$

Avec \dot{D} , débit de dose en Gy.s^{-1} et b un facteur exprimant la densité de paires créée par Gy et par cm^{-3} .

1.3.2 RECOMBINAISON DES PAIRES ELECTRON/TROU

Suite à l'irradiation du matériau, une partie des paires électrons-trous dissociées vont subir une recombinaison initiale, durant l'intervalle d'une picoseconde. Le phénomène de recombinaison diminue ainsi la densité de paires électrons/trous créées par l'irradiation. La fonction de non recombinaison représente la part de charge qui reste séparée susceptible d'alimenter les phénomènes de transport et de piégeage dans l'isolant. Plusieurs modèles existent pour estimer la fonction de non recombinaison (à énergie et température données). La nature et l'énergie de la particule incidente va conditionner la densité de porteurs créés et donc le choix du modèle adapté à l'étude de la probabilité de recombinaison initiale. Le modèle de « Brown et Dozier » est le plus adapté à la description du phénomène de recombinaison lorsque des énergies sont comprises entre quelques keV à plusieurs dizaines de MeV pour des photons X (et γ) et des protons. La probabilité de recombinaison initiale est inversement proportionnelle à la valeur du champ électrique appliqué au détecteur, i.e. à la tension de la grille $|V_G|$. La fraction de porteurs non recombinaison utile à la mesure de la dose dépend donc des conditions d'utilisation et d'un ensemble de paramètres définis par le

rayonnement ionisant étudié. La densité des trous et des électrons décroît de façon exponentielle (Grattarola et Massobrio, 1998), et la densité de création de paires est donnée par les relations :

$$n_t(t) = C_t + G_p \tau_t (1 - e^{(-t/\tau_t)}) \text{ pour un substrat de type n} \quad (2.1)$$

$$n_e(t) = C_e + G_p \tau_e (1 - e^{(-t/\tau_e)}) \text{ pour un substrat de type p} \quad (2.2)$$

Où $n_t(t)$ est la densité de trous existants au temps t suivant l'irradiation (cm^{-3}), $n_e(t)$ est la densité d'électrons existants au temps t suivant l'irradiation (cm^{-3}), C_t est la concentration de trous à la bande de valence (cm^{-2}), C_e est la concentration d'électrons à la bande de conduction (cm^{-2}), G_p est le nombre de paires électrons/trous générés par l'irradiation (s^{-1}), τ_t est la durée de vie des trous (s) et τ_e est la durée de vie des électrons (s).

En plus du phénomène de recombinaison, les électrons présents dans le substrat sont susceptibles de passer par effet tunnel ou être injectés, par exemple lors de la lecture du MOSFET.

1.3.3 SEPARATION DES PAIRES ELECTRONS/TROU

Dans la couche de SiO_2 . Certains électrons et trous se recombinent immédiatement, mais l'application d'une tension positive à la grille durant l'irradiation attire les électrons alors que les trous migrent vers l'interface Si/SiO_2 . Le taux de transport des trous et des électrons dépend de l'épaisseur de l'oxyde, de la valeur de la tension appliquée et de leur coefficient de mobilité. La mobilité des porteurs dans le SiO_2 à la température ambiante, est de 10 à 20 $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ pour les électrons et de l'ordre de $10^{-5} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ pour les trous. Ainsi, principalement à cause de leur masse effective plus grande, le coefficient de mobilité des trous est très inférieur à celui des électrons (Nicollian et Brews, 1982 : cf. tableau 2.1), ce qui rend la migration des trous beaucoup plus lente que celle des électrons.

Pour un potentiel électrique de l'ordre de $10^6 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$, le temps de transport des électrons dans une épaisseur de 10 nm est de l'ordre de la picoseconde, alors que ce temps peut atteindre quelques secondes pour les trous en fonction de l'épaisseur, de la température, et du potentiel électrique dans l'oxyde. Ainsi, le temps de transport t_t des trous dans l'oxyde est donné par la relation :

$$t_t \propto \left(\frac{t_{ox}}{x_t} \right)^4 e^{\left(\frac{A - q x_t \frac{\epsilon}{2}}{kT} \right)} \quad (2.3)$$

Où X_t est la distance moyenne parcourue par les trous, A une constante, t_{OX} l'épaisseur de l'oxyde, k_B la constante de Boltzmann, T la température et ε est le potentiel électrique traversant l'oxyde.

1.3.4 LE TRANSPORT DES TROUS DANS L'OXYDE VERS LA FRONTIERE Si/SiO₂

Le modèle de la marche aléatoire de durée continue dans un solide désordonné a permis d'expliquer en partie le mouvement des trous au sein du SiO₂ (Scher et Lax, 1973). Ainsi, il est possible que les trous traversent le réseau SiO₂ par effet tunnel. La forte interaction de polarisation entre le trou et le réseau engendre une distorsion locale du réseau, ainsi qu'une augmentation de la masse effective du trou, ce qui contribue à affaiblir le niveau du potentiel énergétique dans lequel se trouve le trou. Le trou, ainsi auto-piégé est appelé polaron, et est dès lors capable de sauter au travers du réseau, par effet tunnel activé thermiquement. Des variations thermiques au sein du réseau peuvent amener les potentiels énergétiques des pièges remplis de trous à être identiques à ceux des potentiels des pièges libres. Ainsi, les fonctions d'onde de ces pièges se superposent, et le trou peut sauter vers le piège adjacent.

1.3.5 PIEGEAGE DES ELECTRONS/TROUS DANS L'OXYDE

Les trous et les électrons peuvent se retrouver piégés soit dans l'oxyde ou à l'interface avec le substrat. Les rayonnements dégradent la structure de l'oxyde ou de l'interface Si créant ainsi de nouveaux sites de pièges (Kalnitsky *et coll.*, 1990). La charge piégée dans l'oxyde peut être de nature positive ou négative dans le volume de l'oxyde. Ce type de piégeage résulte de l'irradiation du composant. Comme pour les éléments constituant la charge fixe de l'oxyde, lorsque ces charges sont piégées, tout échange avec le silicium devient impossible.

1.3.5.1 PIEGEAGE DES TROUS PROCHES DE L'INTERFACE Si/SiO₂

Les ions H⁺ et l'oxygène sont à l'origine de la formation de pièges, suite à une déformation du réseau et sont attirés à l'interface Si/SiO₂ sous l'effet du champ électrique, (Fleetwood, 1992 ; Chuan, 1993 ; Fleetwood *et coll.*, 2002 ; Oldham et McLean, 2003). La plupart des pièges de l'oxyde existent à quelques nm de l'interface Si/SiO₂, mais certains peuvent se situer dans l'oxyde.

1.3.5.2 PIEGEAGE DES ELECTRONS DANS L'OXYDE

Idéalement, la majorité des électrons est extraite de l'oxyde par la grille, lors de l'application de la tension positive à la grille durant l'irradiation. Toutefois, certains d'entre eux peuvent y être piégés. L'accumulation de ces pièges d'électrons peut former un chemin de conduction au travers de l'oxyde, ce qui peut éventuellement conduire à une saturation du détecteur. Trois modèles ont été développés pour identifier l'origine de ce phénomène (Zhang, 2001):

- Modèle d'injection de trous par l'anode : Les trous injectés par l'anode peuvent se recombinaison avec les électrons, libérant l'énergie nécessaire à la création de pièges pour les électrons.
- Modèle d'hydrogène : les espèces d'hydrogène libérées par les trous peuvent se déplacer au sein de l'oxyde et créer des pièges à électrons.
- Modèle de champ électrique : Le champ électrique au sein de l'oxyde peut induire une énergie suffisante pour directement créer des pièges dans l'oxyde.

1.3.6 PIEGES D'INTERFACE ET DE FRONTIERES

1.3.6.1 PIEGES D'INTERFACE

Comme les pièges créés dans l'oxyde, les pièges aux interfaces sont induits par l'irradiation du composant. Ces défauts, augmentent les niveaux d'énergie proches dans l'espace des bandes proches de la bande de valence et de conduction. Ils permettent l'échange de charges en capturant ou en émettant des électrons ou des trous respectivement à partir des bandes de conduction et de valence. Ainsi, les pièges d'interface stockent et libèrent à la fois des charges négatives et positives, selon le type de MOSFET et les conditions de champ électrique et sont déclenchés par l'irradiation ou l'injection de charges (Nicollian et Brews, 1982). Ce processus dure de quelques secondes à plusieurs milliers de secondes. Contrairement aux charges piégées dans l'oxyde, les charges d'interface sont en contact électrique avec le silicium.

1.3.6.2 PIEGES DE FRONTIERE

Des pièges « hybrides » existent entre 0,2 et 2 nm de l'interface Si/SiO₂. Les pièges de frontière peuvent échanger des charges avec le substrat. Ils sont amphotériques, c'est-à-dire qu'ils peuvent jouer les rôles de donneur et d'accepteur. Les pièges de type donneurs ont des électrons associés avec les trous piégés qui neutralisent les charges. Lorsque le MOSFET est de type p, les pièges d'interface peuvent alors échanger des trous avec le substrat.

1.3.7 LA RELAXATION ET LA RECOMBINAISON ELECTRON/TROUS - PHENOMENE D' « ANNEALING »

Le détecteur MOSFET permet le stockage de l'information dosimétrique même après lecture. Une partie de l'énergie radiative absorbée est donc piégée par ce type de dosimètre qui la convertit en charge électrique et énergie chimique. Avec le temps, l'information dosimétrique stockée est altérée par un processus de relaxation qui engendre une décroissance de la charge piégée résiduelle. Ce processus est appelé « annealing ». Le degré de relaxation dépend de la dose absorbée, de la température mais également des caractéristiques de la couche de SiO₂ (Ravotti, 2002). Ainsi, lorsque la dose absorbée augmente, un plus grand nombre de charges sont piégées dans la couche d'oxyde et la probabilité de recombinaison s'élève. Cette recombinaison est appelée « phénomène direct d'annealing ». Avec l'augmentation de la dose absorbée ou état de vie du détecteur, le nombre de pièges libres dans la couche de SiO₂ décroît, ce qui engendre une diminution de la sensibilité du détecteur qui est majorée par le phénomène direct d'annealing.

En conséquence, lorsque l'équilibre entre le taux de piégeage et de dépiégeage est atteint, la sensibilité du MOSFET devient nulle.

La figure 2.5 synthétise les mouvements de charges traversant le volume sensible du détecteur après irradiation du composant.

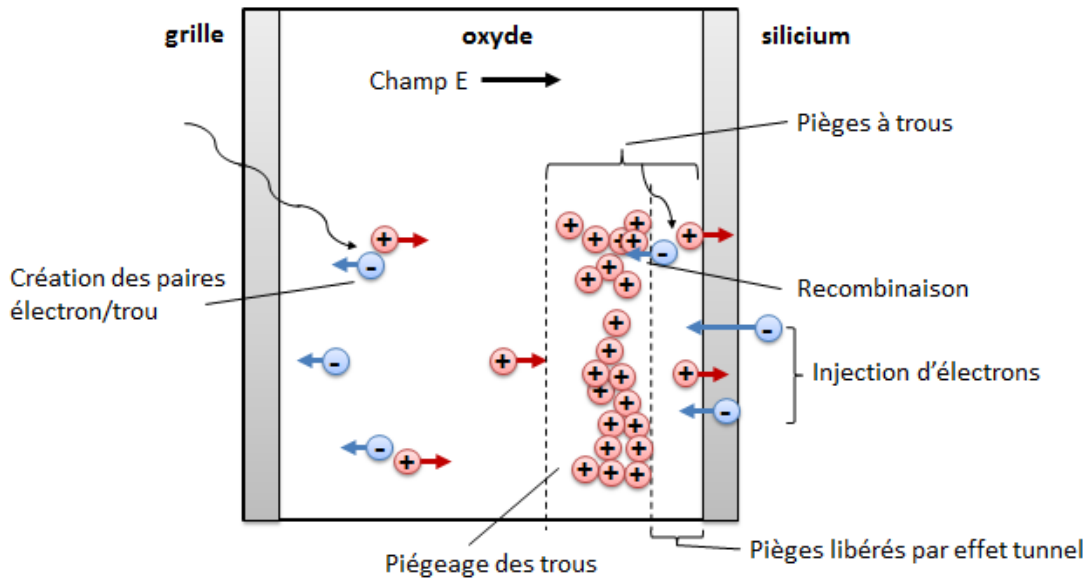


FIGURE 2.5 : Schéma synthétisant les mouvements de charges traversant le volume sensible du détecteur après irradiation du composant.

1.3.7 DOSIMETRES PMOS VS NMOS

A l'échelle du volume sensible, i.e. uniquement la couche de SiO_2 , l'irradiation modifie donc la concentration de charges dans l'oxyde. Comme la mobilité des trous est plus faible, la charge résiduelle piégée dans l'oxyde à la fin de l'irradiation est fortement positive quel que soit le type de canal considéré. En réaction, et en considérant à présent l'ensemble de la structure du MOSFET, il se forme une charge image négative dans le substrat. Lorsque le dosimètre utilisé est un nMOS normalement bloquant, la charge image négative joue un rôle contributif dans la formation du canal n. A l'inverse, dans le cas d'un dosimètre pMOS normalement bloquant, cette charge négative s'oppose à la formation du canal p.

Au niveau de l'interface Si/SiO_2 , des charges sont également piégées. Elles sont positives pour les pMOS et négatives pour les nMOS. Les charges piégées dans l'oxyde et à l'interface engendrent donc un décalage de la tension seuil dans la même direction dans le cas des pMOS, et de direction opposées entre elles dans le cas des nMOS. Les charges d'interface compensant les charges de l'oxyde pour les nMOS, leur charge image négative sera donc moins importante côté semi-conducteur.

Lors de la lecture du dosimètre, comme la tension de la grille est positive dans le cas des nMOS, les charges piégées dans l'oxyde diminuent la valeur de la tension à appliquer à la grille après irradiation pour obtenir la formation du canal n. Ainsi la valeur de V_{th} diminue. En parallèle, les charges de l'interface négatives, compensent cet effet. A l'inverse, pour un pMOS, les charges de l'oxyde et d'interface augmentent la valeur de la tension $|V_G|$ à

appliquer après irradiation pour obtenir la formation du canal p. En conséquence, pour une valeur identique d'énergie déposée, la dérive de la tension seuil est donc plus importante pour un pMOS que pour un nMOS. Pour les nMOS, il est de plus possible qu'une augmentation des pièges d'interface combinée aux effets compensatoires donne lieu au phénomène de rebond représenté en figure 2.6. Le phénomène de rebond induit une brusque augmentation de la tension seuil V_{th} après irradiation remettant fortement en cause la fiabilité de la mesure de dose. En raison de cette limitation, les pMOS sont préférés en tant que dosimètres, au détriment des nMOS.

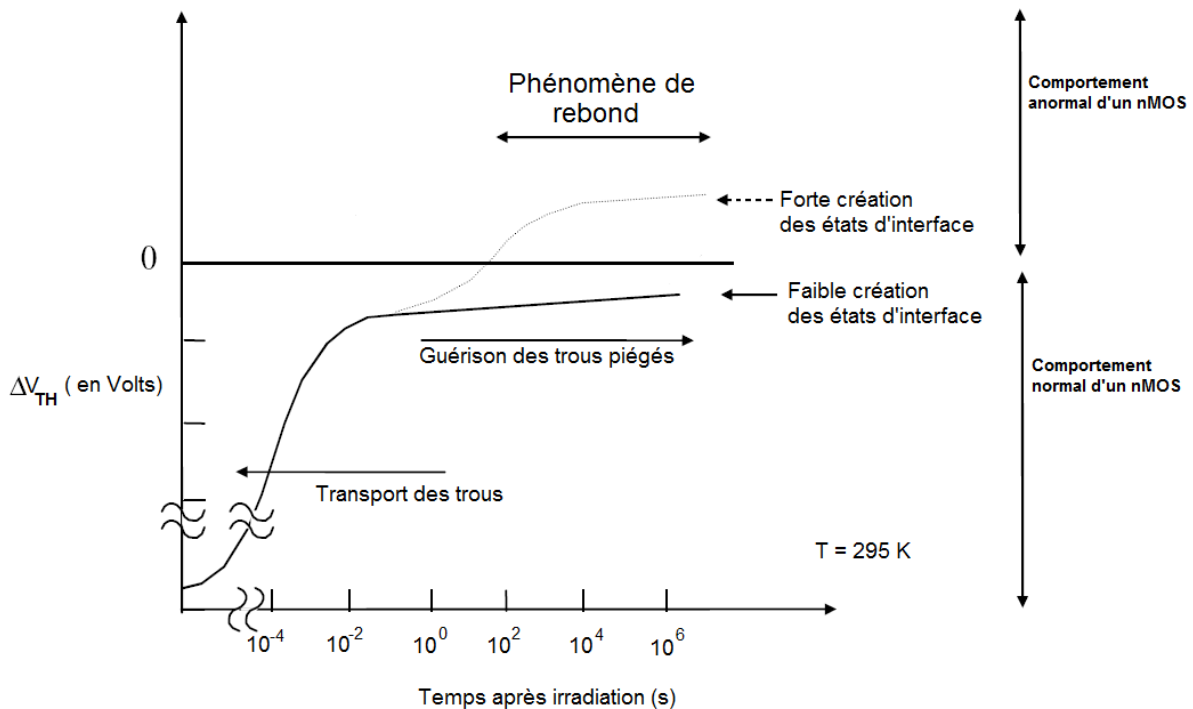


FIGURE 2.6. : Principe d'obtention du phénomène de rebond pour les nMOS, d'après Winokur et Boesch (Winokur et Boesch, 1981).

1.3.8 LECTURE DE DOSE

Dans le cas de l'utilisation de MOSFET en tant que dosimètre, la mesure de la dose de rayonnement s'obtient en étudiant les caractéristiques de sortie du détecteur exposé, comme le montre la figure 2.7. Cette méthode consiste à déterminer la dose induite par les radiations en mesurant le courant de drain I_{DS} , i.e. le courant circulant dans le canal en fonction de la tension existant entre la source et le drain V_{DS} ou en fonction de la tension de la grille V_G . Connaissant la valeur de tension seuil V_{th} caractéristique du détecteur, l'idée est de calculer la différence de tension de grille avant et après irradiation à appliquer pour replacer le détecteur en conditions de pré-irradiation : Les radiations engendrent une augmentation de charges dans

l'oxyde « faisant écran » au champ électrique régnant entre la grille et le substrat. En conséquence, un décalage de la tension de grille V_G nécessaire à l'obtention de la tension seuil V_{th} est nécessaire après irradiation pour obtenir la formation du courant caractéristique I_{DS} entre source et drain.

Dans les caractéristiques de sortie du détecteur, il est possible d'isoler trois zones induisant un comportement différent du détecteur :

1.3.8.1 ZONE DE REGIME LINEAIRE

Lorsque $V_G = 0$ V pour un pMOS, aucun courant ne circule entre la source et le drain, quelle que soit la valeur de la tension V_{DS} , le MOSFET est bloqué. Dans ce régime, dès que la tension de la grille $|V_G|$ augmente et pour $V_G < 0$ V, une charge positive apparaît sous la couche d'isolant coté semi-conducteur du substrat. Lorsque les charges négatives sont compensées, les porteurs minoritaires s'accumulent et le canal p se forme : il y a inversion du canal, i.e. un canal de trous est formé et un courant I_{DS} apparaît : la tension de la grille V_G a atteint la valeur tension seuil V_{th} pour une tension $|V_{DS}|$ non nulle et faible. Tant que la valeur de $|V_{DS}|$ est faible, elle ne perturbe pas la concentration de trous du canal, qui se comporte comme une « résistance commandée » par la tension de la grille. En augmentant la tension de la grille $|V_G|$, la concentration de trous dans la zone du canal augmente et la résistance équivalente du canal diminue. L'augmentation de $|V_G|$ augmente donc la pente de la courbe en régime linéaire.

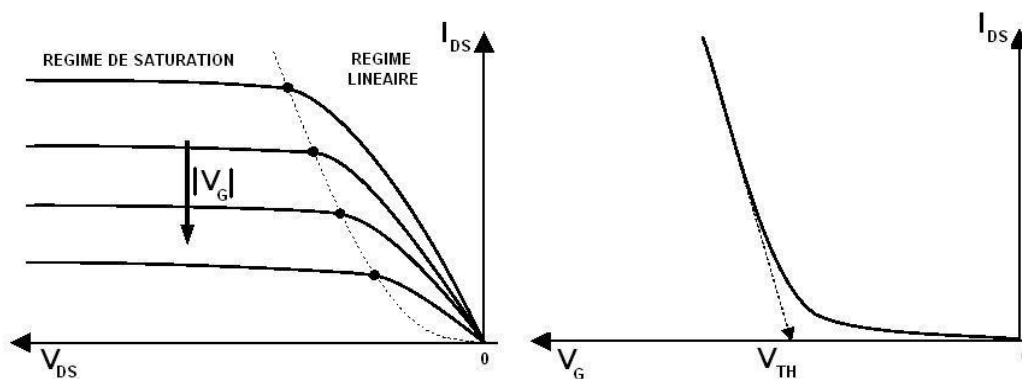


FIGURE 2.7 : Représentation du courant I_{DS} en fonction de V_{DS} pour un détecteur MOSFET à enrichissement à canal p. Ces courbes théoriques sont obtenues pour différentes tensions de grille V_G données.

1.3.8.2 ZONE DE REGIME QUASI-LINEAIRE

Lorsque la valeur de $|V_{DS}|$ augmente, et devient non négligeable, la différence de potentiel entre la grille et le substrat diminue (dans la zone de canal). Il s'en suit un appauvrissement de la concentration de trous dans le canal coté drain qui se traduit par une

diminution de la largeur du canal côté drain. Ainsi, quand V_{DS} augmente, la pente de la courbe I_{DS}/V_{DS} diminue, comme le montre la figure 2.7. Si la valeur de $|V_{DS}|$ continue d'augmenter, la valeur de la tension $|V_G|$ devient égale voire inférieure à la tension seuil V_{th} et la largeur du canal diminue côté drain jusqu'à obtention du phénomène de pincement (« pinch-off »), où $|V_{DS}| = |V_G - V_{th}|$, matérialisé sur la courbe par un point de saturation.

1.3.8.3 ZONE DE REGIME DE SATURATION

Lorsque le point de saturation est atteint, toute la chute de potentiel est absorbée par la zone de déplétion entre le drain et l'extrémité du canal : sur la figure 2.8, la zone de déplétion coté drain s'est élargie. La conduction est réalisée grâce à un champ électrique d'orientation transverse. Lorsque la concentration de trous dans la zone reste importante, la longueur du canal n'est relativement pas affectée. La résistance entre la source et le point de pincement reste quasi-constante. Pour une valeur donnée de V_G , le potentiel du point de pincement est donc constant. Ainsi la différence de potentiel entre le point de pincement et la source est constante.

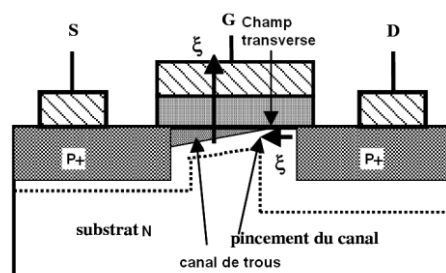


FIGURE 2.8 : Coupe schématique d'un pMOS (canal p) normalement bloquant lorsque le régime de saturation est atteint : le point de pincement se rapproche vers la source à mesure que la tension V_{DS} augmente puisque V_G diminue côté drain et qu'elle est inférieure à V_{th} .

D'après la loi d'Ohm, la différence de potentiel et la résistance étant constantes, le courant traversant I_{DS} devient constant pour une tension V_G . Ces phénomènes correspondent au régime de saturation, et à la section horizontale de la courbe I_{DS}/V_{DS} sur la figure 2.7. La modification de la tension de la grille V_G déplace la tension de saturation et modifie la pente de la courbe en régime linéaire ainsi que l'amplitude du courant de saturation. La valeur de la tension V_{th} nécessaire à la condition d'inversion dépend de :

- l'épaisseur, la capacité et la charge de l'oxyde,
- la densité du dopage,
- la température,
- la concentration des électrons et des trous,
- le potentiel électrique existant entre la grille et le substrat Si.

Pour les MOSFET de type p qui opèrent en conditions d'inversion, la valeur de la tension V_{th} est donnée par la relation :

$$V_{th} = V_{FB} - |2\Phi_F| - \frac{\sqrt{2\varepsilon_s q n_d (|2\Phi_F| - V_{SS})}}{C_{ox}} \quad (2.4)$$

Où Φ_F est le potentiel à la masse (V), ε_s est la permittivité dans le silicium ($F.cm^{-1}$), q est la charge de l'électron (C), n_d est la densité des donneurs (m^{-3}), V_{ss} est la tension entre la source et le substrat (V), C_{ox} est la capacité de l'oxyde par unité de surface ($F.m^{-2}$).

La tension de bande plate V_{FB} est la tension appliquée à la grille qui place le semiconducteur en condition d'énergie de bande plate. Elle est égale à la différence entre les fonctions de travail du métal Φ_M et du semiconducteur Φ_S exprimant la tension traversant l'oxyde due aux charges présentes à l'interface Si/SiO₂. La fonction de travail est la tension minimale permettant d'extraire un électron du niveau de Fermi hors de l'atome. La valeur de la tension V_{FB} est donnée par la relation :

$$V_{FB} = \Phi_M - \left(\chi + \frac{E_{gap}}{2q} - |\Phi_F| \right) - \frac{Q_i}{C_{ox}} - \frac{1}{\varepsilon_{ox}} \int_0^{t_{ox}} x \rho_{ox}(x) dx \quad (2.5)$$

Où χ est l'affinité électronique pour le semiconducteur (V), Q_i est la densité des charges d'interface par unité de surface ($C.m^{-2}$), ε_{ox} est la permittivité de l'oxyde ($F.cm^{-1}$), ρ_{ox} est la densité de charges de l'oxyde ($C.m^{-3}$) et t_{ox} l'épaisseur de la couche d'oxyde (m).

Boesch *et coll.* ont déterminé que pour une densité de trous créés dans l'oxyde par un faisceau monoénergétique, ρ_{ox} la variation de la tension de bande plate ΔV_{FB} induite est proportionnelle à la dose déposée, à l'épaisseur d'oxyde considérée et au champ électrique traversant l'oxyde (Boesch *et coll.*, 1986):

$$\Delta V_{FB} = \frac{-t_{ox} \rho_{ox}}{2\varepsilon_{ox}} \propto \frac{f(E) D t_{ox}^2}{W} \quad (2.6)$$

A partir de cette relation, il a été confirmé que l'énergie des rayonnements nécessaire à la séparation des paires électron-trou dans le SiO₂ est $18 eV \pm 3 eV$ (cf. tableau 2.1). Des travaux plus récents ont établi cette valeur à $17 eV \pm 1 eV$ (Benedetto et Boesch, 1986).

Lorsque les MOSFET sont utilisés en tant que dosimètres, la tension V_{th} est définie différemment, et n'est pas directement relative à la valeur de V_G qui permet l'établissement du courant, mais à la valeur de la tension permettant de maintenir le courant caractéristique

entre la source et le drain, comme le montre la figure 2.9 représentant la variation de V_{th} induite par l'irradiation.

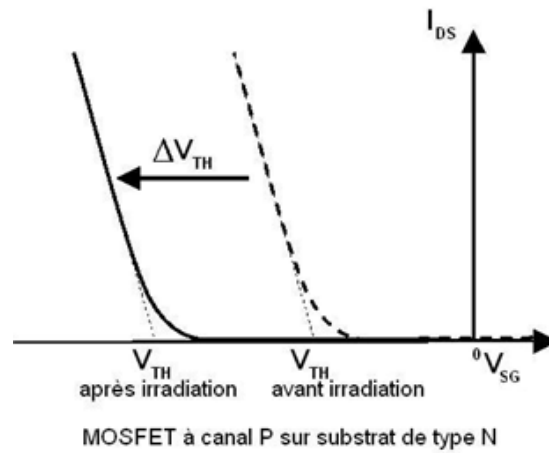


FIGURE 2.9 : Représentation du courant I_{DS} en fonction des valeurs de V_{th} obtenues avant et après irradiation, pour un détecteur MOSFET à enrichissement à canal p.

La courbe I_{DS}/V_{th} est décalée suite à l'irradiation. Cette translation est due aux charges, i.e. trous, piégées dans l'oxyde, alors que la distorsion est due aux charges d'interface. La mesure de V_{th} avant et après irradiation permet d'en déduire la variation de la tension seuil : ΔV_{th} est l'entité permettant l'utilisation des MOSFET en tant que dosimètres.

SYNTHESE

Ce chapitre a permis de présenter le principe de fonctionnement du détecteur MOSFET en l'absence et en présence de rayonnements. Les différents régimes de fonctionnement ont été détaillés en l'absence de rayonnement.

En tant que dosimètres, le principe de détection des MOSFET repose sur la quantification indirecte de la charge résiduelle piégée dans le volume sensible, obtenue d'après le modèle élémentaire de séparation paire électron-trou et suite à des mouvements de charges complexes au sein du détecteur.

Ainsi, la dégradation du volume sensible (SiO_2) est mesurée avant/après irradiation par la variation de la tension seuil ΔV_{th} et est proportionnelle à la dose délivrée.

Cependant, la densité de pièges du volume sensible, définie lors du processus de fabrication, des détecteurs, est fixe et confère au détecteur une durée de vie inextensible ce qui constitue l'inconvénient majeur de ce type de détecteurs et qui devra être pris en considération dans la suite de ce travail.



Chapitre 3 : Présentation et caractérisation des détecteurs MOSFET et microMOSFET

INTRODUCTION

Les MOSFET présentent de nombreux avantages pour les applications dosimétriques. Leur principale qualité réside dans la miniaturisation de leur volume sensible car l'oxyde de grille présente une épaisseur de moins d'un micromètre, ce qui n'est actuellement pas réalisable avec une autre technologie de détecteurs. Les MOSFET sont de plus en plus utilisés pour la dosimétrie dans des régions à fort déséquilibre électronique, telles que la surface du corps, les cavités anatomiques, les zones de mise à l'équilibre électronique de faisceaux de photons et dans les tailles de champ impliquant de forts gradients de dose, où l'effet de volume partiel peut gêner la précision de mesures de certaines chambres d'ionisation (cf. Chap. 1).

L'objectif de ce chapitre est :

- de présenter le système de dosimétrie par MOSFET et microMOSFET utilisé pour l'ensemble de ce travail.
- de caractériser la réponse des détecteurs en fonction du délai de lecture, de la dose accumulée, de l'uniformité des lots, de la linéarité, de la dépendance angulaire, de l'atténuation, et de la répétabilité/reproductibilité. Nous définirons ensuite l'incertitude totale des détecteurs.

Dans ce chapitre, l'ensemble des mesures expérimentales ont été réalisées en mode d'irradiation statique. Ceci constitue l'étape préliminaire à l'évaluation des détecteurs dans des conditions d'irradiation réalistes, détaillées au chapitre suivant.

1. PRESENTATION DU SYSTEME UTILISE

Cette section présente le principe d'utilisation du matériel ainsi que les caractéristiques géométriques des détecteurs MOSFET et microMOSFET.

1.1 SYSTÈME MOBILEMOSFET (TN-RD-70W, BEST MEDICAL CANADA, OTTAWA, CANADA)

Le système mobileMOSFET (TN-RD-70W, Best Medical Canada, Ottawa, Canada) est composé d'un boîtier de lecture sur lequel il est possible de brancher 1 à 5 détecteurs en ligne. Comme le montre la figure 3.1, le boîtier de lecture, alimenté par secteur ou batterie, est doté d'un émetteur Bluetooth™ lui permettant d'établir une communication avec une antenne réceptrice dans la salle de traitement, elle-même reliée par câble à un ordinateur de pilotage, situé dans la salle de contrôle. Les processus de polarisation et de lecture des détecteurs sont réalisés via un logiciel dédié.

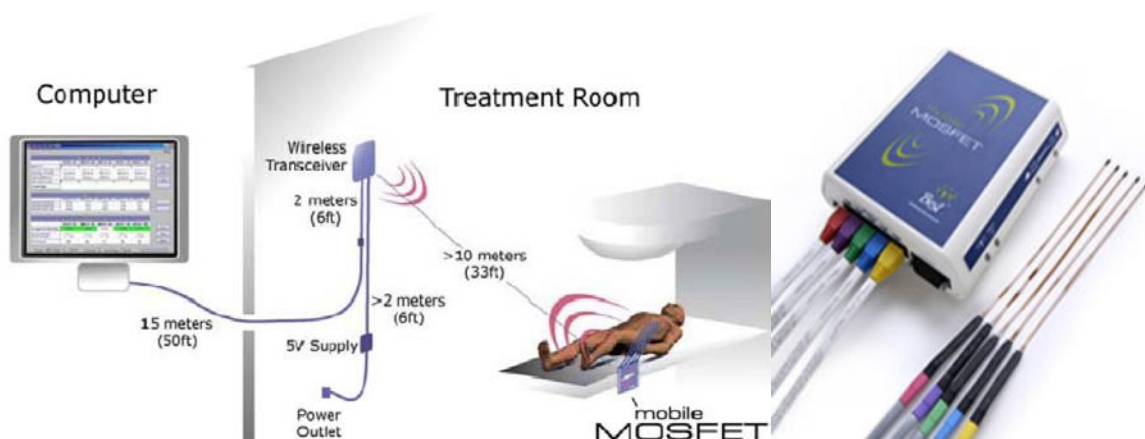


FIGURE 3.1 : A gauche, illustration des composants intervenant dans l'utilisation du système mobileMOSFET. A droite, boîtier de lecture relié à 5 détecteurs MOSFET, (BestMedical Canada Inc.)

1.2 DETECTEURS MOSFET ET MICROMOSFET

1.2.1 MOSFET (TN502RD, BEST MEDICAL CANADA, OTTAWA, CANADA)

Pour les MOSFET, la cellule est fixée sur une structure de kapton et recouverte d'une couche d'époxy d'environ 1 mm (figure 3.2).

Le MOSFET, encapsulé dans une bulle d'époxy noire, est relié à un câble flexible de 20 cm de longueur, de 0,3 mm d'épaisseur, prolongé d'un câble d'1,4 m connecté au boîtier de lecture. Les dimensions de la bulle d'époxy recouvrant le MOSFET sont telles que sa longueur, largeur et épaisseur sont respectivement égales à 8,0 mm, 2,5 mm et 1,3 mm.

L'épaisseur d'eau équivalente du détecteur MOSFET a été évaluée à 0,8 mm à 6 MV, lorsque la bulle d'époxy fait face au faisceau. Ce qui correspond respectivement au pourcentage de dose de 35,6 % sur un rendement en profondeur obtenu dans un champ de $100 \times 100 \text{ mm}^2$ à 6 MV (Ramani *et coll.*, 1997).

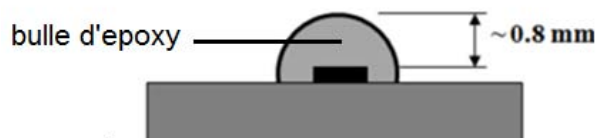


FIGURE 3.2 : Schéma d'un MOSFET encapsulé dans une bulle d'époxy. (D'après Rosenfeld *et coll.*, 2010)

1.2.2 MICROMOSFET (TN502RDM-H, BEST MEDICAL CANADA, OTTAWA, CANADA)

Les microMOSFET sont encapsulés dans une bulle d'époxy noire reliée à un câble flexible de 37,5 cm de longueur, de 0,3 mm d'épaisseur, prolongé d'un câble d'1,4 m connecté au boîtier de lecture. Les dimensions de la bulle d'époxy recouvrant le microMOSFET sont en longueur, largeur et épaisseur respectivement égales à 3,0 mm, 5,0 mm, et 1,0 mm. L'épaisseur d'eau équivalente pour le microMOSFET TN-502 RDM est de 0,5 mm lorsque la bulle d'époxy est placée face au faisceau à 6 MV (Ramaseshan *et coll.*, 2004).



FIGURE 3.3 : Illustration d'un MOSFET TN502RD et microMOSFET TN502RDM-H sans leur capuchon.

1.2.3 MODE D'UTILISATION

Les détecteurs MOSFET utilisés dans cette étude sont à canal p et de type dual-MOSFET. Les volumes sensibles du MOSFET et microMOSFET sont identiques et valent $0,2 \times 0,2 \times 0,0005 \text{ mm}^3$. La figure 3.4 représente le cycle de mesure défini par une lecture de la

valeur de la tension seuil V_{th} avant (initialisation) et après irradiation afin de relier la variation de la tension seuil ΔV_{th} à la dose déposée.

Comme pour d'autres détecteurs semi-conducteurs, la réponse des détecteurs MOSFET dépend de la technologie de fabrication. Les constructeurs placent généralement la cellule du MOSFET sur un film de kapton ou un mince support de carte d'un circuit imprimé sur lequel est connecté le MOSFET.

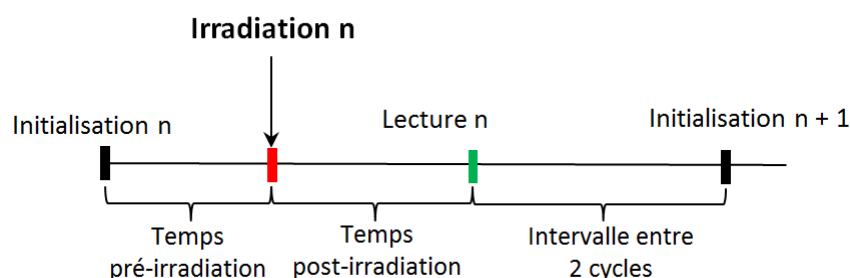


FIGURE 3.4 : Schéma représentant un cycle de mesure

La sensibilité des détecteurs peut être ajustée en faisant varier :

- la tension appliquée pendant et après irradiation,
- l'épaisseur de l'oxyde, définie lors du processus de fabrication,
- l'énergie des rayonnements,
- la dose accumulée,
- l'angle d'incidence du faisceau,
- et la température ambiante.

Plusieurs MOSFET ont spécifiquement été développés pour mesurer les faibles doses (haute sensibilité) ou les fortes doses (basse sensibilité) ou les deux gammes de doses (double sensibilité). Début 1995, Thomson & Nielsen ont introduit le système TN-RD-50 qui avec le mode de sensibilité de $1 \text{ mV} \cdot \text{cGy}^{-1}$ permet d'obtenir une reproductibilité d'environ 1,5 % (Thomson & Nielsen Electronics, 1995). Plus tard, le mode haute sensibilité, de l'ordre de $3 \text{ mV} \cdot \text{cGy}^{-1}$ a été disponible. Depuis, les MOSFET double sensibilité ont été développés : différentes sensibilités (1 V et 15 V) sont appliquées à deux détecteurs identiques sur une même puce durant l'irradiation afin de réduire les effets liés à la température.

Dans le cas où les variations de température sont corrigées durant la phase de mesure, et que d'autres perturbations comme le bruit électronique, sont maintenues à un niveau minimal, les MOSFET développés par Sarabayrouse et Polischuk, permettent d'obtenir une meilleure sensibilité ($\leq \text{mGy}$), du fait de l'augmentation de l'épaisseur de leur volume sensible

($\geq 1 \mu\text{m}$). Dans ce cas, la variation de tension seuil ΔV_{th} par unité de dose est supérieure, et limite la gamme de dose mesurable jusqu'à 10 Gy (Sarrabayrouse et Polischuk, 2001).

Le principal désavantage des MOSFET est lié à leur principe de détection. Comme décrit dans le chapitre précédent, la densité de charges piégées dans le volume fixe n'est pas extensible, ce qui confère au détecteur une durée de vie limitée. La fin de vie du détecteur, encore appelée saturation, est atteinte lorsque tous les pièges sont occupés, et qu'il n'est plus possible au sein du volume sensible, de stocker la charge induite par l'irradiation (Cf. Chap 2, §3.1.2). Dans ce dernier cas, la variation de la tension seuil mesurée ΔV_{th} est quasi nulle. Pour les MOSFET et microMOSFET utilisés dans cette étude, cette gamme utile de détection s'étend jusqu'à 20 000 mV. Ainsi, en mode standard et haute sensibilité, l'équivalent de dose est respectivement de 200 Gy et 66 Gy. Afin de considérer une durée de vie assez importante, les MOSFET et microMOSFET utilisés dans cette étude, sont utilisés en mode de sensibilité standard. Pour les MOSFET de type TN-502, une tension constante est appliquée durant l'irradiation. Après irradiation, la variation de la tension seuil ΔV_{th} permettant d'atteindre la valeur caractéristique du courant constant I_{DS} entre le drain et la source de 10 μA relie la réponse du détecteur à la dose absorbée.

2. CARACTERISATION DES CAPUCHONS DES DETECTEURS

Pour la dosimétrie *in vivo*, il est d'usage de recouvrir les détecteurs placés à la surface d'un capuchon hémisphérique de mise à l'équilibre électronique. Ce capuchon permet de compenser les pertes d'énergie dues aux électrons qui quittent le volume d'intérêt par l'énergie entrant associée aux particules arrivant de toute part. Ainsi, les dimensions optimales du capuchon sont choisies afin d'ajuster l'épaisseur équivalente du rayon du capuchon sur la profondeur de mise à l'équilibre électronique d'un faisceau d'énergie donnée. Ceci permet de maximiser la stabilité et la reproductibilité de la mesure de dose, et d'obtenir directement la dose à la profondeur du maximum de dose (d_{max}).

Dans notre cas, la mesure du détecteur se rapporte à la dose délivrée à la profondeur de l'isocentre et non à la d_{max} . De plus, il a été décrit que la taille minimale du champ d'irradiation, doit être plus grande que les dimensions du capuchon, afin de remplir les conditions optimales de mesure (Rice *et coll.*, 1987). Les propriétés géométriques et physiques du capuchon conditionnent donc la taille de champ minimale explorable par la mesure de MOSFET à la surface. Pour explorer en surface des tailles de champ jusqu'à $6 \times 6 \text{ mm}^2$ telles qu'utilisées en radiochirurgie stéréotaxique, le rayon du capuchon doit être

inférieur à d_{\max} . Ceci impose soit, d'utiliser des densités de matériaux très importantes et différentes d'un équivalent tissu (eau), ce qui n'est pas souhaitable (cf. Chap. 3, §2.1.1), soit de recourir à des matériaux proches d'un équivalent tissu mais de plus faible épaisseur, ce qui expose le détecteur à la mesure de dose dans des conditions partielles d'équilibre électronique à 6 MV. Il est à noter que la mesure de dose dans des conditions partielles d'équilibre électronique est également rencontrée lors de l'utilisation de l'EPID pour la dosimétrie de transit (Kilby *et coll.*, 2003). Ainsi, dans l'étude proposée par Mohammadi *et coll.*, une épaisseur de 5 mm de RW3 est utilisée pour assurer une mise à l'équilibre qui n'est que partielle pour un faisceau de 6 MV (Mohammadi *et coll.*, 2005).

La caractérisation des conditions d'équilibre électronique partiel induites par l'utilisation de capuchons utilisés avec les MOSFET et microMOSFET est donc présentée en considérant :

- le débordement géométrique du capuchon sur le champ d'irradiation à la surface,
- l'avancée du processus d'équilibre électronique,
- le pourcentage de dose déposée dans le volume du détecteur en fonction de la taille de champ explorée,
- l'atténuation de la dose en profondeur liée à la présence du détecteur et de son capuchon à la surface.

2.1 PRESENTATION DES CAPUCHONS DE MISE A L'EQUILIBRE ELECTRONIQUE PARTIEL

2.1.1 CAPUCHON MOSFET

Le capuchon utilisé pour l'ensemble des mesures réalisées avec MOSFET est de type RW3 (figure 3.5), sa densité est égale à $1,04 \text{ g.cm}^{-3}$ et son diamètre de 13 mm. Il comprend une loge adaptée aux dimensions du MOSFET permettant d'éviter les gaps d'air. Considérant les dimensions géométriques du capuchon, lorsque les MOSFET sont équipés de ce capuchon, l'épaisseur d'eau équivalente pour la mise en équilibre électronique au-dessus de la surface sensible du détecteur est estimée à 7,1 mm. Il existe également un capuchon en laiton de 13 mm de diamètre mais ce dernier n'a pas été retenu pour l'utilisation des MOSFET comme détecteur de surface (cf. Chap. 3, §2.3).

2.1.2 CAPUCHON MICROMOSFET

Le modèle de microMOSFET utilisé dans cette étude est initialement prévu pour l'usage en mesure intracavitaire sur fantôme ou en curiethérapie. Dans ce dernier cas, le

microMOSFET est acheminé grâce à un cathéter au plus proche de la zone anatomique à explorer. Dès lors, il n'existe pas de capuchon de mise à l'équilibre électronique constructeur prévu pour l'utilisation des microMOSFET à la surface. Pour l'utilisation de ces microMOSFET, nous avons donc développé un capuchon de bolus ($\rho=1,03 \text{ g.cm}^{-3}$) de 10 mm de diamètre, incluant une loge adaptée aux dimensions du microMOSFET (figure 3.5). A partir des dimensions géométriques du capuchon et détecteur, l'épaisseur équivalente eau au-dessus du dosimètre est estimée à 5,65 mm.



FIGURE 3.5 : De gauche à droite, illustration d'un MOSFET TN502RD, équipé du capuchon en laiton, du capuchon en RW3 et d'un microMOSFET TN502RDM-H, équipé du capuchon en bolus développé localement pour les mesures de surface.

2.2 EVALUATION DU DEBORDEMENT GEOMETRIQUE DU CAPUCHON A LA SURFACE

2.2.1 MATERIEL ET METHODES

Comme expliqué précédemment, la plus petite taille de champ correctement explorée à la surface doit idéalement être plus grande que les dimensions du capuchon du détecteur, lorsqu'il est placé à la peau. Dans le cas contraire, le débordement géométrique du capuchon sur le champ d'irradiation défini à la surface survient. Si les conditions de survenue de cet effet dépendent évidemment du diamètre du capuchon, l'effet du débordement géométrique est majoré pour des valeurs de DSP réduites, i.e. des profondeurs d'isocentre importantes. Dans cette partie, nous avons fixé la valeur minimale de la DSP à 87 cm sur un fantôme cubique XWU-IMRT, ce qui correspond à des profondeurs dans le volume crânien situées au-delà du plan médian. A la surface, et à DSP = 87 cm, le coté du champ équivalent des plus petites tailles de champ de 18×18 , 12×12 et $6 \times 6 \text{ mm}^2$ définies à 100 cm de la source vaut respectivement 15,66, 10,44 et 5,22 mm.

Le débordement géométrique (%) et (mm) lié au diamètre du capuchon de RW3 puis de bolus ($\varnothing 10$ mm) sur les tailles de champs de 18×18 à 6×6 mm² a été calculé pour les MOSFET et microMOSFET d'après la relation :

$$\text{Deb}_x(\text{mm}) = \frac{\varnothing_{\text{cap}} - x_{\text{DSP}=87}}{x_{\text{DSP}=87}} \text{ et } \text{Deb}_x(\%) = \frac{\varnothing_{\text{cap}} - x_{\text{DSP}=87}}{x_{\text{DSP}=87}} \times 100 \quad (3.1)$$

Où \varnothing_{cap} est le diamètre du capuchon maison et $x_{\text{DSP}=87}$ est la taille de champ x définie à la surface à la DSP de 87 cm.

2.2.2 RESULTATS

Le tableau 3.1 regroupe les valeurs de débordement géométrique obtenues à la surface du fantôme XWU-IMRT pour les plus petites tailles de champ explorées dans cette étude, i.e. de 18×18 à 6×6 mm² pour les capuchons « maison » et RW3 à la DSP de 87 cm. En utilisant le capuchon de RW3, le débordement géométrique survient pour les tailles de champ comprises entre 12×12 à 6×6 mm² et il est compris entre -2,66 et +7,78 mm pour les DSP comprises entre 87 et 98,5 cm. En utilisant le capuchon de bolus, le débordement géométrique à la surface est compris entre -5,66 et +4,78 mm. Ainsi, pour les DSP comprises entre 87 et 98,5 cm, le débordement géométrique du capuchon de bolus survient pour les tailles de champ inférieures à $11,50 \times 11,50$ mm² à l'isocentre.

	Côté de taille de champ définie [mm]								\varnothing [mm]
	6	8	9	10	11	11,5	12	18	
Taille de champ à la surface [mm]	5,22	6,96	7,83	8,70	9,57	10,01	10,44	15,66	---
Débordement géométrique [mm]	7,78	6,04	5,17	4,30	3,43	3,00	2,56	-2,66	13
Débordement géométrique [%]	129,67	75,50	57,44	43,00	31,18	26,04	21,33	-16,99	13
Débordement géométrique [mm]	4,78	3,04	2,17	1,30	0,43	0,00	-0,44	-5,66	10
Débordement géométrique [%]	79,67	38,00	24,11	13,00	3,91	-0,04	-3,67	-36,14	10

TABLEAU 3.1 : Débordement géométrique à la surface, à DSP = 87 cm pour les tailles de champ de 18×18 à 6×6 mm² définies à l'isocentre en fonction du diamètre des « capuchons maison » et RW3.

2.2.3 DISCUSSION

D'après l'hypothèse établie par Rice *et coll.*, (Rice *et coll.*, 1987), la taille de champ minimale explorable avec les MOSFET équipés de capuchon de RW3 est de 18×18 mm². Au-delà, le débordement géométrique est important et devient inacceptable pour les plus faibles tailles de champ (129 % à 6×6 mm²). En réduisant le diamètre du capuchon de bolus développé dans cette étude de 3 mm, il est possible de limiter le débordement géométrique de

79,67 à 0 % pour les tailles de champ de 11,5×11,5 à 6×6 mm², contre 129,67 % à 26,04 % en utilisant le capuchon en RW3 des MOSFET. Pour des raisons de techniques de découpe, il n'a pas été envisageable de réduire davantage les dimensions du capuchon de bolus : c'est pour cela que le capuchon « maison » en bolus a été choisi d'un diamètre de 10 mm comme étant un bon compromis.

2.3 INFLUENCE DU CAPUCHON SUR L'AVANCEE DU PROCESSUS D'EQUILIBRE ELECTRONIQUE

2.3.1 MATERIEL ET METHODES

Des rendements en profondeur du faisceau ont été obtenus dans les conditions de référence avec la chambre d'ionisation PTW 31014 PinPoint[®] en position verticale (volume = 0,015 cm³) pour les tailles de champ de 98×98 à 6×6 mm². Pour chaque taille de champ, l'aire sous la courbe des rendements en profondeur a été calculée de la surface jusqu'à la profondeur du maximum de dose par une méthode des trapèzes (Zachary, 1996) développée sous Matlab[®] (MathWorks Inc.). D'après le formalisme des nœuds uniformément distribués, des sous-intervalles ont été définis avec un pas de 0,5 mm. En utilisant la même méthode d'intégration numérique, l'aire sous la courbe de rendement en profondeur a été calculée de la surface jusqu'à :

- l'épaisseur d'eau équivalente inhérente au détecteur microMOSFET,
- l'épaisseur d'eau équivalente inhérente au détecteur MOSFET,
- l'épaisseur d'eau équivalente de 2,61 mm, correspondant au rayon du capuchon idéal remplissant pleinement les conditions géométriques de mesure à la surface pour 6×6 mm², i.e. sans débordement géométrique,
- l'épaisseur d'eau équivalente du rayon du capuchon « maison »,
- l'épaisseur d'eau équivalente du rayon du capuchon en RW3 des MOSFET.

Pour chaque taille de champ, l'avancée du processus de mise à l'équilibre électronique (A_{pee}) à la profondeur x , a été calculée (en %) d'après la relation :

$$(A_{pee})_{z,x} = \frac{(Aire_{zmax})_x - (Aire_z)_x}{(Aire_{zmax})_x} \times 100 \quad (3.2)$$

Où $(A_{pee})_{z,x}$ correspond à l'aire sous la courbe de rendement en profondeur obtenue de la surface à la profondeur z pour la taille de champ étudiée x et $(A_{pee})_{zmax,x}$ est l'aire sous la

courbe de rendement en profondeur obtenue de la surface à la profondeur du maximum de dose pour la taille de champ étudiée x.

Pour chaque profondeur étudiée, le pourcentage de dose déposée sur l'axe du faisceau (en %) a été extrait et comparé sur l'ensemble des tailles de champ.

Les résultats ont été analysés en calculant, moyenne, écart-type, amplitude de distribution des mesures et le coefficient de variation ($CV = \text{écart-type/moyenne}$).

2.3.2 RESULTATS

Pour les tailles de champ de 98×98 à 6×6 mm², la profondeur du maximum de dose est comprise entre 15,1 et 12,1 mm sur les courbes de rendement en profondeur.

La figure 3.6.a) représente l'avancée du processus de mise à l'équilibre électronique A_{pee} calculé avec la méthode des trapèzes pour l'ensemble des tailles de champ explorées. La figure 3.6.b) représente la dose normalisée sur l'axe du faisceau obtenue pour les profondeurs d'eau équivalente étudiées sur les courbes de rendement en profondeur. Les résultats statistiques sont regroupés dans le tableau 3.2.

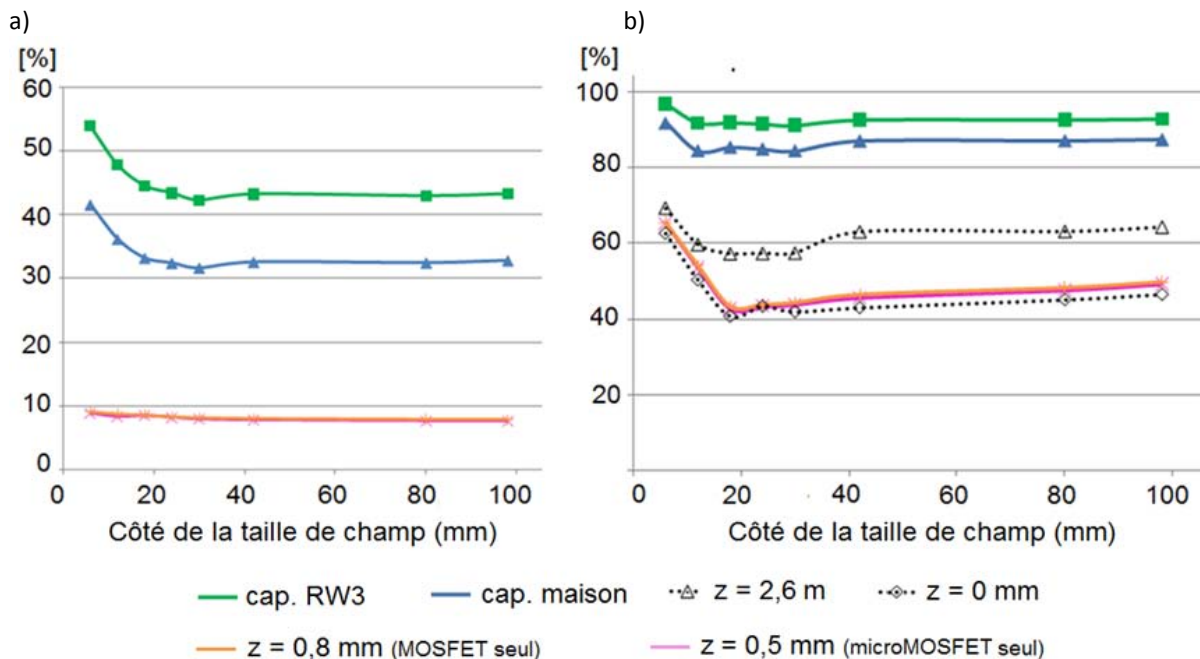


FIGURE 3.6 :
a) Avancée du processus de mise à l'équilibre électronique A_{pee} [%], calculée par la méthode des trapèzes en fonction de la taille de champ.
b) Dose normalisée sur l'axe du faisceau [%] obtenue pour les profondeurs d'eau équivalente étudiées sur les courbes de rendement en profondeur. Les résultats sont obtenus pour les MOSFET avec et sans capuchon RW3 et microMOSFET avec et sans « capuchon maison », à la surface du fantôme et à la profondeur de 2,6 mm.

	microMOSFET Cap. maison	MOSFET RW3	microMOSFET z=0,5 mm	MOSFET z=0,8 mm	z=0mm	z=2,6mm
Min [%]	84,36	91,24	42,68	43,14	40,59	57,33
Max [%]	91,79	96,92	65,17	65,40	62,63	69,31
Amplitude [%]	6,95	5,68	22,49	22,26	22,04	11,98
moyenne [%]	86,52	92,75	48,82	49,33	46,59	61,50
Ecart-type [%]	±2,47	±1,79	±7,51	±7,43	±7,15	±4,27
CV [%]	±2,85	±1,92	±15,39	±15,07	±15,34	±6,94

TABLEAU 3.2 : Résultats statistiques de la figure 3.6

2.3.3 DISCUSSION

Comme attendu, les résultats montrent que l'avancée du processus de mise en équilibre électronique est plus élevée en utilisant les MOSFET avec le capuchon en RW3 que les microMOSFET avec le capuchon « maison » (de 91,2 % à 96,7 % contre 85 % à 91,8 %) pour les tailles de champ comprises entre 98×98 et 6×6 mm². L'avancée du processus d'équilibre électronique augmente pour les tailles de champ inférieures à 30×30 mm², comme la profondeur du maximum de dose se rapproche de la surface quand la taille de champ diminue (Podgorsak, 2003). Pour les tailles inférieures à 30×30 mm², en conditions de non équilibre électronique latéral, le CV est respectivement équivalent (±5,4 % contre ±5,9 %). L'avancée du processus d'équilibre électronique obtenue pour l'épaisseur d'eau équivalente inhérente aux détecteurs est faiblement affectée par la variation de la taille de champ (Amplitude microMOSFET = 0,38 %, Amplitude MOSFET = 0,55 %). Cependant le CV est meilleur pour les microMOSFET (±3,9 % contre ±4,8 %), ce qui favorise les microMOSFET pour la mesure dans les petits champs, du fait de leurs faibles dimensions.

La variation de la dose déposée sur l'axe du faisceau obtenue pour les MOSFET et microMOSFET utilisés sans capuchon est faible pour les tailles de champ de 98×98 à 42×42 mm², ce qui est cohérent avec les résultats décrits dans des études précédentes (Scalchi *et coll.* 2005 ; Xsiang *et coll.*, 2007), où la plus petite taille de champ explorée était 50×50 mm².

Il est connu qu'une partie de la dose à la surface est due à la contribution des électrons de contamination, qui augmente linéairement avec la taille du champ (Khan, 2003; Mackie et Scrimger, 1982). Sur la courbe, ce phénomène correspond à la légère diminution de la dose de 98×98 à 42×42 mm² (de 3,6 % et 3,4 % pour les microMOSFET et les MOSFET). Cependant, de plus grandes variations sont observées pour les tailles de champ inférieures à 42×42 mm² (Amplitude = 22,49 % et 22,26 %, CV = ±15,39 % et ±15,07 % respectivement pour les microMOSFET et les MOSFET). En effet pour les tailles inférieures à 30×30 mm², la valeur

absolue de la dose sur les rendements en profondeur diminue dramatiquement, ce qui est dû au manque d'équilibre électronique latéral. En conséquence, la valeur de la dose en profondeur, normalisée au maximum de dose, augmente relativement plus vite lorsque la taille de champ diminue. Ce phénomène est d'autant plus marqué que la profondeur diminue. Ainsi, à la profondeur de 2,61 mm, correspondant à l'épaisseur d'eau équivalente remplissant pleinement les conditions géométriques de mesure à la surface pour $6 \times 6 \text{ mm}^2$, le dépôt de dose est sujet à de fortes variations (Amplitude = 11,98 % et CV = $\pm 6,94$ %), particulièrement pour les petits champs.

Ainsi, utiliser de plus grandes profondeurs, i.e. rayons de capuchon plus grands, permet de réduire l'influence des gradients de dose observés dans la gamme des tailles de champ explorées. De cette façon, de meilleurs résultats sont obtenus avec le capuchon en RW3 (Amplitude = 5,68 % et CV = $\pm 1,79$ %) sur l'ensemble des tailles de champ. Avec les microMOSFET, de bons résultats sont également obtenus (Amplitude = 6,95 % et CV = $\pm 2,85$ %). Cependant, en regard de l'avancée du processus d'équilibre électronique, de meilleurs résultats sont obtenus avec les microMOSFET. En effet sur la gamme de tailles de champ explorées, l'amplitude de l'avancée du processus d'équilibre électronique est plus faible (8,7 points contre 10,7 points pour les MOSFET).

Les microMOSFET utilisés avec le « capuchon maison » semblent donc être le meilleur compromis entre, avancée du processus d'équilibre électronique, gradients de dose et débordement géométrique du capuchon à la surface pour les tailles de champ comprises entre 98×98 et $6 \times 6 \text{ mm}^2$ et les DSP comprises entre 98,5 et 87 cm.

2.4 ATTENUATION

2.4.1. MATERIEL ET METHODES

L'atténuation des détecteurs a été mesurée en plaçant la chambre d'ionisation PinPoint (31014 PinPoint[®], volume : $0,015 \text{ cm}^3$, PTW Friburg) au centre du fantôme sphérique Lucy[®] 3D QA (Standard Imaging) et son axe parallèle à celui du faisceau à 0° (cf. Chap.3, §3.1). Les mesures répétées à 100 UM ont été réalisées pour les tailles de champ de 6×6 , 12×12 , 18×18 , 24×24 , 30×30 , 36×36 , 42×42 et $98 \times 98 \text{ mm}^2$, en considérant la réponse de la chambre d'ionisation seule, puis avec MOSFET et microMOSFET munis ou non de leur capuchon respectif, placés à la surface sur l'axe du faisceau.

L'atténuation A (en %), normée par rapport à la mesure de la chambre liée à la présence à la surface des détecteurs et/ou des détecteurs équipés de leur capuchon est définie par :

$$A = \frac{L_{c,x} - L_{c,\emptyset}}{L_{c,\emptyset}} \times 100 \quad (3.3)$$

Où $L_{c,x}$ est la lecture de la chambre obtenue pour la configuration x à la surface, et $L_{c,\emptyset}$ est la lecture de la chambre seule.

2.4.2. RESULTATS

L'atténuation (en %) sur l'axe, mesurée avec la chambre PinPoint à 7 cm de profondeur, en fonction du côté de la taille du champ exploré (mm) avec MOSFET et microMOSFET avec et sans leur capuchon respectif est représentée en figure 3.7.

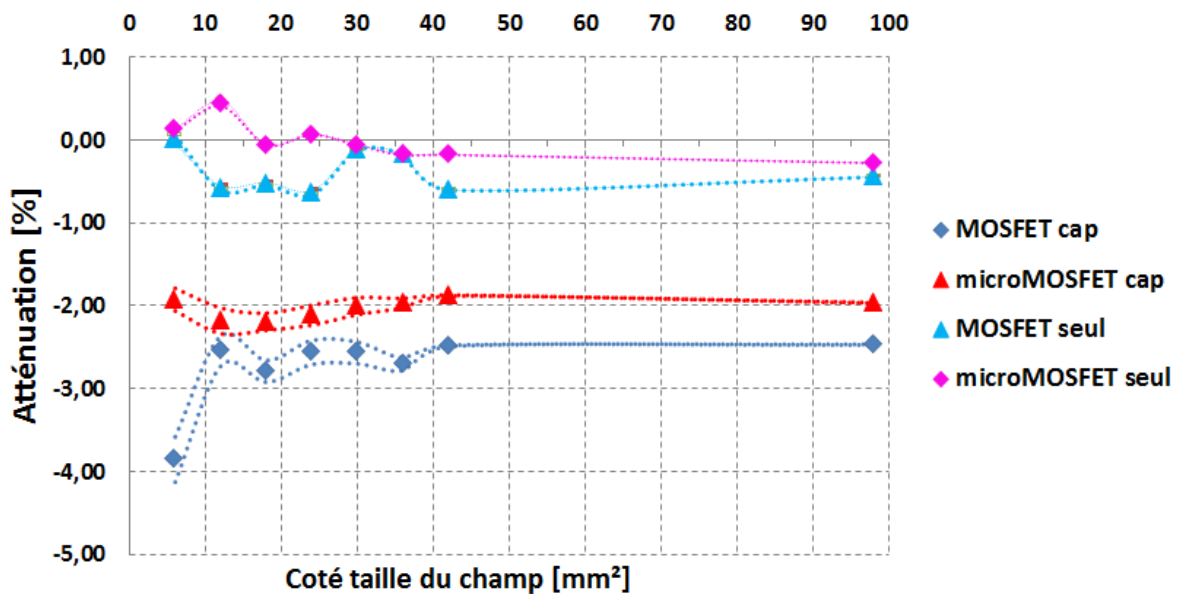


FIGURE 3.7: Atténuation (%) sur l'axe mesurée en fonction du côté de la taille du champ exploré (mm) avec MOSFET et microMOSFET avec et sans leur capuchons respectifs, normalisée par la mesure donnée par la chambre PinPoint. Les courbes en pointillé représentent l'enveloppe des incertitudes associées.

Lorsque les MOSFET et microMOSFET sont utilisés sans leur capuchon respectif, l'atténuation vaut respectivement en moyenne 0,40 % $\pm 0,014$ % et 0,20 % $\pm 0,01$ % sur la gamme des tailles de champ explorées. Avec capuchon, l'atténuation moyenne vaut 2,75 % $\pm 0,10$ % et 2,03 % $\pm 0,80$ %. L'atténuation maximale (3,86 %) est obtenue pour le MOSFET avec capuchon à 6x6 mm².

2.4.3 DISCUSSION

Si l'atténuation des capteurs seuls est négligeable, elle devient quantifiable avec capuchon. Ainsi, les résultats mettent en évidence que l'atténuation liée à l'utilisation des MOSFET avec capuchon est constante jusqu'à $12 \times 12 \text{ mm}^2$ (~2,50 %) et supérieure à l'atténuation des microMOSFET avec capuchon (~2,03 %) de 6×6 à $98 \times 98 \text{ mm}^2$. Pour des tailles de champ inférieures à $12 \times 12 \text{ mm}^2$, il est préférable d'utiliser des microMOSFET équipés de leur capuchon en bolus.

A titre de comparaison, la littérature rapporte qu'à 6 MV, l'atténuation mesurée à 1,5 cm avec un champ d'irradiation de $100 \times 100 \text{ mm}^2$, pour des détecteurs de type OSL et des diodes sans capuchon, vaut respectivement 0,3 % et 1,4 % (Jursinic et Yahnke, 2011). Sans l'usage de capuchon, l'atténuation inhérente aux diodes est donc supérieure à celle des MOSFET, tandis que l'atténuation inhérente des OSL est similaire. Avec un capuchon de densité « équivalent eau », l'atténuation pour les OSL est de l'ordre de 4,6 % et, pour les diodes l'atténuation est comprise entre 5,4 % et 12 %. (Jursinic et Yahnke, 2011). A la vue de ces résultats, l'atténuation obtenue avec MOSFET et microMOSFET équipés de leurs capuchons utilisés dans cette étude reste donc faible.

3. CARACTERISATION DES DETECTEURS POUR LA MESURE DE DOSE

Cette section présente les mesures expérimentales préliminaires à l'utilisation des MOSFET et microMOSFET pour la mesure de dose en conditions réalistes sur fantôme tête et qui seront présentées au chapitre suivant.

3.1 METHODOLOGIE COMMUNE ET PREPARATION DU MATERIEL

La caractérisation des détecteurs présentée dans cette partie a été menée sur le fantôme sphérique Lucy[®] 3D QA (Standard Imaging), de diamètre de 14 cm dont les caractéristiques sont disponibles sur ces références : (Ramani *et coll.*, 1995 ; AAPM, 2003). Le fantôme est fixé sur le support du cadre stéréotaxique utilisé lors des traitements. Le positionnement du détecteur sur la table de radiochirurgie a été réalisé dans les 3 axes de translation et les 3 axes de rotation grâce aux lasers de positionnement matérialisant l'isocentre de l'équipement et à des niveaux électroniques. Ce fantôme, permet l'introduction de la chambre d'ionisation PinPoint (31014 PinPoint[®], volume : $0,015 \text{ cm}^3$, PTW Friburg) en son centre, comme le montre la figure 3.8.



Figure 3.8 : Illustration du fantôme sphérique monté sur le cadre stéréotaxique (à gauche) et de la loge prévue pour la chambre PinPoint (à droite).

Une fois la chambre d'ionisation centrée et fixée, il est possible d'effectuer des rotations du support du fantôme sphérique, et de placer l'axe de la chambre d'ionisation dans tous les plans par rapport à l'axe du faisceau. Ce fantôme est également doté de cassettes à loges spéciales pour les MOSFET de type Thomson et Nielsen, permettant d'effectuer des mesures intra-cavitaires. L'utilisation de la chambre PinPoint a été réalisée, suivant les spécifications du constructeur (PTW, 2011), après chauffe de la chambre d'ionisation par des séries d'irradiation préalables de 500 UM, et correction des effets de température et pression. Afin de se placer dans les conditions proches des mesures cliniques, les MOSFET et microMOSFET sont placés dans le sens tête – pied, ce qui permet de mettre à distance du volume irradié les câbles les reliant au boîtier de lecture. Les séries de mesures ont été effectuées après préchauffage par mise sous tension du système mobileMOSFET durant un temps de 60 minutes.

L'ensemble des paramètres étudiés dans cette partie a été réalisé en vérifiant la réponse journalière de la sortie de l'accélérateur Novalis. Le débit de l'accélérateur utilisé pour l'étude des paramètres est de 320 UM/min. En considérant que l'accélérateur soit calibré selon le protocole AIEA TRS 398, afin de délivrer à la profondeur du maximum de dose 0,01 Gy/UM, la dose correspondante délivrée par minute est de 3,20 Gy, soit un débit de dose de 0,053 Gy.s⁻¹. Il est possible d'estimer la dose à la profondeur du maximum de dose par fluence de photons initiale pour un Novalis approximativement à $0,064 \times 10^{-10}$ Gy.cm². Pour une taille de champ de 98×98 mm², la fluence particulaire équivalente est donc de l'ordre de $7,95 \times 10^5$ particules.mm².s⁻¹.

3.2 TEMPS DE LECTURE

3.2.1 MATERIEL ET METHODES

La variation de la tension seuil V_{th} mesurée en fonction du temps post-irradiation précédant la lecture a été explorée pour des intervalles de 0, 2, 5, 7, 10-5-35, 40-10 -90, 120, 180, 300, 500 et 900 secondes. Les mesures ont été effectuées pour 100 UM et une taille de champ de $98 \times 98 \text{ mm}^2$ avec un MOSFET et un microMOSFET équipés de leur capuchon respectif. La variation de la réponse du détecteur $\Delta L_{MOS,t}$ en mV en fonction du temps post-irradiation est définie par la relation :

$$\Delta L_{MOS,t} = (L_{MOS})_{t_0} - (L_{MOS})_{tx} \quad (3.4)$$

Où $(L_{MOS})_{t_0}$ est la lecture du détecteur obtenue immédiatement après irradiation, et $(L_{MOS})_{tx}$ est la lecture obtenue au temps x.

$\Delta L_{MOS,t}$ représente la dérive survenant entre deux lectures effectuées après une unique irradiation. L'une est effectuée immédiatement après irradiation à t_0 et l'autre après un certain temps t après irradiation.

3.2.2 RESULTATS

La figure 3.9 représente la variation de la réponse des détecteurs, $\Delta L_{MOS,t}$ en fonction du délai post-irradiation pour les MOSFET et microMOSFET.

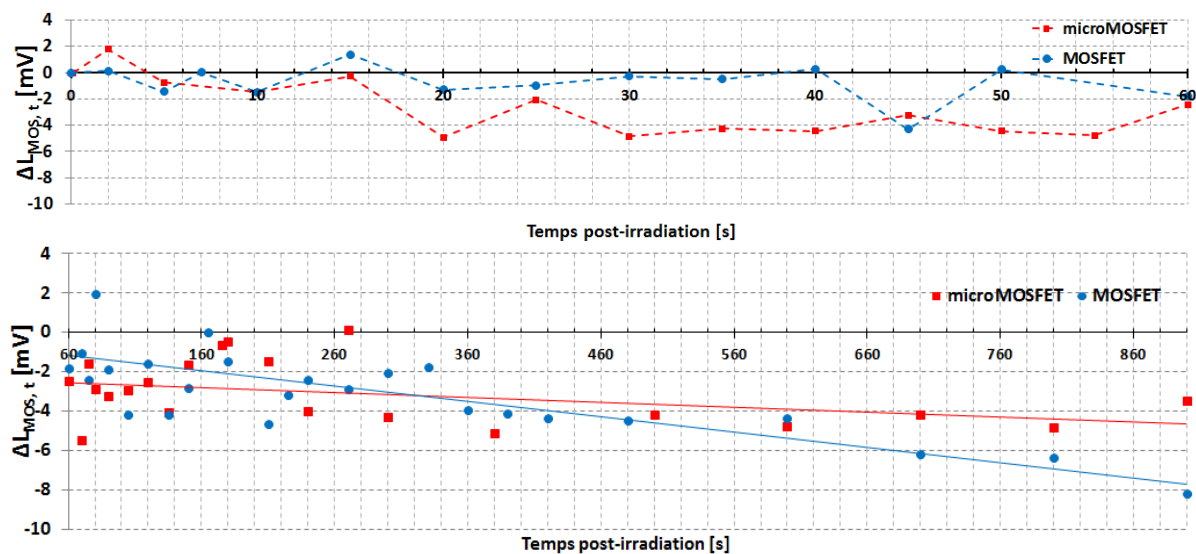


FIGURE 3.9: Variation de la tension seuil V_{th} mesurée, $\Delta L_{MOS,t}$ en fonction du temps post-irradiation pour les MOSFET et microMOSFET, de 0 à 900 secondes en haut. En bas, valeurs de $\Delta L_{MOS,t}$ obtenues sur l'intervalle de 0 à 60 secondes.

La variabilité totale de la réponse avec le temps post-irradiation est plus faible pour le MOSFET avec un coefficient de variation égal à $\pm 1,87\%$ contre $\pm 2,11\%$ pour le microMOSFET. Sur l'ensemble des temps post-irradiation explorés, l'amplitude de la dérive pour les MOSFET et microMOSFET est comprise respectivement entre $[-8,2\text{ mV}, +1,9\text{ mV}]$ et $[-5,51\text{ mV}, +1,8\text{ mV}]$.

Pour les MOSFET, et des temps post-irradiation de lecture compris entre 0 et 60 s, la valeur de $\Delta L_{\text{MOS,tx}}$ est relativement stable avec un écart-type de $\pm 1,15\%$. A l'inverse, pour les microMOSFET, dans les premières secondes une diminution rapide du signal entraîne une plus grande variabilité de la valeur de $\Delta L_{\text{MOS,tx}}$ sur l'intervalle équivalent, avec un écart-type de $\pm 2,15\%$.

Pour des temps post-irradiation de lecture plus longs, la dérive du signal s'amortit pour les MOSFET $[-8\text{ mV} ; -2\text{ mV}]$ et microMOSFET $[-5,51\text{ mV} ; -2\text{ mV}]$ approximativement à 6 et 5 minutes. Au-delà de ce délai, une décroissance continue du signal est observée jusqu'à 15 minutes ($-3,88\%$ et $-5,15\%$).

3.2.3 DISCUSSION

Plusieurs phénomènes surviennent dans le MOSFET pendant et après l'irradiation et contribuent à la variation de la mesure de ΔV_{th} au cours du temps. Ce phénomène, appelé dérive de la dose mesurée, est identifié dans la littérature comme effet « creep-up » ou « fading » (augmentation à court terme et décroissance à long terme du signal).

Une des explications les plus vraisemblables parmi celles avancées jusqu'à présent pour expliquer la variation de la tension seuil mesurée ΔV_{th} avec le temps est l'accumulation/libération de charges par les pièges dans l'oxyde, ainsi que la charge et décharge des états d'interface survenant à la frontière Si/SiO_2 . Comme présenté dans le chapitre précédent (cf. Chap. 2, §1.3.1), à la température ambiante de la salle de traitement, et sous l'effet d'une tension positive appliquée au détecteur, la charge piégée à l'interface continue à croître, tandis que la densité de charges positives piégées dans l'oxyde décroît de façon exponentielle avec le temps (Fleetwood, 1993). Selon Holmes-Siedle, les facteurs participant à la dérive du signal du détecteur sont (Holmes-Siedle, 1983):

- la densité intrinsèque des états d'interface définie lors du processus de fabrication du détecteur,

- les états d'interface engendrés par l'injection d'électrons au moment de la lecture du détecteur,
- le réarrangement des trous induit par l'application d'un champ électrique,
- la libération des charges par les pièges de l'oxyde.

D'un point de vue pratique, pour les mesures de dose par MOSFET, ces phénomènes de dérive conditionnent :

- le temps séparant l'initialisation du détecteur de l'irradiation : ce paramètre n'a pas été exploré. Il est fait l'hypothèse que la dérive induite par le mouvement des charges au sein du détecteur lors de la phase d'initialisation est minime par rapport à la phase post-irradiation, où l'irradiation et la lecture interviennent. L'initialisation du détecteur est dès lors réalisée juste avant la délivrance du faisceau pour la suite de tous ces travaux.
- l'intervalle entre deux cycles de mesures a été exploré dans la section suivante de ce travail (cf. Chap. 4, §2.3). Pour l'ensemble des mesures présentées dans cette partie, l'intervalle entre deux cycles de mesures a été fixé à 3 minutes.
- le temps séparant l'irradiation de la lecture du détecteur.

Un temps de lecture post-irradiation assez important et constant permet donc de minimiser l'influence des effets de dérive d'une mesure à l'autre. Cependant, il n'est pas évitable de rencontrer des retards dans le temps post-irradiation de lecture en situation clinique. Dans cette idée, le temps post-irradiation optimal de lecture doit permettre d'intégrer des retards non-systématiques de 1 à 5 secondes dans le processus de lecture du détecteur tout en minimisant les imprécisions liées à la dérive du signal, et notamment l'effet « creep-up », important dans les premières secondes consécutives à l'irradiation.

L'effet « creep-up » a été mis en évidence par les travaux de Ramani *et coll.* (Ramani *et coll.*, 1997). Dans cette étude, la différence en mV entre les signaux enregistrés pour une différence de temps ($t-t_0$) est maximale dans les 5 premières secondes et elle décroît ensuite de façon exponentielle pour atteindre la valeur nulle dans les 50-60 premières secondes après irradiation, comme le montre la figure 3.10. Ce phénomène a été décrit pour des détecteurs dont la dose accumulée excédait 20 Gy, et dont les conditions d'irradiation impliquaient des faibles débits de dose et de longues périodes de mesures. Dans notre cas, l'effet « creep-up » n'est pas observé avec les MOSFET. Par ailleurs, la valeur de la dérive obtenue à 30 secondes est inférieure à la sensibilité du détecteur fixée pour l'étude (1 mV.cGy^{-1}) et à la lecture

obtenue par Ramani *et coll.* (~1 mV) (Ramani *et coll.*, 1997). A l'inverse, la valeur de la dérive mesurée avec les MOSFET 60 secondes après la fin de l'irradiation s'élève à -2 mV et est plus importante que celle obtenue par Ramani *et coll.* (Ramani *et coll.*, 1997).

Concernant les microMOSFET, la décroissance du signal jusqu'à 55 s pourrait s'apparenter à ce phénomène de « creep-up » (figure 3.10), mais la distribution des valeurs de $\Delta L_{MOS,tx}$ ne suit pas l'allure exponentielle décrite dans les travaux de Ramani *et coll.* (Ramani *et coll.*, 1997).

Enfin, une lecture précoce des MOSFET à 10 s, en désaccord avec les résultats présentés par Ramani *et coll.* a été rapportée afin de s'affranchir des effets de dérive survenant à long terme (Kohno *et coll.*, 2008).

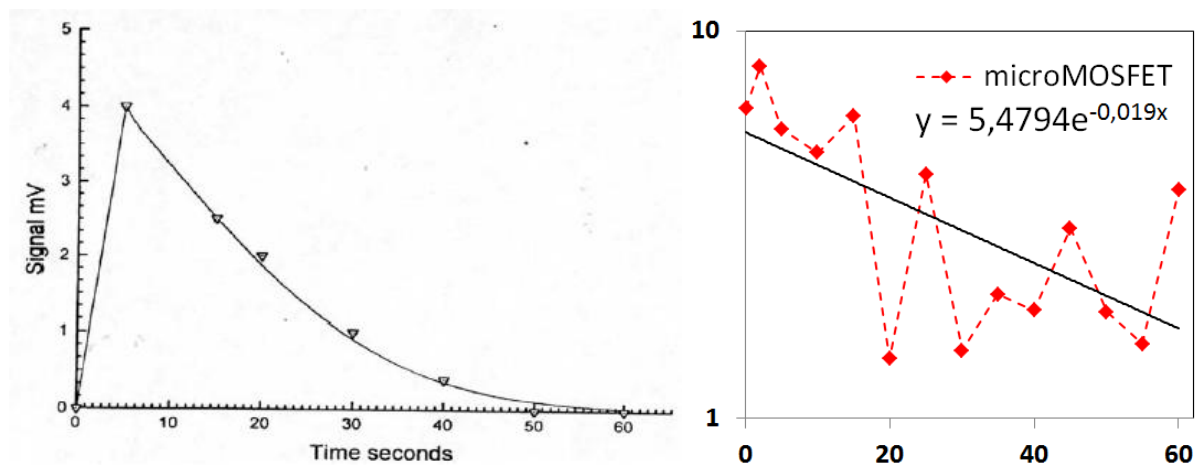


FIGURE 3.10: A gauche, effet « creep-up » décrit dans les travaux de Ramani *et coll.* (Ramani *et coll.*, 1997). A droite, variation de la tension seuil mesurée, $\Delta L_{MOS,tx}$ en fonction du temps post-irradiation (s) pour les microMOSFET, de 0 à 60 secondes et la courbe de régression exponentielle associée (échelle logarithmique).

Lorsque la lecture des détecteurs est tardive, c'est-à-dire que les temps de lecture post-irradiation sont compris entre 180 et 900 secondes, la réponse des MOSFET et microMOSFET est sous-estimée (-3,8% et -5,15 %). Dans notre cas, la lecture effectuée à $t = 15$ minutes avec les MOSFET vaut -6,9 %, ce qui est défavorable au stockage à long terme de la dose. Pour les microMOSFET, la dérive correspondante est à hauteur de -4,6 % par rapport à la mesure à $t = 0$ s, et reste à l'inverse comparable aux valeurs de dérives obtenues pour les temps post-irradiation précoces compris entre 20 et 60 secondes.

Il a été décrit qu'une décroissance du signal, appelée « fading effect » survient à long terme pour des temps de lecture de quelques minutes jusqu'à 20 minutes (Ramaseshan *et coll.*, 2004). Toutefois, cet effet n'est pas décrit de manière systématique dans les études utilisant les MOSFET (Chung *et coll.*, 2009) ou a été considéré comme négligeable (Kinikar *et coll.*, 2009). A l'inverse, Dong *et coll.* ont étudié l'influence de la dérive du signal pour des temps

de lectures réalisés jusqu'à 15 minutes et ont rapporté l'augmentation de la sensibilité avec le temps post-irradiation, à hauteur de 3 % de la valeur de ΔV_{th} obtenue juste après irradiation (Dong *et coll.*, 2002).

Si nos résultats ne sont pas identiques à ceux décrits par l'étude de référence de Ramani *et coll.*, il est cependant remarquable que des contradictions existent dans les différentes études concernant la dérive d'un même type de détecteur survenant à long terme. Ainsi au sein du détecteur, si les pièges sont très profonds et très stables, cette décroissance est en définitive très lente et ne sera observable que sur des temps longs ou si la température augmente. En effet, la durée de vie des porteurs (τ , en s) au niveau d'un centre piège dépend à la fois de la température de stockage (T , en kelvin) et de l'énergie d'activation (Φ , en eV) du piège considérée (David, 2008). Ce phénomène peut être approché par une relation d'Arrhenius :

$$\frac{1}{\tau} = s \times e^{\left(\frac{-\Phi}{kT}\right)} \quad (3.5)$$

Avec s le facteur de fréquence (Hz) et k la constante de Boltzmann.

L'effet de « creep-up » a été observé pour des MOSFET dont la tension seuil est mesurée par un système de mesure à courant constant. L'effet a été expliqué par Soubra *et coll.*, suggérant que la charge injectée par l'électronique de mesure, durant la mesure précédente, modifie le champ électrique transversant la couche de SiO_2 , ce qui engendre une variation temporaire de la tension seuil (Soubra *et coll.*, 1994).

Nous avons toutefois écarté l'idée d'effectuer la lecture des détecteurs dans les premières secondes consécutives à la fin de l'irradiation, qui nous paraît maximiser l'influence du temps post-irradiation sur la variabilité des réponses des détecteurs lors de la survenue de retards dans le temps de lecture.

En contrepartie, afin de permettre une lecture rapide des détecteurs, un temps post-irradiation de lecture de 30 secondes a été retenu pour l'usage des MOSFET et microMOSFET dans toute l'étude. L'incertitude associée pour un retard de ± 2 secondes sur la réponse des MOSFET et microMOSFET est respectivement égale à $\pm 1,09$ % et $\pm 1,05$ %.

3.3 INFLUENCE DE LA DOSE ACCUMULEE OU ETAT DE VIE DES DETECTEURS

3.3.1 MATERIEL ET METHODES

Dans ce travail, la réponse des détecteurs en fonction de la dose accumulée, i.e. du décalage de la tension seuil au cours de la vie du détecteur, a été explorée pour 100 UM à 98×98 mm² pour un MOSFET et un microMOSFET situé à la surface du fantôme sphérique et équipés de leur capuchon, avec un intervalle de temps entre deux mesures de 5 minutes.

La répartition de l'ensemble des mesures a été explorée en les regroupant par intervalles de 1 mV entre -6 mV et 6 mV par rapport à la moyenne obtenue pour les MOSFET et microMOSFET.

3.3.2 RESULTATS

Les figures 3.11 et 3.12 représentent la réponse des détecteurs, en fonction de la dose accumulée pour les MOSFET et microMOSFET. La variabilité de la réponse avec la dose accumulée est plus faible pour les microMOSFET avec un coefficient de variation égal à ±1,20 % contre ±2,31 % pour les MOSFET.

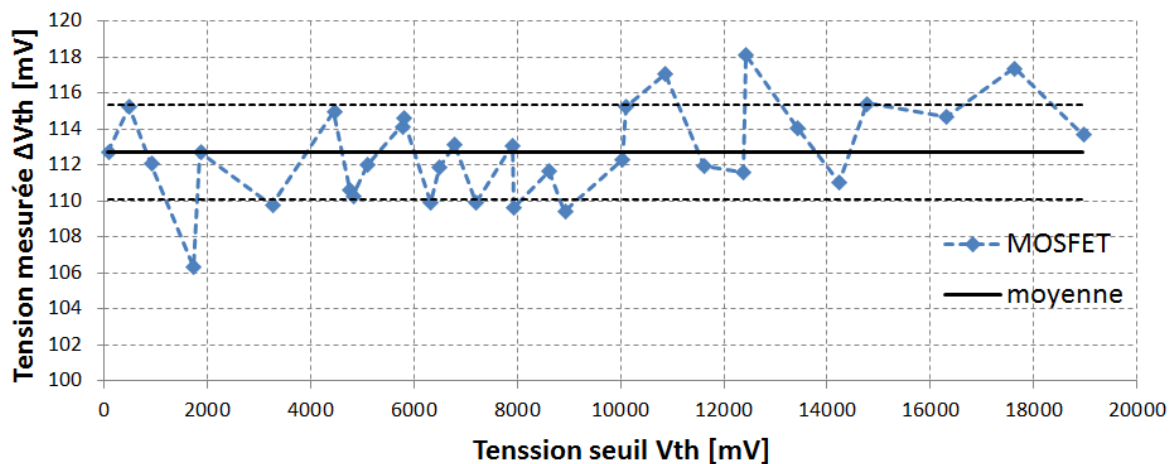


Figure 3.11 : Tension mesurée par MOSFET ΔV_{th} [mV] en fonction de la valeur de la tension seuil [mV].

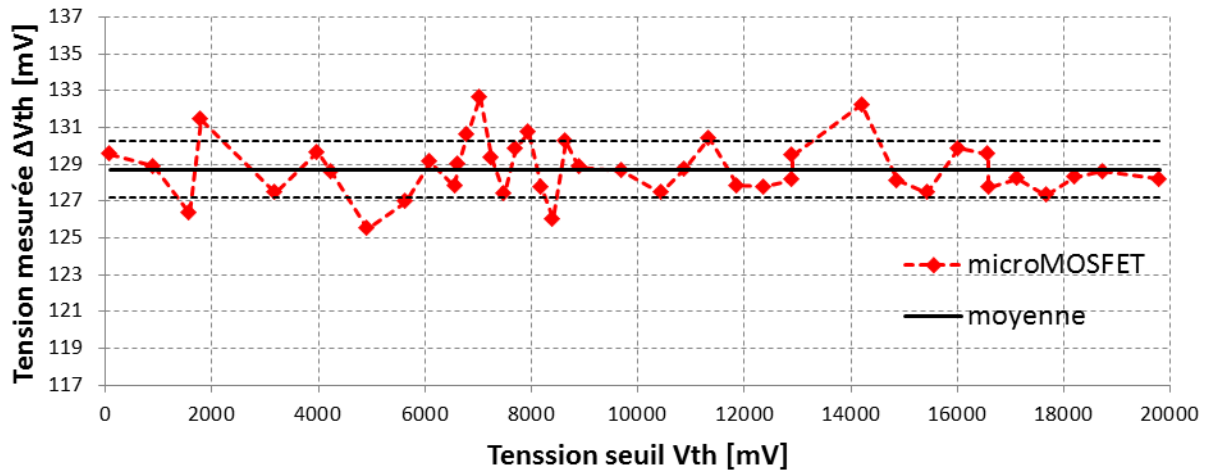


FIGURE 3.12 : Tension mesurée par microMOSFET ΔV_{th} [mV] en fonction de la valeur de la tension seuil [mV].

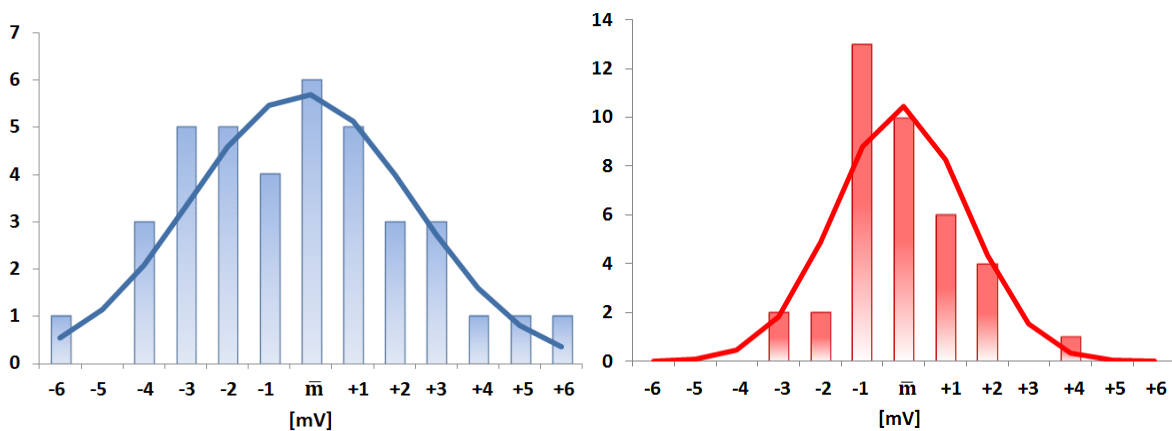


FIGURE 3.13 : Nombre de mesures comprises dans l'intervalle ± 1 -2-3-4-5-6 mV par rapport à la moyenne de l'ensemble des mesures pour ΔV_{th} et la courbe de Gauss associée obtenue, à gauche pour les MOSFET, à droite, pour les microMOSFET.

La figure 3.13 représente le nombre de mesures comprises dans l'intervalle ± 1 -2-3-4-5-6 mV par rapport à la moyenne de l'ensemble des mesures et la distribution de Gauss associée obtenue. La dispersion des mesures suit une loi gaussienne pour les MOSFET et microMOSFET, où l'écart-type est donc égal au coefficient de variation.

3.3.3 DISCUSSION

L'influence de l'état de vie des détecteurs MOSFET et microMOSFET sur la valeur de la tension mesurée ΔV_{th} a été étudiée. Nos résultats ne montrent aucune dépendance significative de réponse des détecteurs avec l'état d'irradiation antérieur du détecteur. Ces résultats restent identiques à ceux de la littérature pour la gamme d'énergie thérapeutique (Jornet *et coll.*, 2004) ; à titre d'exemple, Kron *et coll.* ont étudié la réponse de MOSFET Thomson & Nielson pour une tension de +7 V appliquée à la grille avec une énergie nominale de faisceau de 4 MV (Kron *et coll.*, 1998) : Une diminution de la réponse du détecteur avec la dose accumulée a été trouvée mais l'impact sur la variation de la réponse était cependant

inférieur à 1 %. Suite à la séparation des paires électron-trou dans le volume sensible, une tension positive attire les électrons à la grille pour les extraire tandis que les ions transitent lentement à l'interface S_i/S_iO_2 . La sensibilité décroît donc avec la dose accumulée, à cause de la diminution du nombre de pièges disponibles dans le volume sensible du détecteur, et de la réduction de la valeur du champ électrique traversant les zones de collection de charges. Elle augmente avec la valeur de la tension à la grille. Ainsi, une tension positive appliquée à la grille inhibe la recombinaison électron-trous afin d'augmenter la probabilité que les trous tombent dans les pièges. Cet effet devient non négligeable aux faibles énergies.

L'étude de la réponse du détecteur en condition de saturation n'a pas été explorée, dans la mesure où les capteurs ne seront en pratique utilisés qu'en considérant la gamme dynamique utile de mesure recommandée par le constructeur, c'est-à-dire jusqu'à 20 000 mV. Les MOSFET ont une durée de vie limitée à cause du phénomène de saturation (cf. Chap 2, §3.1.2). La saturation survient lorsque tous les sites des pièges ont été remplis et que la densité de charges à la grille est égale à la densité de charges piégées. Dès lors, il n'est plus possible d'établir une tension au travers de l'oxyde assurant le transport des trous. De plus, la recombinaison des trous avec les électrons secondaires et l'injection des électrons par effet tunnel vers le substrat participent également au phénomène de saturation. Boesh *et coll.* ont montré que le phénomène dominant lorsque le champ électrique dans l'oxyde est faible ($< 2 \text{ V.cm}^{-1}$) est la recombinaison, tandis que pour des valeurs de champ électriques plus élevées, le remplissage des pièges est à l'origine de la saturation (Boesch *et coll.*, 1986). Holmes-Siedle a conçu le modèle suivant, reliant le phénomène de saturation à la tension de l'oxyde, à l'épaisseur de l'oxyde et la probabilité de piégeage des trous (Holmes-Siedle, 1974) :

$$\Delta V_{th} = -\frac{qg}{\epsilon_{ox}\epsilon_0} x_G^2 f(E). A. D \quad (3.6)$$

Où g représente le taux de génération de trous ($= 7,9 \times 10^{12} \text{ cm}^3 \cdot \text{cGy}^{-1}$ dérivant de la densité de l'oxyde ($2,27 \text{ g.cm}^3$), x_G représente la zone de collection de charges, c'est-à-dire l'épaisseur de la zone occupée par les trous mesurée depuis la grille, $f(E)$ est la charge yield (C), ϵ_0 est la permittivité du vide (F.cm^{-1}) et A représente la probabilité de piège des trous (comprise entre 0 et 1).

Cette relation montre que ΔV_{th} varie de façon linéaire avec la dose pour de faibles accumulations de charges mais que la probabilité de piégeage des trous diminue avec la dose accumulée comme les sites des pièges sont remplis.

$$\Delta V_{th\ sat} = -\frac{q x_G N_T}{\epsilon_{ox} \epsilon_0} \quad (3.7)$$

Où N_T représente la densité de pièges disponibles.

Le champ électrique diminue également au travers de l'oxyde, et la saturation apparaît pour de grandes valeurs de dose accumulée. Lorsque cette expression est donnée en termes de réduction du champ électrique au travers de la zone de collection de charges, il vient :

$$\Delta V_{th\ sat} = -V_G \cdot \left(\frac{t_{ox}}{x_s} - 1 \right) \quad (3.8)$$

Où x_s représente la distance séparant le substrat S_i de la zone de collection de charge occupée par les trous. Dès lors, l'accumulation des états d'interface ne subit pas le phénomène de saturation engendré par l'accumulation de la dose.

Ainsi, ces expérimentations ont permis de mettre en évidence pour la suite des études, une incertitude de $\pm 1,20\%$ pour les microMOSFET et de $\pm 2,31\%$ pour les MOSFET.

3.4 UNIFORMITE

3.4.1 MATERIEL ET METHODES

Les MOSFET et microMOSFET sont commercialisés par lot de 5 détecteurs. L'uniformité de réponse inter-détecteurs des MOSFET et microMOSFET équipés de leur capuchon issus d'un même lot a été vérifiée pour 100 UM à partir de la moyenne de 3 mesures de 5 détecteurs positionnés à la surface en utilisant le dispositif expérimental décrit précédemment (cf. Chap. 3, §3.1). Les mesures ont été obtenues à partir de MOSFET à différents « âges de leur vie ». La durée de vie de 20 000 mV a été divisée par 11 afin d'obtenir 10 différents intervalles d'âge. Pour le $k^{\text{ème}}$ MOSFET issu du lot, les mesures ont été effectuées pour le $k^{\text{ème}}$ et $11-k^{\text{ème}}$ intervalle afin de couvrir de façon aléatoire la gamme utile de détection des MOSFET et microMOSFET. Les valeurs des intervalles sont reportées dans le tableau 3.3.

	détecteur 1	détecteur 2	détecteur 3	détecteur 4	détecteur 5
Intervalles d'âge	0-1820	3640-5460	5460-7280	7280-9100	9100-10920
[mV]	18200-20000	16380-18200	14560-16380	12740-14560	10920-12740

TABLEAU 3.3 : Intervalles d'âges explorés pour l'étude d'uniformité des lots commerciaux de MOSFET et microMOSFET.

3.4.2 RESULTATS

L'uniformité de réponse inter-détecteur d'un même lot de MOSFET et microMOSFET a été évaluée à $\pm 2,03$ et $\pm 2,15$ %. Ces résultats sont à mettre en lien avec ceux obtenus lors de l'étude de l'influence de l'état de vie des détecteurs, (cf. §3.3).

3.4.3 DISCUSSION

L'uniformité de réponse inter-détecteur d'un même lot de MOSFET et microMOSFET est du même ordre de grandeur que les résultats de répétabilité de mesure pour les MOSFET et microMOSFET explorée en section §3.7 de ce chapitre. Par ailleurs, comme élément de comparaison supplémentaire, l'uniformité du lot des MOSFET est assimilable à la variabilité de la réponse avec la dose accumulée ($\pm 2,31$ %). L'uniformité du lot microMOSFET a ici été trouvée plus importante que la variabilité d'un seul détecteur au cours de sa durée de vie, de $\pm 2,03$ % contre $\pm 1,20$ %. Cette différence peut s'expliquer par un nombre statistique plus important du nombre de mesures, réduisant la valeur de l'écart-type de la distribution des mesures obtenues lors de l'étude de l'influence de l'état de vie des détecteurs.

Cependant, ces résultats sont en accord avec l'étude de Hardcastle *et coll.*, qui a démontré que la variabilité de la réponse de détecteurs issus d'un même lot de MOSFET (T&N) est de l'ordre de 1 % (Hardcastle *et coll.*, 2010).

3.5 LINEARITE

3.5.1. MATERIEL ET METHODES

La linéarité de réponse du détecteur ΔV_{th} a été vérifiée à partir de la moyenne de 3 mesures en faisant varier le nombre d'UM de 1 et à 500 UM, pour une taille de champ de 98×98 mm² définie au centre du fantôme Lucy, c'est-à-dire à 7 cm de profondeur en technique isocentrique (DSA). La gamme d'UM étudiée a été choisie afin de placer les détecteurs dans les conditions rencontrées en clinique. Ainsi, pour un débit de dose donné, lors de la course du faisceau d'irradiation en mode dynamique, le détecteur peut être amené à être balayé sur une fenêtre temporelle très courte, qui implique un faible nombre d'UM. Les MOSFET et

microMOSFET équipés de leur capuchon respectif ont été placés sur l'axe du faisceau (bras à 0 °) à la surface du fantôme. La linéarité a été évaluée en calculant le coefficient de corrélation (R^2) entre la réponse du détecteur (corrigée par la mesure simultanée de la chambre d'ionisation) et le nombre d'UM. Le coefficient de variation des 3 mesures obtenues pour un nombre d'UM donné pour les MOSFET, microMOSFET et chambre d'ionisation PinPoint a été calculé ($CV = \text{écart-type}/\text{moyenne} \times 100$).

3.5.2. RESULTATS

Les coefficients de variation obtenus pour les 3 mesures effectuées à un nombre d'UM donné pour les MOSFET et les microMOSFET sont reportés dans le tableau 3.4. Le coefficient de corrélation reliant la variabilité de la réponse des MOSFET et des microMOSFET est de 0,984. De 1 à 10 UM la variabilité des mesures pour les MOSFET et microMOSFET est respectivement comprise entre 7,8 % et 54,7 % et entre 8,2 % et 41,3 %. En regard de la réponse en mV des détecteurs, la variabilité des mesures devient satisfaisante à partir d'une irradiation de 10 UM pour les MOSFET et microMOSFET ($\pm 0,2$ % à $\pm 2,0$ % et de $\pm 0,2$ % à $\pm 2,4$ %).

Nombre d'UM	1	2	5	7	10	15	20	50	100	200	300	500
MOSFET	54,7	7,8	15,5	8,7	1,3	2,0	1,1	1,4	0,8	0,9	0,4	0,2
microMOSFET	41,3	9,2	18,8	8,2	1,9	2,2	0,8	1,2	0,4	0,4	0,3	0,2
pinPoint	1,9	1,6	1,8	0,9	0,4	0,2	0,3	0,3	0,5	0,2	0,2	0,1

TABLEAU 3.4 : Coefficient de variation (CV) [%] des 3 mesures obtenues pour un nombre d'UM donné pour les MOSFET, microMOSFET et la chambre d'ionisation PinPoint.

Les résultats de la réponse du détecteur MOSFET en fonction du nombre d'UM sont présentés en figure 3.14. Pour les gammes d'UM comprises entre 1 et 500 UM et 1 et 15 UM, le coefficient de corrélation est égal à 1. La réponse du détecteur microMOSFET en fonction du nombre d'UM est représentée en figure 3.15. Pour les gammes d'UM comprises entre 1 et 500 UM et 1 et 15 UM, le coefficient de corrélation est respectivement égal à 1.

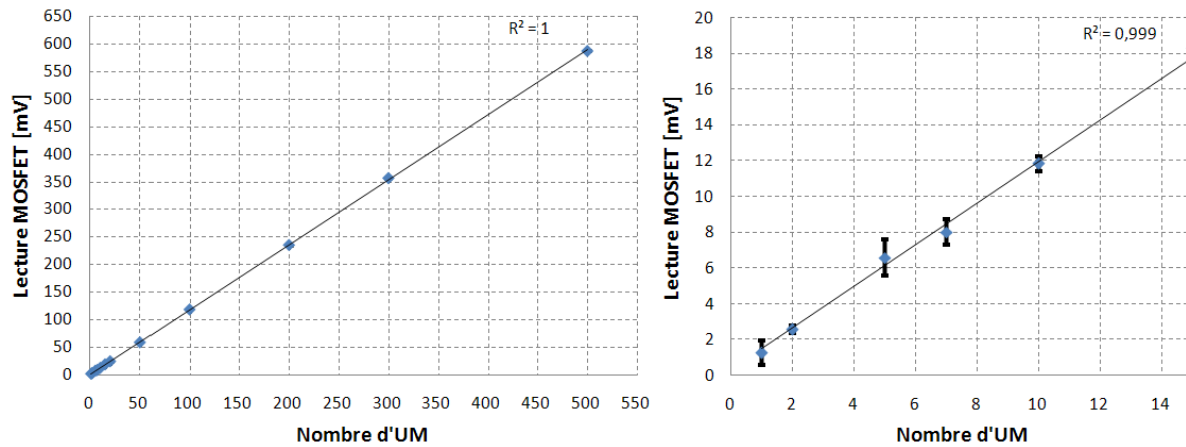


FIGURE 3.14 : Variation de la réponse du MOSFET (mV) sur l'axe en fonction du nombre d'unités moniteur avec le coefficient de corrélation associé.

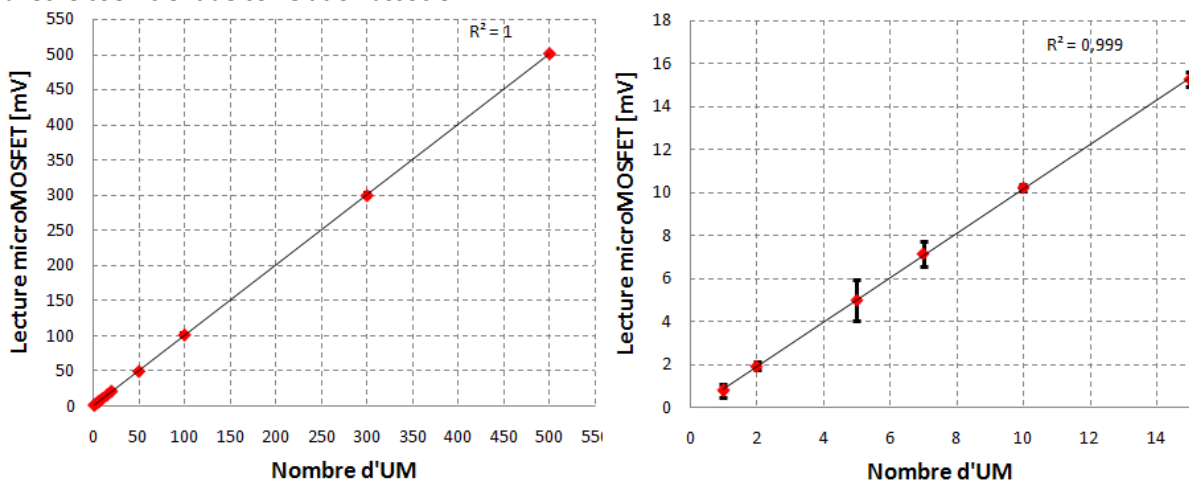


FIGURE 3.15 : Variation de la réponse du microMOSFET (mV) sur l'axe en fonction du nombre d'unités moniteur avec le coefficient de corrélation associé.

3.5.3 DISCUSSION

La variabilité de la réponse des détecteurs a été étudiée en fonction du nombre d'UM délivrés. Il a été rapporté que lorsque le nombre d'UM est inférieur à 10, les accélérateurs linéaires ne délivrent pas un débit de dose stable dès le début de l'irradiation (Chauvenet *et coll.*, 2009). L'influence de cet effet a été vérifiée en calculant la variabilité des mesures de la chambre d'ionisation PinPoint sur l'ensemble de la gamme d'UM explorée et estimée inférieure à $\pm 2\%$ jusqu'à 1 UM (tableau 3.1), paramètre minimal de l'accélérateur. Ce résultat est similaire aux variabilités mesurées par Mohr *et coll.* et Bhangle *et coll.* (Mohr *et coll.*, 2007 ; Bhangle *et coll.*, 2007).

Cependant, les résultats obtenus avec MOSFET et microMOSFET montrent que la variabilité des mesures n'est stabilisée qu'à partir de 10 UM ($\sim 2\%$), ce qui correspond à une dose de 8 cGy. A partir de 10 UM, nos résultats sont cohérents avec ceux de la littérature décrivant la réponse des détecteurs MOSFET Thomson & Nielsen exposés à de très faibles

doses, qui intègrent un large spectre énergétique, i.e. domaine du radiodiagnostic au domaine thérapeutique (Ramaseshan *et coll.*, 2002 ; Sharland *et coll.*, 1992).

Ainsi, la réponse des détecteurs est linéaire à $\pm 2 - 3 \%$ pour des énergies comprises entre 60 keV et 20 MeV. Chuang *et coll.* ont également trouvé une bonne linéarité à 6 MV de 5 cGy à 420 cGy avec un coefficient de linéarité de 0,998 (Chuang *et coll.*, 2002). Néanmoins de plus grands écarts ont été rapportés lorsque la dose est inférieure à 30 cGy (de l'ordre de 20 % à 5 cGy et 6 % à 25 cGy) tandis que l'écart-type était de 2 - 3 % pour les doses supérieures à 30 cGy. En mode actif, il est également rapporté que la charge piégée résiduelle est linéairement proportionnelle au dépôt de dose, et indépendante à l'énergie du faisceau, excepté pour les énergies nominales de faisceaux inférieures à 100 kV, où l'effet photoélectrique prédomine (Kron *et coll.*, 1988; Edwards *et coll.*, 1997; Trujillo *et coll.*, 1998).

Les résultats obtenus à la suite de l'irradiation des détecteurs à un nombre d'UM croissant mettent en évidence une bonne linéarité de la réponse des MOSFET et microMOSFET aux variations d'UM, i.e. à la dose. De bons résultats sont également obtenus pour les deux types de détecteurs lorsque le nombre d'UM engagé est très faible, ($R^2 = 1$ pour des nombre d'UM de 1 à 15).

Une des qualités essentielles que doit présenter un dosimètre est la linéarité de sa réponse. Ainsi lorsque la dose augmente, la réponse du détecteur doit augmenter de façon proportionnelle. En présence de rayonnements issus d'un ^{60}Co , la valeur de la tension V_{th} du MOSFET, lorsqu'il est soumis à une tension constante, croît de manière linéaire permettant de déterminer la dose avec une incertitude de 10 à 100 Gy (Holmes-Siedle, 1974). Au sein du détecteur, ceci correspond à l'accumulation des charges d'espaces proportionnelle au nombre de paires électrons-trous créés, i.e. à la dose. Cependant, la relation de proportionnalité est ensuite perdue car l'accumulation de charges engendre un champ électrique qui diminue la valeur de la tension appliquée au détecteur. Boesh *et coll.* ont trouvé des résultats similaires et ils expliquent cette relation de non linéarité par (Boesch *et coll.*, 1986):

- la recombinaison des charges dans les régions où le champ électrique est faible dans l'oxyde,
- l'injection d'électrons aux champs à haute interface,
- l'accélération du transport des trous,
- l'effondrement du champ électrique lié au transport des électrons,
- la rupture diélectrique.

Le phénomène de saturation des trous créés survient lorsque la valeur du champ électrique est inférieure à 10^6 V.m^{-1} . Il est toutefois possible d'augmenter la gamme de linéarité des détecteurs par l'application d'un biais positif durant l'irradiation.

Pour la suite notre travail, la réponse des détecteurs sera considérée comme linéaire.

3.6 DEPENDANCE ANGULAIRE

3.6.1. MATERIEL ET METHODES

La dépendance angulaire des détecteurs a été estimée en effectuant des mesures répétées de 100 UM à différentes angulations de faisceau pour une taille de champ de $98 \times 98 \text{ mm}^2$ définie au centre du fantôme Lucy[®]. Les angulations étudiées variaient de 0° à 180° . En considérant la géométrie des détecteurs symétrique par rapport à l'axe du faisceau, les détecteurs ont été placés au centre du fantôme sphérique grâce à la cassette prévue à cet effet, et toujours placés sur l'axe du faisceau pour les angulations étudiées. Ainsi la bulle d'époxy est orientée face au faisceau pour les angulations de 0° à 90° , puis la bulle d'époxy se retrouve dos au faisceau pour les angulations de 90° à 180° , dans le sens de rotation horaire. Pour chaque détecteur, à l'issue de chaque série de mesures, une mesure a été réalisée à 0° afin de vérifier l'influence de la dose accumulée et une éventuelle saturation. La variation de la réponse du détecteur en fonction de l'angulation du faisceau $L_{\text{MOS},\theta}$ a été obtenue d'après la relation :

$$\Delta L_{\text{MOS},\theta} = \frac{L_{\text{MOS},\theta x} - L_{\text{MOS},\theta 0^\circ}}{L_{\text{MOS},\theta 0^\circ}} \times 100 \quad (3.9)$$

Où $L_{\text{MOS},\theta 0^\circ}$ est la lecture du détecteur obtenue à l'angulation du faisceau de 0° , et $L_{\text{MOS},\theta x}$ est la lecture obtenue à l'angulation x .

3.6.2 RESULTATS

La figure 3.16 représente les variations obtenues avec MOSFET et microMOSFET pour des angulation du bras de 0° à 180° (tous les 10°), normalisées par rapport à la mesure obtenue à l'angle de 0° . Sur l'ensemble des angulations étudiées, la variation moyenne des mesures effectuées avec les MOSFET et microMOSFET est respectivement de $\pm 3,31\%$ et $\pm 2,82\%$. Cependant, les variations sont moins dispersées pour les MOSFET, avec un écart-type de $\pm 3,54\%$ contre $\pm 3,9\%$ pour les microMOSFET. Pour les MOSFET et

microMOSFET et des angles d'incidence de faisceaux compris entre 0° et 90° , les variations sont comprises entre $[-5\% ; +5\%]$.

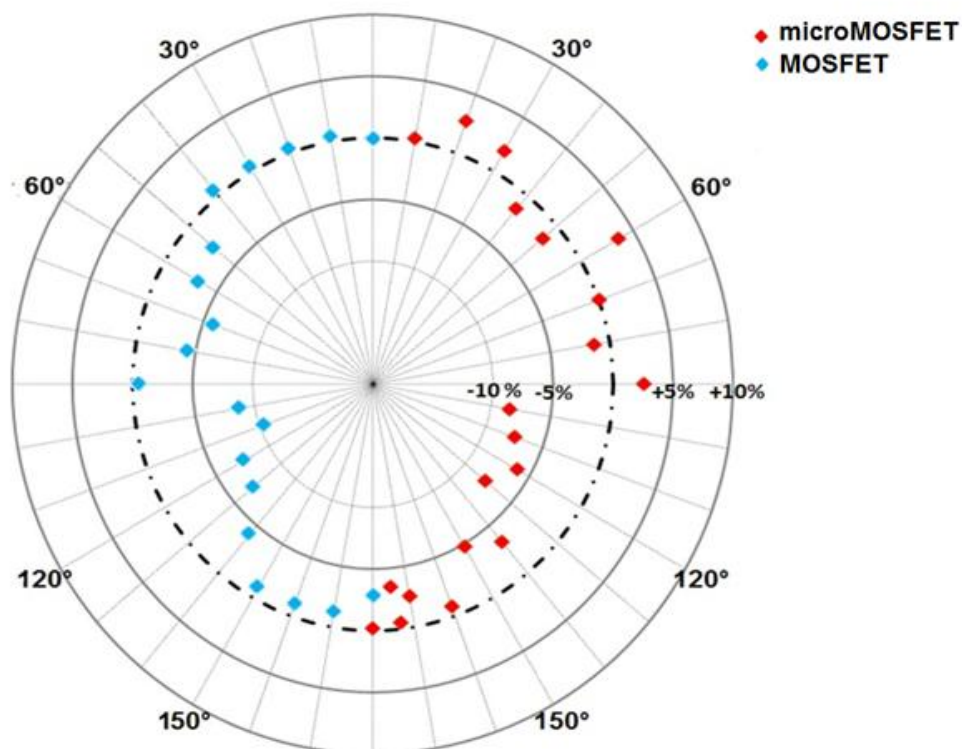


FIGURE 3.16 : Influence de l'angle d'irradiation sur la réponse du MOSFET (en bleu) et microMOSFET (en rouge) de 0 à 180° normalisé par rapport à la mesure obtenue à l'incidence du faisceau de 0° .

3.6.3 DISCUSSION

En conditions cliniques, la mesure de dosimétrie in vivo doit pouvoir être réalisée en plaçant le dosimètre sur l'axe du faisceau. Cependant il est possible que l'axe du faisceau et la surface sur laquelle repose le dosimètre ne soient pas orthogonaux et que le détecteur soit placé à l'entrée ou à la sortie du faisceau. C'est pourquoi la dépendance angulaire a été estimée pour des angulations de bras comprises entre 0° et 180° , en supposant la réponse des détecteurs symétrique pour les angulations de 180° à 360° . Les résultats présentés en figure 3.16 permettent d'estimer la dépendance angulaire moyenne des MOSFET et microMOSFET respectivement à $\pm 3,31\%$ et $\pm 2,82\%$ entre 0° et 180° . De plus, une meilleure réponse est obtenue pour les angulations comprises entre 0° et 90° ($1,62\%$ et $1,41\%$) et entre 180° et 150° ($0,78\%$ et $1,96\%$). Une meilleure sensibilité est obtenue lorsque la bulle d'époxy est donc face au faisceau.

La bulle d'époxy, recouvrant le volume sensible du détecteur, atténue les photons de basse énergie présents dans le spectre du faisceau incident. Comme la surface sensible du MOSFET est de faibles dimensions, des électrons secondaires créés dans le substrat sont

rétrodiffusés vers le volume sensible. Pour les angulations de faisceaux importantes par rapport à l'angle, l'axe orthogonal du volume sensible, le faisceau doit en premier traverser la couche de substrat avant d'atteindre le volume sensible comme le montre la figure 3.17. Le faisceau est donc atténué et rétrodiffusé. Ainsi, les courbes de coefficient d'absorption massique obtenues pour le silicium montrent que ce dernier absorbe une majorité des photons d'énergie de l'ordre du keV issus du faisceau. Ainsi, la réponse du détecteur dépend de la direction du faisceau incident mais également de la possibilité des photons d'atteindre le substrat Si après la traversée du fantôme Lucy[®], homogène. Les résultats montrent que l'atténuation du faisceau augmente pour des incidences de faisceau comprises entre 90 ° et 150 °. Ceci peut expliquer en partie que la dispersion des variations pour les MOSFET et microMOSFET soit symétrique, notamment entre 0 ° et 90 ° et entre 90 ° et 180 ° même si les microMOSFET présentent un volume sensible de plus faibles dimensions.

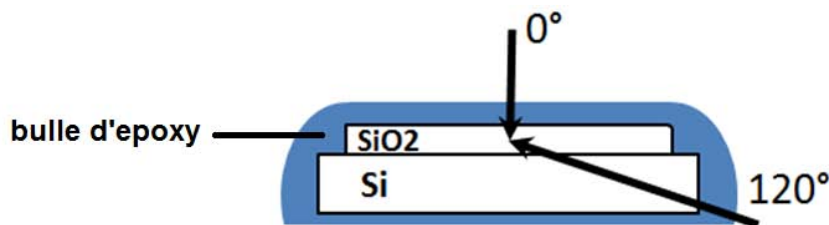


FIGURE 3.17 : Représentation schématique de l'influence de l'angle d'irradiation sur l'atténuation du faisceau.

L'anisotropie de réponse des MOSFET, comme pour beaucoup de détecteurs utilisés in vivo, est principalement explicable par l'atténuation du faisceau causée par la géométrie et les propriétés de ses composants (métalliques, substrat, grille et bulle d'époxy). Un grand nombre d'études publiées avant 1999, mettent en évidence une forte anisotropie de réponse lors de l'utilisation des détecteurs TN-502 RD. Ainsi, des variations dans la réponse avec l'angle d'incidence du faisceau atteignant 17 % sur 360 °, 28 % pour 0 - 180 ° et 7 % pour 0 ° - 90 ° ont été décrites, mais seulement 3 % de variation ont été trouvées pour les modèles isotropiques les plus récents (Bower et Hintenlang, 1998; Meiler et Podgorsak, 1997; Rikner et Grusel, 1987; Rosenfeld *et coll.*, 1995). Les résultats présentés ici sont en accord avec ceux décrits par Fransescon et Scalchi (Fransescon et Scalchi, 1998) Chuang *et coll.* (3,5 %) (Chuang *et coll.*, 2002), Morton *et coll.* (2 %) (Morton *et coll.*, 2007) Gopiraj *et coll.* (3 %) (Gopiraj *et coll.*, 2009), Kinhikar *et coll.* (1 %) (Kinhikar *et coll.*, 2009).

La dépendance angulaire des MOSFET et microMOSFET a donc été estimée à $\pm 3,31\%$ et $\pm 2,82\%$ entre 0 ° et 180 °, et intègre l'incertitude de mesure. Lorsque les détecteurs sont placés sur l'axe du faisceau pour la mesure en irradiation statique, l'angle

relatif entre le détecteur et l'axe du faisceau est toujours 0 °. Pour l'usage en conditions réelles, il est possible d'obtenir des angles relatifs plus larges, induits par des irrégularités de surface du fantôme ou du patient. Cependant, lorsque le détecteur fait face au faisceau, il est difficilement concevable d'obtenir des angles relatifs supérieurs à 90 °. Ainsi, pour l'usage des MOSFET et microMOSFET à l'entrée du faisceau, nous pouvons conclure que la réponse des détecteurs est indépendante de l'inclinaison du bras. Par analogie, lorsque les MOSFET et microMOSFET sont à l'inverse placés à la sortie du faisceau, et en intégrant des grandes variations associées à certaines angulations dans nos résultats, la dépendance angulaire des détecteurs est considérée négligeable pour des angles relatifs de faisceau compris entre 0 ° et 30 ° (entre 180 ° et 150 ° sur la figure 3.16, la variation est de 0,78 % et 1,96 %).

3.7 REPETABILITE/REPRODUCTIBILITE

3.7.1 MATERIEL ET METHODES

La répétabilité de la réponse des deux types de détecteurs MOSFET et microMOSFET équipés de leur capuchon respectif a été évaluée à la surface du fantôme Lucy. Pour chaque détecteur, dix mesures consécutives ont été réalisées à 100 UM, avec un champ d'irradiation de 98×98 mm², défini au centre du fantôme Lucy. La chambre d'ionisation PinPoint est placée en position verticale afin de corriger la lecture des détecteurs des variations éventuelles du faisceau. La répétabilité est obtenue par le coefficient de variabilité CV_{rep} donné par la relation :

$$CV_{rep} = \frac{100}{\bar{m}} \times \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \left(\bar{m} - \frac{L_{MOS}}{L_c} \right)_i^2}{n-1}} \quad (3.10)$$

$$\bar{m} = \frac{1}{n} \times \sum_{i=1}^n \left(\frac{L_{MOS}}{L_c} \right)_i \quad (3.11)$$

Où L_{MOS} est la réponse du détecteur MOSFET ou microMOSFET, L_c est la réponse de la chambre d'ionisation PinPoint, \bar{m} est la moyenne de réponse des détecteurs obtenue pour n=3 lectures.

La reproductibilité des mesures sur le fantôme sphérique a été évaluée pour les MOSFET et microMOSFET, à partir de 5 détecteurs issus d'un même lot, avec un champ

d’irradiation de 98×98 mm². Afin d’évaluer la reproductibilité globale du système, les séries de mesures ont été effectuées successivement en réalisant le positionnement du fantôme sphérique, le centrage du détecteur équipé de son capuchon sur l’axe du faisceau, l’irradiation et le retrait du détecteur et du fantôme. Comme la valeur de la tension seuil V_{th} varie avec la dose accumulée, c’est-à-dire avec « l’état de vie du détecteur », il n’est pas possible d’évaluer la reproductibilité de mesure de façon absolue. Afin de minimiser cette influence, les mesures ont été effectuées pour les MOSFET et microMOSFET à différents « intervalles de vie » comme le montre le tableau 3.5. La méthode de calcul est identique à la méthode employée pour la répétabilité.

	Détecteur 1	Détecteur 2	Détecteur 3	Détecteur 4	Détecteur 5
Etat de vie du	0-1820	3640-5460	5460-7280	7280-9100	9100-10920
détecteur [mV]	18200-20000	16380-18200	14560-16380	12740-14560	10920-12740

TABLEAU 3.5 : Intervalles de durée de vie des MOSFET et microMOSFET considérés pour l’étude de la reproductibilité.

3.7.2 RESULTATS

La répétabilité pour les MOSFET et microMOSFET est respectivement égale à $\pm 1,99\%$ et $\pm 2,08\%$. L’étude montre que la reproductibilité pour les MOSFET et microMOSFET est respectivement égale $\pm 3,43\%$ et $\pm 3,91\%$.

3.7.3 DISCUSSION

Les résultats de répétabilité/reproductibilité sont en accord avec les mesures effectuées par Bloemen Van Gurp *et coll.*, Jornet *et coll.* (Bloemen Van Gurp *et coll.*, 2007 ; Jornet *et coll.*, 2004) et similaires aux résultats obtenus par Soubra *et coll.*, Scalchi et Francescon, Chuang *et coll.* (Soubra *et coll.* 2004 ; Salchi *et Francescon* .1998 ; Chuang *et coll.*,2002). La différence de reproductibilité entre les MOSFET et microMOSFET peut être expliquée par un centrage plus délicat du capuchon dans le cas des microMOSFET, qui induit une plus grande variabilité d’une mesure à l’autre, avec une incertitude de placement (de l’ordre de $\pm 1,4$ mm contre $\pm 1,0$ mm pour le MOSFET) plus importante compte tenu de l’absence de réticule de centrage au niveau du capuchon de bolus pour les microMOSFET.

3.8 INCERTITUDE

3.8.1 MATERIEL ET METHODES

Il existe trois types de facteurs de correction à considérer lors de la lecture d'un dosimètre en situation clinique : les facteurs liés au faisceau, (tels que la DSP, la taille de champ ou les modificateurs du faisceau), les facteurs de correction intrinsèques au détecteur et les facteurs dépendant du milieu diffusant (centrage, contour géométrique ou épaisseur du milieu). L'objectif de cette partie étant d'estimer l'incertitude de mesure liée uniquement à la réponse des détecteurs MOSFET et microMOSFET sur le fantôme sphérique, l'incertitude intrinsèque des détecteurs σ_i a été évaluée comme suit :

$$\sigma_i = \sqrt{\sigma_{V_{th}}^2 + \sigma_{tps}^2 + \sigma_r^2} \quad (3.12)$$

Où $\sigma_{V_{th}}$ est l'incertitude liée à l'influence de la dose accumulée, σ_{tps} est l'incertitude liée au temps de lecture post-irradiation, σ_r est l'incertitude liée à la répétabilité de réponse.

L'incertitude totale de σ_T a été évaluée comme suit :

$$\sigma_T = \sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_{uni}^2 + \sigma_R^2} \quad (3.13)$$

Où σ_{uni} est l'incertitude liée à l'uniformité du lot de détecteurs, σ_R est l'incertitude liée à la reproductibilité des mesures sur fantôme.

3.8.2 RESULTATS

Le tableau 3.6 résume les résultats intermédiaires obtenus pour chaque paramètre considéré dans le calcul des incertitudes.

Paramètre	Symbole	Incertitude	
		MOSFET	microMOSFET
Influence de la dose accumulée	$\sigma_{V_{th}}$	2,31 %	1,20 %
Temps de lecture après irradiation ($\pm 2s$)	σ_{tps}	1,09 %	1,05 %
Répétabilité de la réponse	σ_r	1,99 %	2,08 %
Incertitude intrinsèque du détecteur	σ_i	3,24 %	2,67 %
Reproductibilité	σ_R	3,43 %	3,91 %
Uniformité	σ_{uni}	2,03 %	2,15 %
Incertitude totale combinée	σ_T	5,13 %	5,17 %

TABLEAU 3.6 : Résultats du calcul des incertitudes intrinsèque et totale des détecteurs MOSFET et microMOSFET réalisée pour l'étude sur fantôme sphérique.

Pour les MOSFET et microMOSFET, σ_i , l'incertitude intrinsèque des détecteurs, est respectivement $\pm 3,24$ % et $\pm 2,67$ % et σ_T , l'incertitude totale de mesure sur le fantôme sphérique, a été estimée à $\pm 5,13$ % et $\pm 5,17$ %.

3.8.3 DISCUSSION

L'incertitude intrinsèque des détecteurs MOSFET et microMOSFET est comparable aux résultats obtenus par Jornet *et coll.* (Jornet *et coll.*, 2004). L'incertitude totale satisfait les niveaux de précision spécifiés par la CIPR pour l'utilisation d'un dosimètre in-vivo, de l'ordre de 5 % (CIPR, 2000).

3.9 PARAMETRES NON ETUDIES

Pour des raisons de faisabilité, certains paramètres susceptibles de modifier légèrement les propriétés physiques des détecteurs MOSFET n'ont pas pu être explorés. C'est pourquoi, cette partie rapporte les travaux de caractérisation trouvés dans la littérature.

3.9.1 INFLUENCE DE LA TEMPERATURE

La technologie MOSFET est sensible aux fluctuations thermiques, qui interviennent dans les relations de transport des trous au travers de l'oxyde comme dans la relation de recombinaison des paires électron-trou. Il a été rapporté ainsi que la valeur de ΔV_{th} est modifiée de 0,3 % par degré pour des températures comprises entre 22 - 40 °C (Cheung *et coll.*, 2004). Cet effet diminue pour les MOSFET « dual sensitivity » (Manigandan *et coll.*, 2009 ; Morton *et coll.*, 2007). Ainsi, l'influence de la température est de 0 à 0,015 cGy par degré pour des températures comprises entre 0 °C et 80 °C (Soubra *et coll.*, 1994) et permet d'obtenir une reproductibilité de mesure de ± 3 % pour des doses comprises entre 20 cGy et 100 cGy. D'autres études décrivent toutefois une indépendance à l'effet de température pour les MOSFET de type T&N (Manigandan *et coll.*, 2009 ; Morton *et coll.*, 2007).

Dans ce travail, nous pouvons considérer que la température de la salle de traitement est maintenue entre 19 °C et 22 °C lors des mesures. L'influence de la température sur la réponse des détecteurs n'a pas été explorée. Les changements dans la température ambiante peuvent être négligés lorsque la phase d'initialisation et de lecture du détecteur sont effectuées à la même température (Rosenfeld, 2011). Une des limitations de ce travail peut résider dans le fait que la température ambiante diffère de celle de la peau sur laquelle les détecteurs sont

destinés à être placés ; malheureusement, il n'a pas été possible d'envisager de chauffer les fantômes à la température du corps humain.

3.9.2 INFLUENCE DU DEBIT DE DOSE

L'influence du débit de dose n'a pas été explorée. Il est en effet largement rapporté et admis dans de nombreuses études que les MOSFET de type T&N présentent une indépendance au débit de dose jusqu'à 10^8 Gy.s^{-1} (Horowitz, 2001), ce qui présente un atout pour la mesure de dose dans des petits champs rencontrés en RCMI, où les détecteurs sont exposés à des zones de fort gradient, où le débit de dose varie brutalement (Lavallée *et coll.*, 2006 ; Varadhan *et coll.*, 2006). Pour l'ensemble de l'étude, le débit de dose a été fixé à 320 UM/min ($0,053 \text{ Gy.s}^{-1}$), qui est le débit le plus couramment utilisé en mode clinique.

SYNTHESE

Dans ce chapitre, le système mobile MOSFET et les détecteurs MOSFET et microMOSFET ont été présentés et caractérisés selon plusieurs paramètres d'influence en mode d'irradiation statique. Les détecteurs MOSFET et microMOSFET ont été utilisés en sensibilité standard ($1 \text{ mV} \cdot \text{cGy}^{-1}$), afin d'augmenter le nombre d'utilisations possibles des détecteurs. Pour utiliser des microMOSFET en surface initialement prévus pour la mesure de dose intra-cavitaire, un capuchon de mise à l'équilibre électronique en bolus a été développé.

Le temps optimal de lecture post-irradiation a été estimé à 30 s pour les MOSFET et microMOSFET. L'influence de la dose accumulée, conditionnant l'état d'irradiation des détecteurs, sur la réponse de la dose mesurée a été évaluée ($\pm 2,31 \%$ et $\pm 1,20 \%$) et est considérée négligeable. L'uniformité de réponse inter-détecteurs d'un même lot de MOSFET et microMOSFET est assimilable à la répétabilité des mesures obtenues pour les détecteurs ($\sim 2 \%$), permettant d'envisager de travailler avec des détecteurs issus de lots différents.

De bons résultats sont obtenus concernant la linéarité de la réponse des deux types de détecteurs de 1 à 500 UM et considérée quasi-idéale. Comme attendu, il existe cependant une variabilité des mesures sur l'ensemble de la gamme d'UM explorée, d'allure semblable pour les MOSFET et microMOSFET, qui se stabilise à partir de 10 UM ($\sim 2 \%$).

La dépendance angulaire moyenne a été évaluée de 0° à 180° pour les MOSFET et microMOSFET et vaut respectivement $\pm 3,31 \%$ et $\pm 2,82 \%$. Les variations maximales sont observées pour les angulations comprises entre 100° et 130° et sont principalement liées à la géométrie des détecteurs.

L'atténuation liée à l'utilisation des MOSFET équipés de leur capuchon de mise en équilibre électronique de type RW3 est d' $\sim 2,5 \%$ pour les tailles de champ de $98 \times 98 \text{ mm}^2$ à $12 \times 12 \text{ mm}^2$. Pour les microMOSFET, l'atténuation obtenue avec le capuchon de bolus vaut $\sim 2,0 \%$ de $98 \times 98 \text{ mm}^2$ à $6 \times 6 \text{ mm}^2$. Pour des tailles de champ inférieures à $12 \times 12 \text{ mm}^2$, un facteur de correction doit donc être appliqué à la mesure du MOSFET. L'atténuation liée au MOSFET équipé de son capuchon est en effet maximale ($3,86 \%$) à $6 \times 6 \text{ mm}^2$. Dans le contexte de dose unique, il est donc préférable d'utiliser des microMOSFET équipés de leur capuchon en bolus pour les tailles de champ inférieures à $12 \times 12 \text{ mm}^2$.

Une meilleure reproductibilité de mesure a été obtenue pour l'étude menée avec les MOSFET ($\pm 3,43 \%$) contre $\pm 3,91 \%$ pour les microMOSFET. Ce résultat peut vraisemblablement être expliqué par une difficulté accrue du centrage des microMOSFET

équipés de leur capuchon de bolus de dimension plus réduite, et ne présentant pas de croix de centrage, à l'inverse du capuchon commercial de type RW3.

L'incertitude intrinsèque des microMOSFET est diminuée en comparaison de celle des MOSFET ($\pm 2,67$ % contre $\pm 3,24$ %). L'incertitude totale de mesure sur le fantôme sphérique est comparable pour les microMOSFET de $\pm 5,17$ % contre $\pm 5,13$ % pour les MOSFET, certainement du fait d'une plus faible reproductibilité de mesure. L'incertitude totale satisfait les niveaux de précision spécifiés par la CIPR pour l'utilisation d'un dosimètre in-vivo (± 5 %) (CIPR, 2000).

Chapitre 4 : Méthode de calibration optimisée

INTRODUCTION

Si les méthodes de calibration des MOSFET décrites dans la littérature paraissent être adaptées à la radiothérapie conventionnelle, elles doivent être reconsidérées dans le contexte de la radiochirurgie stéréotaxique. L'objectif de ce chapitre est donc de développer une méthode de calibration intégrant les contraintes de la technologie MOSFET pour leur usage en radiochirurgie stéréotaxique intracrânienne.

La première partie de ce chapitre présente la méthode de calibration développée localement pour l'utilisation de détecteurs MOSFET et microMOSFET équipés de capuchon et positionnés à la surface.

En second lieu, la méthode de calibration a été évaluée dans des conditions réalistes statiques d'irradiation. Ainsi, la réponse des MOSFET et microMOSFET, calibrés avec la méthode de calibration proposée dans cette étude, a été étudiée pour des tailles de champ de formes régulières et irrégulières types des traitements de radiochirurgie stéréotaxique. Enfin, les considérations liées à l'usage de la formule du carré équivalent pour la mesure de dose dans les tailles de champ de formes irrégulières, où le déséquilibre électronique latéral survient, ont été détaillées. Cette étude a conduit au développement d'une formule du champ carré équivalent utilisable jusqu'à $6 \times 6 \text{ mm}^2$.

1. LIMITATION DES METHODES DE CALIBRATION DISPONIBLES

Différentes méthodes de calibration des MOSFET sont décrites dans la littérature et incluent de nombreux facteurs de correction/conversion à appliquer à la mesure du détecteur. Les MOSFET sont généralement calibrés dans des conditions de plein équilibre électronique, i.e. placés à la profondeur du maximum de dose (Ramani *et coll.*, 1997) ou plus profondément (Cherpak *et coll.*, 2008) et irradiés avec une taille de champ unique de $100 \times 100 \text{ mm}^2$. Une méthode alternative, consiste à positionner un MOSFET équipé de capuchon de mise en équilibre électronique à la surface du fantôme, alors qu'en profondeur, jusqu'à 5 détecteurs peuvent être calibrés en une seule fois (Varadhan *et coll.*, 2006).

Dans la majorité des études, la dose utile à la calibration du MOSFET est définie soit par mesure simultanée avec une chambre d'ionisation, soit par la sortie de l'accélérateur (Morton *et coll.*, 2007) avec un facteur de correction de variabilité inclus. Bien que ces méthodes de calibration paraissent être adaptées à la radiothérapie conventionnelle, elles doivent être reconsidérées dans le contexte de la radiochirurgie stéréotaxique.

En effet, générer un seul coefficient de calibration à partir d'une taille de champ de référence de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ présente une limitation à la caractérisation précise du comportement du détecteur dans des conditions de déséquilibre électronique, et nécessite en contrepartie l'introduction de nombreux facteurs de corrections difficilement prédictibles. Sur ce principe, des mesures supplémentaires doivent donc être réalisées pour les tailles de champ typiques rencontrées en radiochirurgie stéréotaxique intracrânienne. Cependant, en contrepartie, ceci peut conduire à allonger considérablement la durée du processus de calibration et augmenter le coût d'utilisation des détecteurs puisque la fin de vie des détecteurs de 20 000 mV est atteinte plus rapidement. Il est donc nécessaire de développer une méthode de calibration intégrant les contraintes de la radiochirurgie stéréotaxique, minimisant le temps de calibration et préservant la gamme utile de détection des MOSFET lorsqu'ils sont placés à la surface. A notre connaissance, il n'existe aucune étude publiée décrivant comment réaliser en pratique la calibration de MOSFET situés à la surface d'un fantôme de calibration dans les petits champs rencontrés en radiochirurgie stéréotaxique. Le tableau 4.1 synthétise les méthodes de calibrations décrites ci-dessus et il présente leurs limitations pour l'application de la dosimétrie in vivo en radiochirurgie stéréotaxique.

Méthodes de calibration	Avantages en Radiothérapie	Limitations pour la Dosimétrie in vivo	Limitations pour les petits faisceaux
A la profondeur du maximum de dose	Conditions de plein équilibre électronique	Les MOSFET sont en pratique utilisés à la surface avec un capuchon	La profondeur du maximum de dose n'est pas identique sur l'ensemble des tailles de champ, à cause du déséquilibre électronique latéral
Une seule taille de champ explorée 100×100 mm ²	Rapidité de calibration	---	Le comportement du dosimètre doit être caractérisé précisément dans les petites tailles de champ.
5 détecteurs calibrés en une seule fois en profondeur	Rapidité de calibration	Les MOSFET sont en pratique utilisés à la surface avec un capuchon	La stabilité du profil de dose est trop petite pour permettre le placement en ligne de 5 détecteurs sans les exposer à de forts gradients de dose
Calibration individuelle des détecteurs à la surface	Calibration des détecteurs dans les conditions d'utilisation en clinique	Allongement de la durée du processus de calibration	Les dimensions du capuchon de mise à l'équilibre électronique conditionnent la taille minimale du champ explorable
Avec une chambre d'ionisation	Indépendance au TPS	Allongement de la durée du processus de calibration	La position et le type de chambre d'ionisation conditionnent la taille de champ minimale explorable
En intégrant la sortie de l'accélérateur	Rapidité de calibration	---	---

TABLEAU 4.1 : Synthèse des méthodes de calibration des détecteurs MOSFET rencontrées dans la littérature

2. VERS LA METHODE DE CALIBRATION OPTIMISEE

Dans cette partie, la méthode de calibration des MOSFET est réalisée pour des faisceaux fixes, de 98×98 à 18×18 mm² afin d'évaluer le comportement des MOSFET dans les conditions géométriques simples.

La méthode de calibration optimisée a été développée en utilisant les MOSFET TN-502-RD pour explorer des tailles de champs de radiochirurgie jusqu'à 18×18 mm². L'idée a été de développer la méthode en utilisant des détecteurs qui sont reconnus et qui ont démontré leur efficacité en tant que dosimètres in vivo placés à la surface lorsqu'ils sont confrontés aux champs d'irradiation de faibles dimensions rencontrés en RCMI (Chuang *et coll.*, 2002 ; Marcié *et coll.*, 2005 ; Varadhan *et coll.*, 2006). De plus, il a été décrit que la mesure de dose par MOSFET était meilleure que la chambre d'ionisation PinPoint placée à la verticale du faisceau (Kohno *et coll.*, 2008).

2.1 METHODOLOGIE COMMUNE ET PREPARATION DU MATERIEL

2.1.1 ACCELERATEUR NOVALIS ET TPS

Toutes les mesures de calibration ont été réalisées le même jour, après avoir vérifié la dose donnée pour une réponse du moniteur de l'accélérateur Novalis équipé du micro collimateur m3 (Brainlab[®]), par la chambre d'ionisation PTW 31014 PinPoint[®] (volume 0,015 cm³). Le TPS utilisé est Brainscan version 5.3.1 (BrainLab) utilisant un algorithme de type Pencil Beam pour le calcul de dose.

2.1.2 MOSFET

Toutes les mesures réalisées ont été faites à partir de MOSFET issus d'un même lot, en utilisant la sensibilité standard, i.e. 1 mV.cGy⁻¹ et après préchauffage du système de 60 minutes.

2.1.3 POSITIONNEMENT DU FANTOME DE CALIBRATION ET DES MOSFET

Les détecteurs ont été calibrés à la surface du fantôme XWU-IMRT ($\rho = 1,18 \text{ g.cm}^{-3}$; 20×20×20 cm³) et sur l'axe du faisceau comme le montre la figure 4.1, afin de minimiser les écarts entre l'étape de calibration et de mesure. Pour toutes les mesures, le MOSFET est orienté avec la bulle d'époxy face au faisceau, et équipé de son capuchon de mise en équilibre électronique en RW3. Le centrage du fantôme a été vérifié en utilisant les niveaux électroniques afin de corriger les balances angulaires. Les positionnements du fantôme et du détecteur à la surface nécessitent moins de 10 minutes.



FIGURE 4.1 : Positionnement du détecteur MOSFET équipé de son capuchon RW3 à la surface du fantôme XWU-IMRT

2.2 METHODE DE CALIBRATION DE REFERENCE

2.2.1 COEFFICIENTS DE SENSIBILITE MESURES (CS_m)

2.2.1.1 MATERIEL ET METHODES

Des isocentres ont été placés à différentes profondeurs au centre de la section transversale du fantôme en faisant varier la valeur des DSP de 87, 90, 92, 95, 97, et 98,5 cm. L'irradiation a toujours été réalisée en conditions isocentriques, i.e. à 100 cm de la source pour les tailles de champ suivantes : 18×18, 24×24, 30×30, 42×42, 80×80 et 98×98 mm². Le nombre d'UM a été calculé à partir du TPS afin de délivrer une dose de 2,5 Gy pour chaque combinaison DSP-taille de champ. Des Coefficients de Sensibilité mesurés (CS_m) en mV.cGy⁻¹ ont été obtenus à partir de la moyenne de 3 mesures. Les CS_m ont été obtenus en répétant 3 fois le cycle suivant :

- Délivrance de 2,5 Gy par le faisceau. Le temps de délivrance du faisceau estimé est compris entre 30 et 90 s, comme il dépend de la valeur de la DSP et de la taille de champ sélectionnée.
- La réponse du MOSFET est lue 30 s après l'arrêt du faisceau.
- La mesure suivante est effectuée après un temps d'attente de 3 ou 5 minutes, selon l'intervalle étudié.

Afin de couvrir l'ensemble des DSP et tailles de champ décrites ici, 36 CS_m doivent être mesurés pour chaque intervalle de mesure. A partir des valeurs CS_m , une matrice M_m a été générée en utilisant une méthode d'interpolation 2D bi-linéaire avec Matlab[®] (The Mathworks[®] Inc). La matrice est composée de 101 598 nœuds reliant la DSP (de 87 à 98,5 cm) et les tailles de champs carrés (de 18×18 à 98×98 mm²). Le pas d'interpolation a été fixé à 0,1 mm pour la taille de champ et 1 mm pour la DSP.

L'influence de la durée de l'intervalle de mesure de 3 et 5 minutes sur la variabilité des CS_m a été étudiée.

2.2.1.2 RESULTATS

Dans notre cas, sur l'ensemble des tailles de champs considérées et pour une valeur de DSP égale à 98,5 cm, la variabilité maximale des CS_m est de 2,4 % pour un intervalle de 3 minutes entre les mesures, contre 1,8 % pour un intervalle de 5 minutes.

2.2.1.3 DISCUSSION

La méthode de calibration individuelle des détecteurs à la surface, équipés de leur capuchon de mise en équilibre électronique, a été retenue. La détermination des coefficients de sensibilité des détecteurs est ainsi réalisée dans les conditions d'utilisation proches de celles de la clinique. Le montage expérimental impliquant la mesure simultanée d'une chambre d'ionisation dans les petits champs est délicat. En effet, il a été rapporté que la position de la chambre d'ionisation, même placée à la verticale est source d'incertitude pour les très petites tailles de champ. En ce sens, la précision de centrage dans le fantôme cubique d'acrylique n'est pas aussi satisfaisante que celle réalisable dans la cuve à eau servant à la recette. Les coefficients de sensibilité CS_m ont été déterminés en intégrant la sortie de l'accélérateur à partir d'un nombre d'UM calculés par le TPS afin de délivrer une dose de 2,5 Gy. Cette méthodologie présente une limitation puisque la calibration des dosimètres in vivo devient dès lors dépendante des calculs du TPS. Cependant, la calibration des détecteurs réalisée sur le fantôme cubique d'acrylique met en jeu des conditions d'irradiations assimilables à celles d'un calcul de dose simple dans un milieu homogène semi-fini. La calibration a donc été effectuée après vérification du débit nominal de l'accélérateur par une chambre d'ionisation.

Afin de caractériser précisément les détecteurs dans les petits champs rencontrés en radiochirurgie, un échantillonnage fin (6 mm) a été réalisé pour les tailles de champ en condition de déséquilibre électronique latéral.

L'influence de la durée de l'intervalle de mesure de 3 et 5 minutes sur la variabilité des CS_m a été étudiée. Un temps d'attente de 3 minutes induit une variabilité maximale dans la détermination des CS_m . L'étude des intervalles (3 et 5 minutes) entre deux irradiations consécutives permet de minimiser la variabilité de la mesure de dose due au « fading effect » (cf. Chap. 3, §3.2), observé après 15 minutes (Ramaseshan *et coll.*, 2004).

L'intervalle de temps entre deux mesures consécutives étant souvent défini par l'activité clinique d'un service, peu d'études relatent cet effet. Il est possible de noter toutefois les travaux de Bower et Hintelang qui ont décrit une augmentation dans la valeur de ΔV_{th} lorsque l'intervalle entre deux mesures est réduit, ce qui est en accord avec les résultats présentés ici. Dans cette étude, durant 15 minutes, 27 mesures étaient réalisées contre 16 (Bower et Hintelang, 1998). Ceci peut s'expliquer par la faible mobilité des trous qui augmente leur probabilité de piégeage et de stabilisation avec le temps. Ainsi, il a été rapporté que de fréquentes calibration du dispositif sont requises, comme le coefficient de sensibilité diminue

avec la valeur de la tension seuil due aux précédentes irradiations. Cet effet, dû à l'altération du champ électrique effectif appliqué au MOSFET, est particulièrement important aux faibles énergies, mais reste stable aux hautes énergies (1 MeV), (Lavallée *et coll.*, 2006).

2.2.2 INTERVALLES DE MESURES ET DUREE DU PROCESSUS DE CALIBRATION

2.2.2.1 MATERIEL ET METHODES

Le cycle de mesure consiste en une lecture d'initialisation du MOSFET avant irradiation, et d'une lecture du dosimètre 30 secondes après irradiation. Entre les cycles de mesures, les intervalles testés pour la calibration sont 3 et 5 minutes.

La durée totale du processus de calibration de référence a été estimée lorsque les intervalles de 3 ou 5 minutes sont considérés.

2.2.2.2 RESULTATS

En utilisant la méthode de calibration de référence, qui explore toutes les combinaisons DSP-tailles de champ, la durée totale du processus de calibration est de 9 heures pour un intervalle entre les mesures de 5 minutes contre 7 heures lorsque l'intervalle est réduit à 3 minutes.

2.2.2.3 DISCUSSION

Selon les recommandations du constructeur, l'intervalle d'attente entre deux irradiations consécutives doit être compris entre 2 et 5 minutes (Thomson and Nielson Electronics Ltd., 1996). Dans ce travail, les intervalles de 3 et 5 minutes ont été choisis afin d'étudier les meilleurs compromis entre la durée et la précision du processus de calibration. L'intervalle de 3 minutes représente le temps minimal raisonnable après irradiation permettant la mise à jour les nouveaux paramètres de l'accélérateur en conditions cliniques.

Dans la littérature, la contrainte du temps de calibration est souvent évoquée comme un élément crucial à prendre en compte lorsque la dosimétrie *in vivo* est appliquée pour la vérification des traitements dans un centre clinique. Cependant, la comparaison de ces résultats aux autres méthodologies est difficile car peu d'études détaillent le temps de calibration des détecteurs. Ainsi, il a été rapporté que la dosimétrie par système EPID est compliquée et consommatrice de temps pour la mesure *in vivo* en radiothérapie (Higgins *et coll.*, 2003). L'utilisation de TLD est plus chronophage, nécessitant un recuit compliqué ainsi

que des manipulations délicates pour l'étape de calibration (Kinhikar *et coll.*, 2006). Pour l'usage de diodes, plus largement décrites en tant que dosimètres in-vivo, la calibration paraît plus rapide. Cependant, l'introduction des facteurs de correction de la réponse des diodes afin de calculer la dose délivrée peut être un processus long (Alecu *et coll.*, 1998). Dans notre étude, en réduisant le temps d'attente entre les mesures de 5 à 3 minutes, le temps total de calibration peut être diminué de 2 heures pour la calibration de référence des MOSFET.

2.3 METHODE DE CALIBRATION OPTIMISEE

2.3.1 COEFFICIENTS DE SENSIBILITE CALCULES (CS_c)

2.3.1.1 MATERIEL ET METHODES

A partir des mesures de CS_m réalisées à la DSP 98,5 cm pour les tailles de champ comprises entre 98×98 mm² et 18×18 mm², la loi de l'inverse carré des distances a été utilisée pour reconstruire les variations de tension seuil attendues ΔV_{th} si la mesure avait été réalisée. Pour une taille de champ donnée, il vient alors la relation :

$$(\Delta V_{th})_x = \frac{(DSP_{98,5})^2}{(DSP_x)^2} \times (\Delta V_{th})_{98,5} \quad (4.1)$$

Où DSP_{98,5} et DSP_x correspondent aux DSP de 98,5 et x cm et (ΔV_{th})_{98,5} et (ΔV_{th})_x correspondent aux variations de tension seuil obtenues aux valeurs de DSP égales à 98,5 et x cm.

En divisant les valeurs ainsi reconstruites de (ΔV_{th})_x par la dose prescrite (2,5 Gy), il est possible de calculer les Coefficients de Sensibilité calculés (CS_c). En appliquant la méthode d'interpolation bilinéaire 2D précédemment décrite, la matrice correspondante M_c a été générée. Afin de couvrir l'ensemble des DSP et tailles de champ décrites ici, 6 CS_m doivent être mesurés pour chaque intervalle de mesure. Seuls les CS_m obtenus à 5 minutes sont présentés ici. Les variations de tension seuil mesurées avec la méthode de calibration de référence et calculées par la méthode de calibration optimisée ont été comparées en utilisant le coefficient de corrélation (R²).

2.3.1.2 RESULTATS

La figure 4.2 représente les matrices M_m et M_c obtenues avec la méthode d'interpolation en 2D et la figure 4.3 montre les variations entre les deux. Les plus grandes variations sont obtenues pour :

- 18×18 à 42×42 mm², à la DSP = 97 cm et sont comprises entre [-1 % ; -3,5 %]
- 18×18 à 98×98 mm², à la DSP = 95 cm [0 % ; +3,5 %]

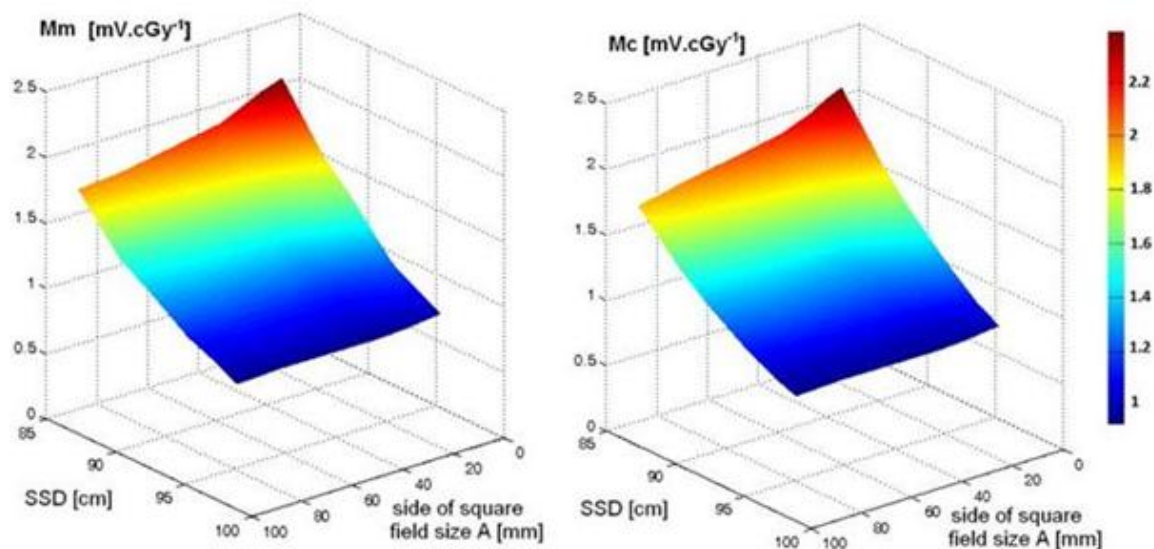


FIGURE 4.2 : Matrices M_m et M_c obtenues avec la méthode d'interpolation 2D entre DSP et taille de champ.

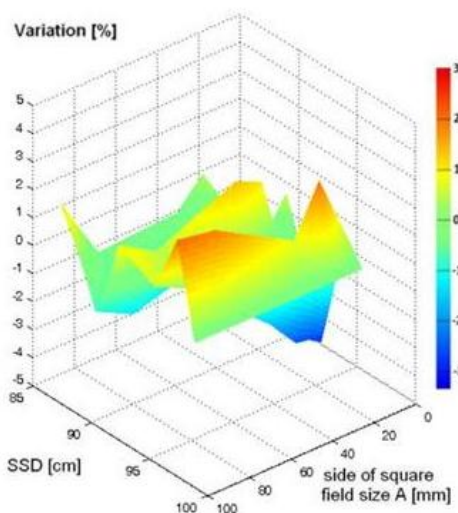


Figure 4.3 : Variation [%] entre les matrices M_m et M_c obtenues avec la méthode d'interpolation 2D entre DSP et taille de champ.

Le tableau 4.2 représente l'écart (en %) entre les variations de tension seuil obtenues avec la loi de l'inverse carré des distances et la moyenne de 3 mesures. L'écart moyen est |1,55 %| pour toutes les combinaisons DSP-tailles de champ. Tous les écarts sont compris entre -3,50 % et +3,23 %, ce qui est acceptable. De plus, une forte corrélation est observée

entre les variations de tension seuil mesurée et calculée, pour toutes les tailles de champ, avec $R^2 = 0,983$.

DSP [cm]	Taille de champ carrée [mm ²]					
	18×18	24×24	30×30	42×42	80×80	98×98
87	-0,79	-0,34	0,81	-0,21	-0,38	1,97
90	-1,07	-1,47	-0,20	-0,96	-1,76	-1,10
92	0,94	0,16	1,82	2,19	0,93	1,80
95	-3,50	-3,21	-3,16	-2,13	0,45	1,15
97	0,99	2,03	3,10	1,48	3,04	3,23
98,5	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00

TABLEAU 4.2 : Ecart (%) entre les variations de tension seuil obtenues avec la loi de l'inverse carré des distances et la moyenne de 3 mesures.

2.3.1.2 DISCUSSION

Les résultats de corrélation entre les matrices M_m et M_c sont satisfaisants et permettent d'envisager d'utiliser la loi de l'inverse carré des distances comme moyen supplémentaire pour réduire le nombre de mesures à effectuer à l'étape de calibration. La DSP_{98,5} a été choisie comme DSP de référence, car elle est représentative de la DSP habituelle rencontrée en dosimétrie in vivo à 6 MV, et représente de plus la profondeur minimale des traitements de radiochirurgie.

2.3.2 INTERVALLES DE MESURES ET DUREE TOTAL DU PROCESSUS DE CALIBRATION

2.3.2.1 MATERIEL ET METHODES

Le cycle de mesure consiste en une lecture d'initialisation du MOSFET avant irradiation, et d'une lecture du dosimètre 30 secondes après irradiation. Entre les cycles de mesures, les intervalles testés pour la calibration sont 3 et 5 minutes.

La durée totale du processus de calibration optimisé a été estimée lorsque les intervalles de 3 ou 5 minutes sont considérés.

2.3.2.2 RESULTATS

En utilisant la méthode de calibration optimisée, qui explore toutes les tailles de champ à une seule DSP, la durée totale du processus de calibration est de 1 heure 32 minutes pour un intervalle entre les mesures de 5 minutes contre 1 heure 15 lorsque l'intervalle est réduit à 3 minutes.

2.3.2.3 DISCUSSION

Avec la méthode de calibration optimisée, le nombre de CS_m requis peut être réduit de manière significative, i.e. de 36 à 6. La durée totale du processus de calibration correspondant est de 1 heure 32 minutes pour un intervalle entre les mesures fixé à 5 minutes.

Avec la méthode de calibration optimisée, la différence de temps n'est que de l'ordre de 17 minutes. Un intervalle de 5 minutes pour la méthode de calibration optimisée présente donc une solution acceptable pour l'activité clinique en regard du gain de précision obtenu pour les coefficients de sensibilité. L'uniformité du lot étant du même ordre que la répétabilité de mesure du détecteur, calibrer un seul MOSFET pour un lot, et une seule fois, avec un intervalle de 5 minutes semble réaliser le meilleur compromis entre temps de calibration et précision des CS_m .

Pour l'utilisation des MOSFET jusqu'à $18 \times 18 \text{ mm}^2$ en radiochirurgie stéréotaxique, nous considérons que l'obtention des CS_m entre 98×98 et $18 \times 18 \text{ mm}^2$ à une seule DSP par intervalles de 5 minutes, en conjonction de l'application de l'inverse carré des distances donne des résultats satisfaisants. Cette méthode permet d'assurer le meilleur compromis entre précision des CS et minimisation du nombre de mesures à réaliser lors de l'étape de calibration. En effet, pour les tailles de champs typiquement rencontrées en radiochirurgie stéréotaxique, il est difficile de prédire précisément par un modèle le manque de la composante de diffusé du faisceau qui intervient pour les tailles de champ dans des conditions de déséquilibre électronique (Das *et coll.*, 2000 ; Martens *et coll.*, 2000). Une des problématiques majeures de la métrologie des microfaisceaux consiste dans la détermination des valeurs des facteurs de diffusion totale (« Total Scatter Factors », $S_{c,p}$), lorsque la taille de champ diminue. Une grande variabilité est décrite dans les petits champs en fonction du type et/ou de la position du dosimètre de référence. Sur ce principe, notre méthode de calibration optimisée est en accord avec un formalisme récent établi pour la dosimétrie de référence dans les conditions de petits champs, recommandant d'éviter de limiter la calibration à une taille de champ unique, mais à l'inverse d'introduire des tailles de champ intermédiaires (Alfonso *et coll.*, 2008).

3. EVALUATION EN CONDITIONS REALISTES DES MOSFET

L'objectif de cette partie est d'évaluer la méthode de calibration optimisée dans des conditions géométriques d'irradiation rencontrées en radiochirurgie stéréotaxique. En situation clinique, la précision de mesure des MOSFET dépend des propriétés intrinsèques des détecteurs mais est également liée à la détermination des coefficients de sensibilité appropriés répondant à la DSP et à la taille de champ explorées. Afin d'évaluer pas à pas chaque composante, l'étude s'est attachée dans un premier temps à l'analyse des mesures de doses dans des conditions géométriques ne faisant intervenir que l'utilisation de la loi de l'inverse carré des distances, et impliquant des formes et tailles de champs d'irradiation qui diffèrent peu de celles utilisées pour la calibration.

En second lieu et afin de se placer dans des conditions géométriques d'irradiation plus réalistes, des mesures de doses pour des formes irrégulières ont été introduites.

3.1 POSITIONNEMENT DU FANTOME ET DES MOSFET

L'évaluation en conditions réalistes a été menée sur un fantôme tête, plastique équivalent eau, contenant os et des inserts vasculaires dans la partie hémisphérique droite du cerveau. Le positionnement du fantôme tête a été vérifié à l'aide du système ExacTrac (BrainLab®) dans les 3 axes de translation et les 3 axes de rotation de l'espace. Comme le montre la figure 4.4, le MOSFET avec capuchon en RW3 est centré sur l'axe du faisceau pour toutes les angulations étudiées. Le temps de positionnement du fantôme et des MOSFET est inférieur à 10 minutes. Toutes les mesures ont été effectuées avec des MOSFET appartenant au même lot.

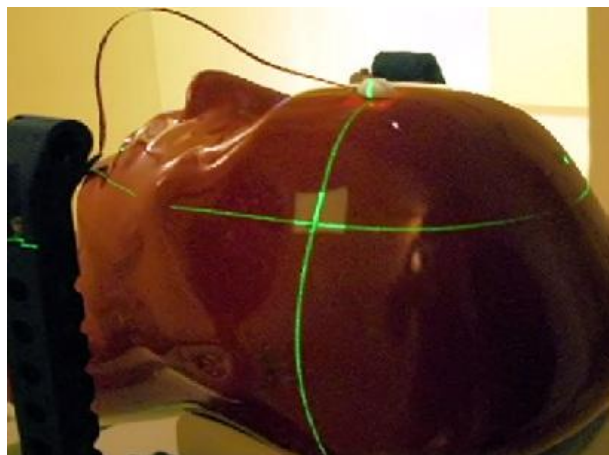


FIGURE 4.4 : Positionnement d'un MOSFET équipé de son capuchon sur l'axe du faisceau après vérification du positionnement du fantôme tête par rayons X orthogonaux générés par le système ExacTrac (BrainLab®).

L'influence de la géométrie du faisceau sur la réponse du MOSFET a été étudiée comme décrit ci-dessous. La lecture du détecteur a été réalisée 30 s après l'arrêt du faisceau. L'intervalle entre chaque condition géométrique d'irradiation a été fixé à 3 minutes. Seuls les CS_m déterminés avec un intervalle de 5 minutes ont été utilisés pour les mesures cliniques sur le fantôme tête.

3.2 FORMES DE CHAMP REGULIERES

3.2.1 MATERIEL ET METHODES

La réponse du MOSFET a été étudiée pour les tailles de champ régulières suivantes :

- Formes symétriques : 80×80 , 30×30 , 24×24 , 18×18 mm²
- 1 forme asymétrique : 24×36 mm²

Une dose de 1 Gy a été prescrite à l'isocentre, placé à 10 cm de la surface du fantôme tête à 0°. Différentes angulations de bras ont ensuite été appliquées pour obtenir différentes DSP en technique de multiples faisceaux fixes convergents, semblable à celle rencontrée en radiochirurgie. Pour toutes les tailles de champ et les angles de bras de 0°, 30°, 60°, 90°, 120° et 240°, les DSP respectives sont : 90, 91,39, 93,03, 93,42, 92,66 et 90,41 cm. La dose mesurée a été obtenue après irradiation en appliquant successivement CS_m et CS_c à la lecture du MOSFET placé sur l'axe du faisceau.

Les résultats ont été comparés en utilisant : l'écart type, la valeur moyenne, et la variation obtenue à partir de la dose prescrite. Un coefficient de variation (CV) a été calculé pour étudier la distribution d'une série de taille de champ sur l'ensemble des angulations. Dans cette partie, afin d'étudier uniquement la validité de l'emploi de l'inverse carré des distances, aucune interpolation n'est requise pour les tailles de champs (excepté pour le champ de forme asymétrique).

3.2.2 RESULTATS

La figure 4.5 représente la variation de la dose mesurée pour chaque angulation de bras, par rapport à la dose prescrite pour les tailles de champ régulières lorsque CS_m et CS_c sont appliqués à la lecture du MOSFET. En appliquant CS_m , les mesures de dose sont comprises entre -2,03 % et +5,24 % de la dose prescrite, et l'écart moyen est |1,70 %| pour toutes les DSP et les tailles de champs explorées. Le coefficient de variation CV est égal à

1,77 %. En appliquant CS_c les mesures de dose sont comprises entre -2,60 % et +5,24 % de la dose prescrite et l'écart moyen est $|1,71 \text{ %}|$ pour toutes les DSP et les tailles de champs explorées. Le CV est égal à 1,82 %.

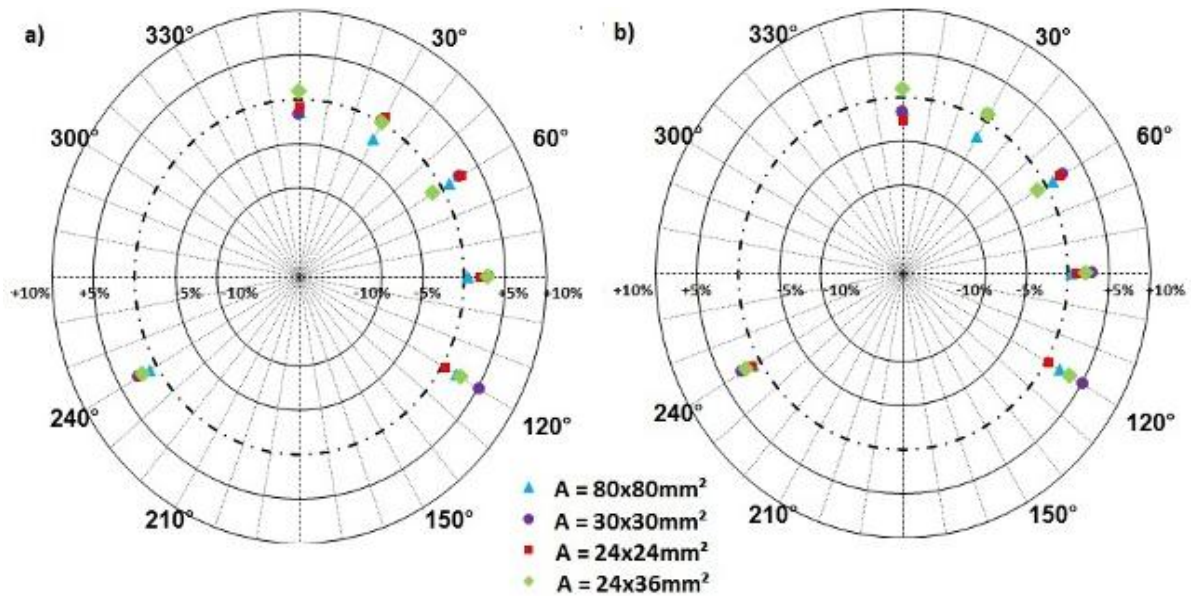


FIGURE 4.5 : Variations de la dose mesurée (%) par rapport à la dose prescrite pour les formes de champ régulières obtenues en appliquant les CS_m (a) et les CS_c (b) à la lecture du MOSFET. La ligne en pointillé représente la dose prescrite (idéalement celle que l'on devrait mesurer) alors que les symboles en couleur représentent les variations de dose obtenues pour chaque série de taille de champ explorée.

3.2.3 DISCUSSION

Pour les formes régulières, l'interpolation réalisée dans la dimension de la DSP aboutit à de bons résultats comme le CV et l'écart moyen sont inférieurs à 2 %. Les résultats sont similaires en appliquant CS_m et CS_c à la mesure du MOSFET, ce qui permet de valider l'utilisation de la loi de l'inverse carré des distances pour ce type de géométrie.

3.3 FORMES DE CHAMP IRREGULIERES

3.3.1 MATERIEL ET METHODES

Quatre volumes cibles de tailles variables ont été délimités à différentes profondeurs dans le fantôme tête, comme le montre la figure 4.6. La dose prescrite est 1 Gy. Comme détaillé précédemment, différentes angulations de faisceau ont été obtenues en faisant varier l'angulation du bras.

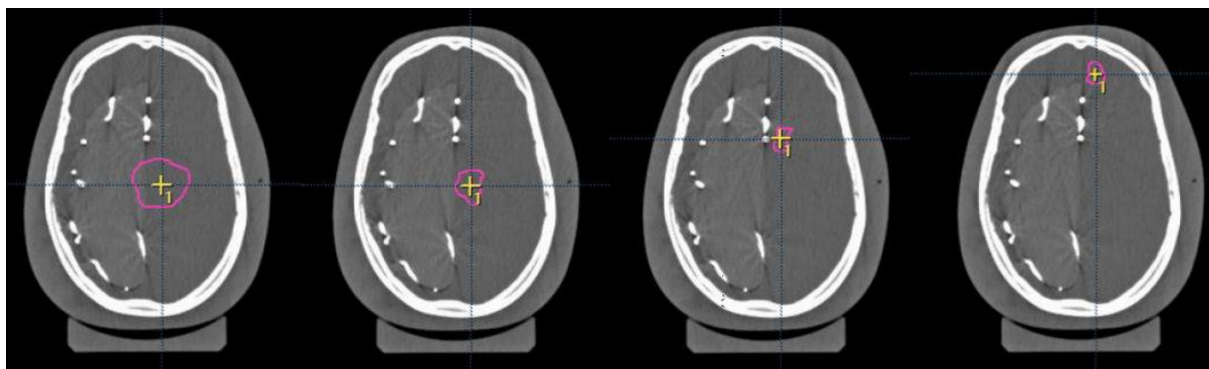


FIGURE 4.6 : De gauche à droite, coupes tomодensitométriques transversales avec les quatre différents volumes cibles délimités sur le TPS et explorés en faisceaux fixes par MOSFET.

En considérant le plan géométrique P passant par l'isocentre et orthogonal à l'axe du faisceau pour une angulation de bras donnée, la taille du champ à l'isocentre est définie par le MLC avec une marge de 1 mm. L'ouverture des mâchoires a été adaptée à l'ouverture du MLC (avec des marges de 2 mm et 8 mm pour X et Y).

A partir de chaque forme irrégulière définie par le MLC, la taille du champ carré équivalent A, a été calculée en utilisant successivement les formules du champ carré équivalent décrites ci-après. Puis, les valeurs de A et de la DSP ont été utilisées comme paramètres d'entrée pour extraire des matrices M_m et M_c les Coefficients de Sensibilité interpolés $(CS_m)_{DSP,A}$ et $(CS_c)_{DSP,A}$. A l'angle de faisceau 0° , les tailles du champ carré équivalent correspondantes aux 4 volumes cibles sont : $32,7 \times 32,7 \text{ mm}^2$, $22,4 \times 22,4 \text{ mm}^2$, $19,7 \times 19,7 \text{ mm}^2$ et $18,2 \times 18,2 \text{ mm}^2$. Les DSP et angulations de bras étudiées pour chaque PTV sont reportées dans le tableau 4.3.

PTV n°1 : $32,7 \times 32,7 \text{ mm}^2$	Angulations ($^\circ$)	0	10	30	60	90	120	240
	DSP (cm)	90,02	90,08	91,39	93,03	93,42	92,66	90,41
PTV n°2 : $22,4 \times 22,4 \text{ mm}^2$	Angulations ($^\circ$)	0	10	30	60	90	120	240
	DSP (cm)	93,02	93,05	93,31	94,2	93,86	92,22	90,11
PTV n°3 : $19,7 \times 19,7 \text{ mm}^2$	Angulations ($^\circ$)	0	30	90	120	263	320	348
	DSP (cm)	97,02	96,76	95,48	93,03	93,29	96,98	96,98

TABLEAU 4.3 : Pour chaque PTV, angulations de bras et DSP correspondantes obtenues pour l'étude en conditions réalistes sur fantôme tête avec MOSFET.

Les résultats ont été obtenus et comparés en utilisant la méthode décrite pour l'étude des tailles de champ régulières.

Dans cette partie, l'efficacité de l'interpolation 2D entre taille de champ et DSP, en utilisant la loi de l'inverse carré des distances et les formules du champ carré équivalent, pour trouver le coefficient de sensibilité approprié pour chaque géométrie d'irradiation, est étudiée.

3.3.2 RESULTATS

La figure 4.7 représente la dose mesurée normalisée à la dose prescrite pour les tailles de champ irrégulières lorsque CS_m et CS_c sont appliqués à la lecture du MOSFET. En appliquant CS_m les variations sont comprises entre -7,62 % et +1,3 % de la dose prescrite pour toutes les DSP et les tailles de champs explorées et l'écart moyen est |2,28 %|. Le CV est égal à 2,08 %. En appliquant CS_c , les mesures de dose sont comprises entre -7,0 % et +1,49 % de la dose prescrite pour toutes les DSP et les tailles de champs explorées et l'écart moyen est |2,53 %|. Le CV est égal à 1,82 %. Pour toutes les tailles de champ (sauf une), le CV est plus faible en utilisant CS_c [-7,00 %; +1,49 %], contre [-7,62 %; +1,3 %] en utilisant CS_m . Les résultats obtenus en appliquant soit CS_c soit CS_m sont regroupés dans le tableau 4.4.

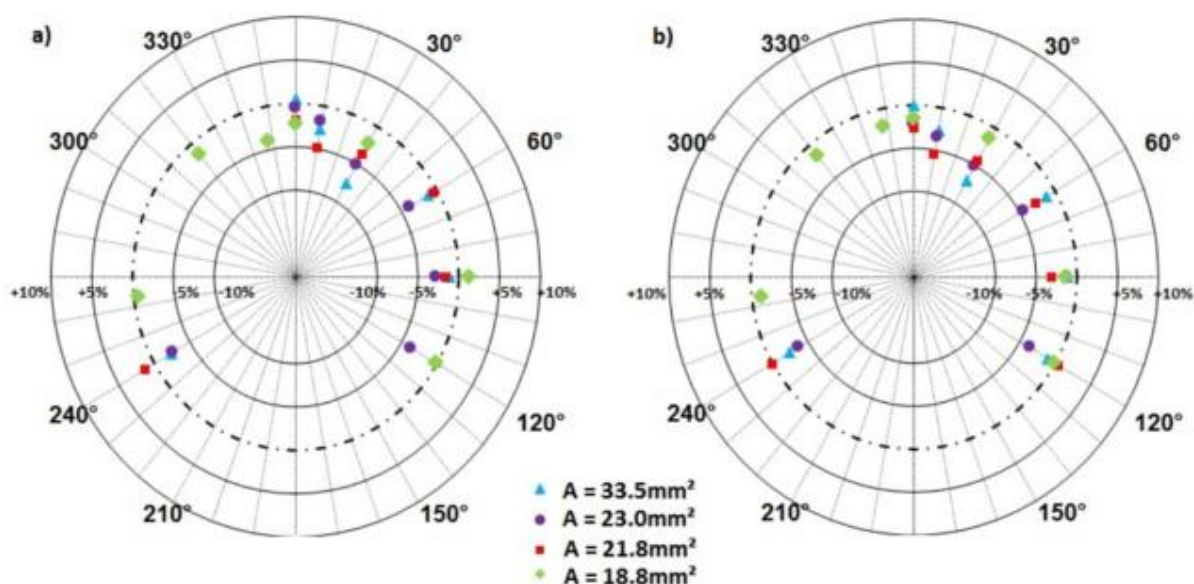


FIGURE 4.7 : Dose mesurée normalisée à la dose prescrite pour les formes de champ irrégulières obtenues en appliquant les CS_m (a) et les CS_c (b). La ligne en pointillé représente la dose prescrite alors que les symboles en couleur représentent les doses mesurées pour chaque série de taille de champ explorée.

	Série de taille de champ explore en conditions réalistes [mm ²]							
	33,5×33,5		23,0×23,0		21,8×21,8		18,8×18,8	
	CS_m	CS_c	CS_m	CS_c	CS_m	CS_c	CS_m	CS_c
Moyenne [cGy]	97,	97,77	97,11	96,16	98,36	97,45	98,61	98,66
Ecart-type [cGy]	2,5	2,28	1,50	0,92	2,10	2,19	1,71	0,61
CV [%]	2,6	2,34	1,54	0,96	2,13	2,25	1,73	0,61
Variation [%]	2,5	2,23	2,89	3,84	2,01	2,73	1,74	1,34

TABLEAU 4.4 : Résultats obtenus en appliquant soit CS_m soit CS_c à chaque série A de forme irrégulière.

3.3.3 DISCUSSION

Pour les formes irrégulières, l'interpolation en 2D entre la taille de champ et la DSP pour trouver le coefficient de sensibilité approprié en utilisant la formule de Sterling-Worthley donne des résultats satisfaisants pour la dosimétrie in-vivo (< 5 %) (Sterling, 1964 ; Worthley, 1966). De façon inattendue, le plus grand écart moyen (3,84 %) en appliquant CS_c , est obtenu non pas pour la plus petite taille de champ explorée, mais pour une taille de champ intermédiaire ($23 \times 23 \text{ mm}^2$). Cependant, pour cette série, la valeur du CV reste inférieure à 1 % en utilisant les CS_c . Ceci montre qu'une sous-estimation de la dose délivrée serait induite par l'utilisation de la loi de l'inverse carré des distances. En effet pour des tailles de champ inférieures à $30 \times 30 \text{ mm}^2$, il a été décrit que la perte de l'équilibre électronique n'est pas prise en compte quand la DSP diminue (Duggan et Coffey, 1998). Ce phénomène est majoré lorsque les limites du champ s'approchent des conditions d'équilibre électronique (ici, de $20 \times 20 \text{ mm}^2$ à $30 \times 30 \text{ mm}^2$), ce qui pourrait expliquer les différences obtenues entre les doses calculées avec CS_m et CS_c .

Pour les champs de formes irrégulières, la dose mesurée est globalement sous-estimée lorsque les CS_m et les CS_c sont appliqués à la lecture du détecteur. Cet effet peut être causé principalement par l'utilisation de la formule du champ carré équivalent de Sterling-Worthley. En effet, ce phénomène n'est pas observé lorsque la formule du champ carré équivalent n'est pas utilisée, i.e. pour les champs réguliers carrés ou lorsque l'équilibre électronique est atteint au moins dans une dimension (champ régulier asymétrique). Ceci est cohérent avec Thomas *et coll.*, qui rapporte que la formule de Sterling-Worthley ne permet pas de prédire l'effet d'échange du collimateur ainsi que les pertes d'équilibre électronique survenant dans les petits champs (Thomas *et coll.*, 2008).

En dépit des approximations liées au modèle de calcul des coefficients de sensibilité, les résultats restent satisfaisants en regard des précisions obtenues dans d'autres études de dosimétrie in vivo (écarts dans les champs irréguliers < 5 %). Les résultats sont similaires à ceux obtenus dans la vérification des plans de RCMi lorsque les MOSFET sont placés à la surface avec des capuchons de mise à l'équilibre électronique (Varadhan *et coll.*, 2006) ou à l'intérieur de fantômes (Chuang *et coll.*, 2002).

4. METHODE DE CALIBRATION OPTIMISEE APPLIQUEE AUX MICROMOSFET

4.1 CALIBRATION DES MICROMOSFET

4.1.1 MATERIEL ET METHODES

Un microMOSFET avec capuchon en bolus a été calibré pour tout un lot en utilisant la méthode de calibration optimisée décrite précédemment pour les tailles de champs de 98×98, 80×80, 42×42, 30×30, 24×24, 18×18, 12×12 et 6×6 mm² et temps entre les mesures de 5 minutes, afin d'obtenir les CS_m à la DSP de 98,5 cm. La matrice M_c a été reconstruite pour les tailles de champ entre 98×98 et 6×6 mm² et des DSP comprises entre 98,5 et 87 cm selon la même méthodologie.

L'influence des conditions totales, partielles et quasi-nulles d'équilibre électronique au-dessus du volume sensible du détecteur sur la variabilité des coefficients de sensibilité a été étudiée. Des CS_m ont été obtenus pour toutes les tailles de champ à partir de la mesure de microMOSFET placés à la DSP de 98,5 cm, à la surface du fantôme XWU-IMRT dans les configurations suivantes :

- Sous une couche de 15 mm de bolus de densité identique à celle du capuchon ($\rho = 1,03 \text{ g.cm}^{-3}$).
- Avec le capuchon maison : l'épaisseur eau équivalente au-dessus du microMOSFET est estimée à 5,65 mm à 6 MV.
- Sans matériel assurant la mise à l'équilibre électronique : l'épaisseur équivalente au-dessus du volume sensible du microMOSFET est estimée à 0,5 mm à 6 MV (build-up inhérent au détecteur).

Pour chaque condition, la réponse des microMOSFET a été normalisée à la lecture de 98×98 mm². Les résultats ont été comparés aux facteurs de diffusion obtenus dans les conditions de référence avec la PinPoint en position verticale en utilisant le coefficient de corrélation de Spearman ($\alpha < 0,05$). Les résultats ont été analysés en utilisant : l'amplitude de variation, l'écart type, la moyenne, l'écart (%) par rapport à la dose prescrite et le coefficient de variation.

4.1.2 RESULTATS

La variabilité maximale des coefficients de sensibilité est de 3,53 % ; elle est obtenue pour les microMOSFET seuls. La variabilité des coefficients de sensibilité placé sous 15 mm de bolus, i.e. dans des conditions totales d'équilibre électronique sur l'axe du faisceau, et équipé du capuchon maison est du même ordre et vaut respectivement 1,78 % et 1,67 %.

La figure 4.8 représente la réponse normalisée des microMOSFET obtenue pour chaque condition d'équilibre électronique et les facteurs de diffusion obtenus avec la chambre PinPoint en fonction de la taille de champ. Les coefficients de corrélation sont regroupés dans le tableau 4.5. La plus forte corrélation de la réponse des détecteurs avec les facteurs de diffusion est observée avec les microMOSFET équipés de capuchon et les microMOSFET seuls et elle vaut 0,976.

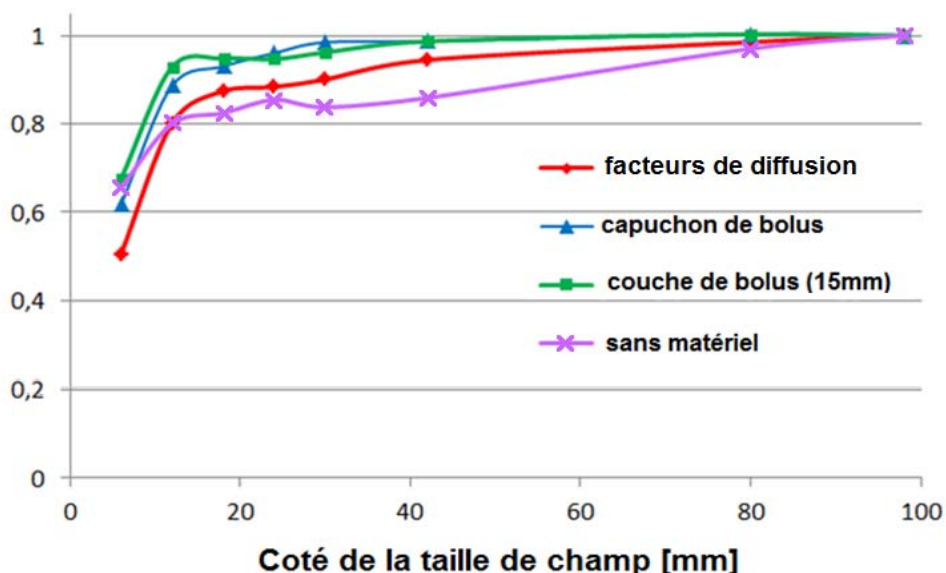


FIGURE 4.8 : Facteurs de diffusion mesurés avec la chambre PinPoint (◇) et réponse normalisée des microMOSFET obtenue sous 15 mm de bolus (□), équipé du capuchon maison (△) et seuls (×) en fonction du côté de la taille de champ explorée [mm].

	Total Scatter Factor	15 mm bolus	microM. seul	Cap. bolus
F. Diff	1,000	0,952	0,976	0,976
15 mm bolus	0,976	1,000	0,905	0,976
microM. seul	0,976	0,905	1,000	0,952
Cap. bolus	0,952	0,976	0,952	1,000

TABLEAU 4.5 : Coefficients de corrélation de Spearman obtenus pour chaque condition à la surface, pour les tailles de champ comprises entre 98×98 mm² et 6×6 mm².

4.1.3 DISCUSSION

La variabilité des coefficients de variabilité obtenue pour les microMOSFET en conditions totales et partielles d'équilibre électronique est similaire aux résultats obtenus avec MOSFET (1,80 %) pour un intervalle-inter mesure de 5 minutes. Par ailleurs une bonne corrélation a été trouvée entre les mesures de microMOSFET avec capuchon et les facteurs de diffusion totale (« Total Scatter Factors », $S_{c,p}$) mesurés avec la chambre d'ionisation PinPoint, ce qui est encourageant pour la mesure de la dose dans les petits champs.

5. EVALUATION EN CONDITIONS REALISTES DES MICROMOSFET

Afin d'évaluer la réponse des microMOSFET avec « capuchon maison », calibrés avec la méthode de calibration optimisée, des mesures de dose ont été réalisées sur le fantôme tête.

5.1 MATERIEL ET METHODES

La méthodologie utilisée est identique à celle décrite dans la partie §3.3. Les mesures de dose ont été effectuées dans les conditions géométriques d'irradiation des quatre PTV décrits précédemment. Afin d'explorer les tailles de champs de plus faibles dimensions, les caractéristiques de deux PTV supplémentaires ont été définies comme suit :

A l'angle de faisceau 0° , les tailles du champ carré équivalent correspondantes aux deux nouveaux volumes cibles explorés sont : $10,1 \times 10,1 \text{ mm}^2$ et $8,0 \times 8,0 \text{ mm}^2$. Les DSP et angulations de bras correspondantes sont reportées dans le tableau 4.6.

PTV n°5 : $10,1 \times 10,1 \text{ mm}^2$	Angulations ($^\circ$)	0	10	30	60	90	120	240
PTV n°6 : $8,0 \times 8,0 \text{ mm}^2$	DSP (cm)	97,02	97,04	96,76	96,24	95,48	93,03	90,78

TABLEAU 4.6 : Pour les PTV 5 et 6, angulations de bras et DSP correspondantes obtenues pour l'étude en conditions réalistes sur fantôme tête avec microMOSFET.

5.2 RESULTATS

La figure 4.9 représente les résultats de la dose mesurée pour les formes irrégulières obtenues à partir des 6 PTV à différentes angulations, lorsque les CS_c sont appliqués à la lecture du microMOSFET munis du capuchon maison. L'écart moyen est de $|2,88 \%$ pour toutes les DSP et sur l'ensemble des formes de champ irrégulières. Le CV total est de 2,84 %. Toutes les doses calculées sont comprises entre -7,46 % et +3,69 %. Pour les 4 premiers PTV,

l'écart moyen est plus faible avec les microMOSFET ($|2,47\%|$ contre $|2,53\%|$), mais le coefficient de variation CV est de 2,82 % contre 1,82 %. Le tableau 4.7 résume les résultats statistiques correspondants.

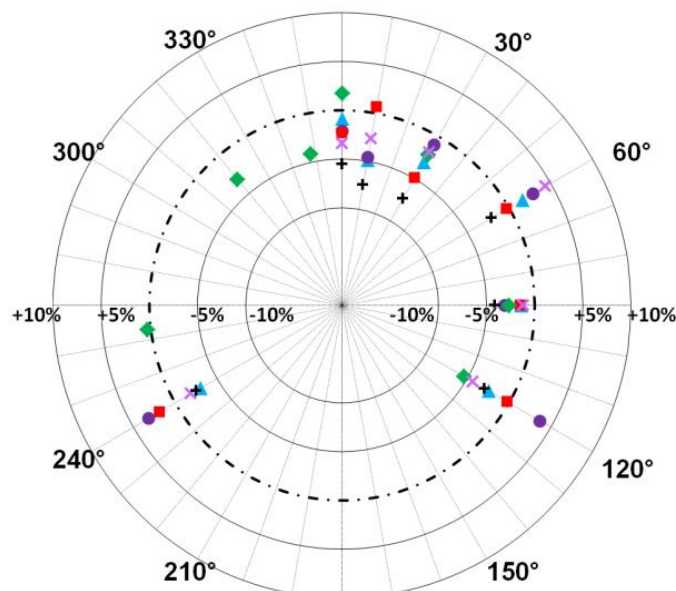


FIGURE 4.9 : Variation de la dose mesurée par microMOSFET par rapport à la dose prescrite pour les formes de champ irrégulières obtenue en appliquant les CS_c déterminés par la formule de Sterling. La ligne en pointillé représente la dose prescrite alors que les symboles en couleur représentent les doses mesurées pour la série de taille de champ de $33,5 \times 33,5 \text{ mm}^2$ (Δ), $23,0 \times 23,0 \text{ mm}^2$ (\circ), $21,8 \times 21,8 \text{ mm}^2$ (\square), $18,8 \times 18,8 \text{ mm}^2$ (\diamond), $10,1 \times 10,1 \text{ mm}^2$ (\times) et $8,0 \times 8,0 \text{ mm}^2$ ($+$).

	Série de taille de champ irrégulière explorée [mm^2]											
	33,5×33,5		23,0×23,0		21,8×21,8		18,8×18,8		10,1×10,1		8,0×8,0	
	MOS.	microM.	MOS.	microM.	MOS.	microM.	MOS.	microM.	microM.	microM.		
Moyenne [cGy]	97,77	98,00	96,16	99,85	97,45	99,05	98,66	97,80	98,43	95,42		
Ecart-type [cGy]	2,28	2,06	0,92	3,37	2,19	2,22	0,61	2,49	2,82	2,25		
CV [%]	2,34	2,10	0,96	3,38	2,25	2,24	0,61	2,55	2,83	2,36		
Ecart-Moyen [%]	2,23	2,47	3,84	2,94	2,73	1,66	1,34	2,80	2,82	4,58		

TABLEAU 4.7 : Résultats obtenus en appliquant CS_c à chaque série A de forme irrégulière pour les MOSFET (MOS.) et microMOSFET (microM.)

5.3 DISCUSSION

L'étude menée dans les conditions géométriques d'irradiation des quatre PTV explorés avec MOSFET montre que l'écart moyen est plus faible avec les microMOSFET ou comparable à celui des MOSFET (excepté pour la taille de champ de $18,8 \times 18,8 \text{ mm}^2$, mais l'écart moyen reste inférieur à 3 %). Le phénomène de sous-estimation de la dose délivrée induit par l'utilisation de la loi de l'inverse carré des distances et de la formule de Sterling-

Worthley est observé également ici. Cependant, pour les tailles de champ identiques, ce phénomène est moins dominant comme l'amplitude des écarts est plus recentrée autour de la dose prescrite (jusqu'à 18.8×18.8mm²: -5,40 % à +3,69 % pour les microMOSFET contre -7,0 % à +1,49 % pour les MOSFET).

De façon attendue, en regard du débordement géométrique et du phénomène de sous-estimation de la dose, les plus grandes variations ont été observées pour les plus petites tailles de champ explorées, i.e. 8,0×8,0 mm² (4,58 %). Une évaluation de la méthode d'interpolation bilinéaire en 2D permettant de trouver le coefficient de sensibilité approprié à la géométrie d'irradiation a été menée pour les tailles de champ irrégulières, jusqu'à 8,0×8,0 mm². Combinée à l'utilisation des microMOSFET munis du capuchon maison, cette méthode donne des résultats satisfaisant pour la dosimétrie in vivo (< 5 %).

Le modèle de la formule du carré équivalent influe donc sur la précision de la détermination des coefficients de sensibilité pour les tailles de champ irrégulières et nécessite donc d'être optimisée.

6. FORMULE DU CHAMP CARRE EQUIVALENT OPTIMISEE

Les algorithmes de convolution/superposition ont réduit l'intérêt des formules de carré équivalent dans les calculs de doses sur TPS. Cependant, dans des situations pratiques, comme celles rencontrées en dosimétrie in vivo, la formule du champ carré équivalent reste très importante lorsque les conditions géométriques de mesure de dose diffèrent des conditions géométriques de référence utilisées pour la calibration des détecteurs.

Le champ carré équivalent est défini comme le champ carré présentant les mêmes caractéristiques sur l'axe central du faisceau qu'un champ quelconque. Plus tard, le champ carré a été appliqué aux facteurs de diffusion et de sortie de l'accélérateur (Clarkson *et coll.*, 1941). La formule du champ carré équivalent E, la plus utilisée est celle de Sterling-Worthley (Sterling, 1964 ; Worthley, 1966), qui est définie par :

$$E = \frac{2XY}{X + Y} \quad (4.2)$$

Où X et Y sont les dimensions du champ d'irradiation.

Comme expliqué dans l'étude en conditions réalistes, cette formule présente toutefois des limitations s'exprimant tout particulièrement dans les conditions de petits champs de formes irrégulières. Vadash et Bjärngard ont ainsi démontré que la formule de Sterling-Worhtley modélisait mal le rayonnement diffusé de la tête de l'accélérateur (en anglais « head scatter factor ») et ils ont proposé une formule de substitution permettant d'obtenir une congruence de 1 % entre les facteurs de diffusion du collimateur mesurés et calculés, pour des tailles de champ jusqu'à 40 mm de côté (Vadash et Bjärngard, 1993). Cependant, cette dernière formule ne prend pas en compte le manque d'équilibre électronique latéral dans le milieu diffusant (Thomas *et coll.*, 2008). Ces deux formules surestiment donc la dose obtenue pour les tailles de champ inférieures à 30 × 30 mm².

Une formule plus récente, introduite par Thomas *et coll.*, permet de modéliser plus précisément les modifications qui interviennent au niveau du diffusé de la tête de l'accélérateur et du milieu diffusant quand la taille du champ diminue (Thomas *et coll.*, 2008). Dans cette étude, les dimensions des tailles de champ sont supérieures à 10 mm. La formule de Thomas est définie par :

$$E = (B + 1) \frac{X_{\min} X_{\max}}{(B X_{\min} + X_{\max})} \quad (4.3)$$

$$\text{avec } B = a + b \ln(X_{\min}) \quad (4.4)$$

Où les facteurs a et b sont des paramètres propres à l'accélérateur linéaire, déterminés par la mesure.

Afin d'explorer les tailles de champ jusqu'à 6 × 6 mm², et d'inclure les géométries à forte excentricité, la formule de Thomas *et coll.*, a été adaptée pour obtenir la relation :

$$E = (B + 1) \frac{X_{\min} X_{\max}}{(B X_{\min} + X_{\max})} \quad (4.5)$$

$$\text{avec } B = a + b \left(\frac{\ln(X_{\max})}{\sqrt{X_{\max}}} \right) \quad (4.6)$$

Où a et b sont des facteurs à valeur fixe ajustés à partir des courbes de facteur de diffusion.

6.1 FORMES DE CHAMP RECTANGULAIRES

6.1.1 MATERIEL ET METHODES

Afin d'évaluer la formule du champ carré équivalent de Thomas adaptée localement, d'abord dans des conditions géométriques simples, différentes tailles de champ rectangulaires A ont été définies, incluant les conditions de petits champs et de forte excentricité : 6×18 , 6×24 , 12×98 , 12×42 , 18×98 , 6×80 , 24×42 , 24×80 , 30×98 , 42×80 et 60×98 mm².

Sur le TPS, les facteurs de diffusion S_{pc} ont été calculés pour les tailles de champ carré C de 98×98 à 6×6 mm² et à 5 cm de profondeur d'un fantôme d'eau numérique de dimensions considérées infinies. A profondeur identique, la dose a été calculée pour les tailles de champ A, puis normalisée afin d'obtenir le facteur de diffusion correspondant sur la courbe des facteurs de diffusion S_{pc} . La taille de champ carré C correspond à l'abscisse du facteur de diffusion obtenu pour la taille de champ A.

Pour les tailles de champ A, la taille du champ carré équivalent E et E' a été calculée en appliquant respectivement la formule de Sterling-Worthley et la formule optimisée. La valeur de E ou E', a été reportée sur la courbe des S_{pc} afin d'obtenir le facteur de diffusion associé.

La variation entre le facteur de diffusion obtenue pour la taille C et E/E' a été a ensuite été calculée d'après la relation :

$$(\Delta S_{pc})_{E,E'} = \frac{(S_{pc})_{E,E'} - (S_{pc})_C}{(S_{pc})_C} \times 100 \quad (4.7)$$

Où $(S_{pc})_{E,E'}$ est le facteur de diffusion calculé pour la taille du champ carré équivalent E obtenue par la formule de Sterling ou E' obtenue par la formule du champ carré équivalent optimisée, à partir des dimensions de la taille du champ A, et $(S_{pc})_C$ est le facteur de diffusion obtenu en reportant sur la courbe le facteur de diffusion calculé pour la taille de champ de dimensions A et correspondant sur l'axe des abscisses à la taille carré de dimension C.

6.1.2 RESULTATS

La figure 4.10 représente la variation sur le facteur de diffusion $(\Delta S_{pc})_{E,E'}$ induite par l'utilisation des formules de carré équivalent de Sterling, Thomas et Thomas optimisée en fonction de la taille du champ C.

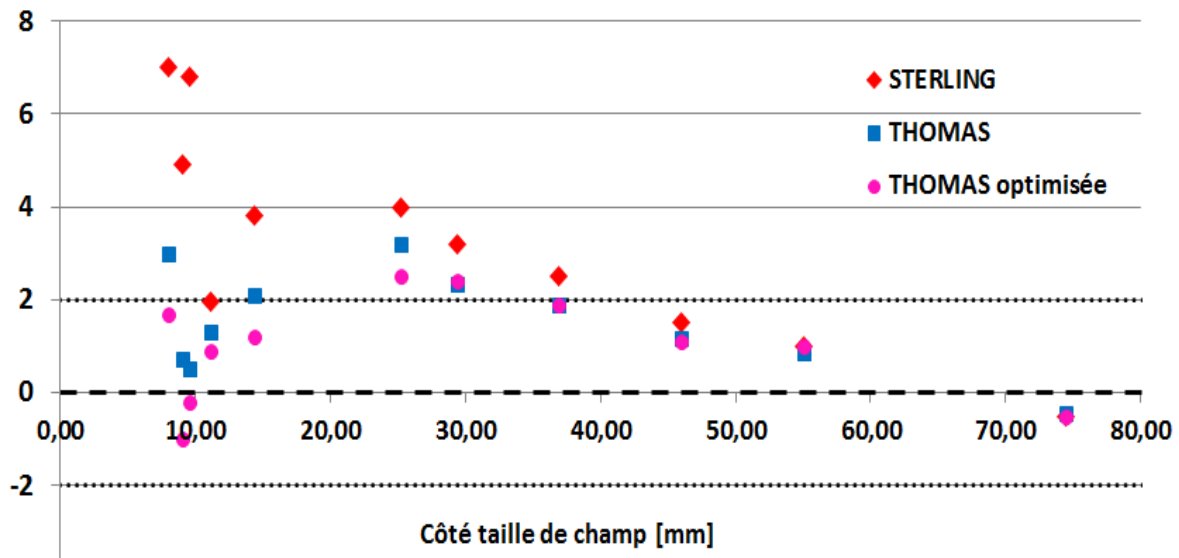


FIGURE 4.10 : Variation $(\Delta S_{pc})_{E,E'}$ (%) induite par l'utilisation des formules de carré équivalent de Sterling et de la formule optimisée sur le facteur de diffusion obtenu pour le coté de la taille de champ C.

6.1.3 DISCUSSION

L'influence de l'utilisation de la formule du champ carré équivalent de Serling et de la formule de Thomas optimisée sur la variation sur le facteur de diffusion $(\Delta S_{pc})_{E,E'}$ montre que l'erreur liée à l'utilisation de la formule de Sterling augmente relativement plus vite lorsque la taille de champ C diminue et que les conditions de déséquilibre électronique latéral sont rencontrées. Avec l'utilisation de la formule de Thomas, l'erreur résultante est réduite, mais une meilleure précision est obtenue en appliquant la formule de Thomas optimisée, avec une approximation comprise entre -1,2 % et +2 %.

6.2 FORMES DE CHAMP IRREGULIERES

6.2.1 MATERIEL ET METHODES

Pour se placer dans des conditions plus proches de la réalité, de nouveaux coefficients de sensibilité CS_C ont été calculés à partir des formes de champ irrégulières et DSP explorées avec MOSFET et microMOSFET. En utilisant la même méthodologie, l'impact sur la dose mesurée a été évalué.

6.2.2 RESULTATS

La figure 4.11 représente la variation de dose mesurée par MOSFET par rapport à la dose prescrite pour les formes de champ irrégulières, obtenue en appliquant les CS_c déterminés à partir de la formule du champ carré équivalent optimisée à la lecture du détecteur. Le tableau 4.8 regroupe les résultats statistiques correspondants. En appliquant CS_c l'écart moyen est $|1,93 \%$ pour toutes les DSP et les tailles de champs explorées. Les mesures de dose sont comprises entre $-3,87 \%$ et $+4,8 \%$. Le CV est égal à $2,21 \%$.

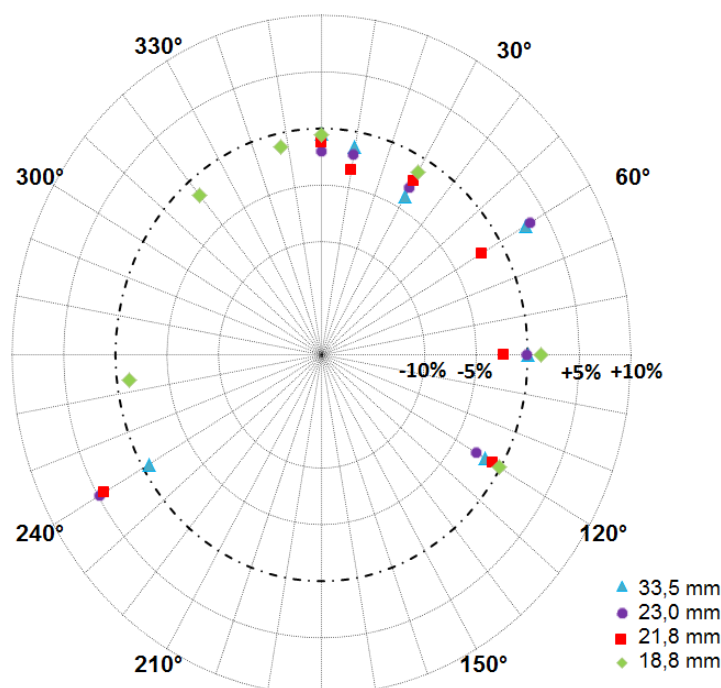


FIGURE 4.11 : Variation de dose mesurée par MOSFET par rapport à la dose prescrite pour les formes de champ irrégulières, obtenue en appliquant les CS_c déterminés à partir de la formule du champ carré équivalent optimisée, à la lecture du détecteur. La ligne en pointillé représente la dose prescrite alors que les symboles en couleur représentent les doses mesurées pour chaque série de taille de champ explorée.

	Série de taille de champ explore en conditions réalistes [mm ²]			
	33,5×33,5	23,0×23,0	21,8×21,8	18,8×18,8
	CS_c	CS_c	CS_c	CS_c
Moyenne [cGy]	99,3	99,67	98,87	99,29
Ecart-type [cGy]	2,08	3,1	2,57	0,99
CV [%]	2,06	3,11	2,59	1
Variation [%]	1,62	2,65	2,38	1,07

TABLEAU 4.8 : Résultats obtenus en appliquant CS_c à chaque série A de forme irrégulière calculée en utilisant la formule du champ carré équivalent optimisée pour les MOSFET

La figure 4.12 représente la variation de dose mesurée par microMOSFET par rapport à la dose prescrite pour les formes de champ irrégulières, obtenue en appliquant les CS_c déterminés à partir de la formule du champ carré équivalent optimisée à la lecture du

détecteur. Le tableau 4.9 regroupe les résultats statistiques correspondants. En appliquant CS_c l'écart moyen est $|1,96 \%$ pour toutes les DSP et les tailles de champs explorées. Les mesures de dose sont comprises entre $-3,34 \%$ et $+5,71 \%$. Le CV est égal à $2,21 \%$.

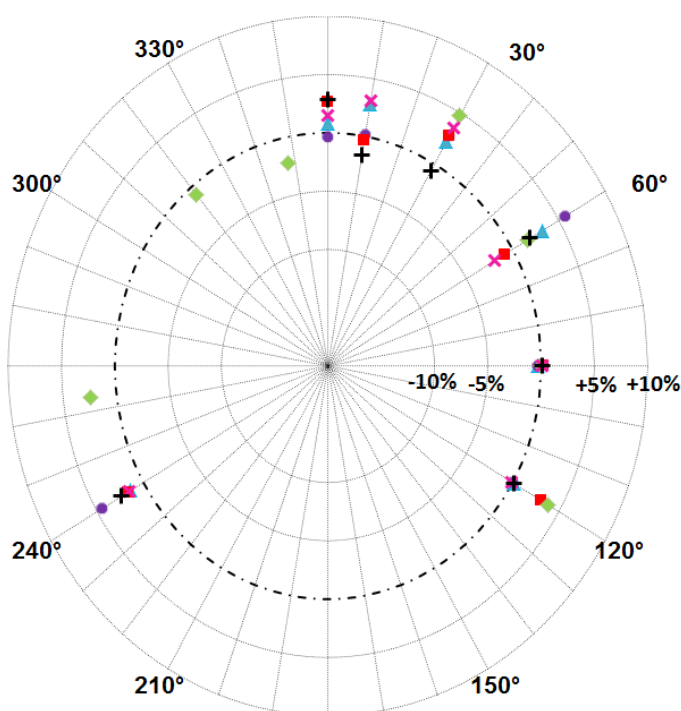


FIGURE 4.12: Variation de dose mesurée par microMOSFET normalisée à la dose prescrite pour les formes de champ régulières obtenue en appliquant les CS_c déterminés à partir de la formule du champ carré équivalent optimisée. La ligne en pointillé représente la dose prescrite alors que les symboles en couleur représentent les doses mesurées pour la série de taille de champ de $33,5 \times 33,5 \text{ mm}^2$ (Δ), $23,0 \times 23,0 \text{ mm}^2$ (\circ), $21,8 \times 21,8 \text{ mm}^2$ (\square), $18,8 \times 18,8 \text{ mm}^2$ (\diamond), $10,1 \times 10,1 \text{ mm}^2$ (\times) et $8,0 \times 8,0 \text{ mm}^2$ (+).

	Série de taille de champ explore en conditions réalistes [mm^2]					
	33,5×33,5	23,0×23,0	21,8×21,8	18,8×18,8	10,1×10,1	8,0×8,0
	CS_c	CS_c	CS_c	CS_c	CS_c	CS_c
Moyenne [cGy]	101,12	101,34	101,55	101,34	100,98	100,87
Ecart-type [cGy]	1,99	3,13	1,57	2,56	2,00	1,68
CV [%]	1,97	3,09	1,54	2,53	1,99	1,62
Variation [%]	1,88	2,41	1,90	2,28	1,74	1,55

TABLEAU 4.9 : Résultats obtenus en appliquant CS_c à chaque série A de forme irrégulière calculée en utilisant la formule du champ carré équivalent optimisée pour les microMOSFET

6.2.3 DISCUSSION

L'utilisation de la formule du champ carré équivalent optimisée dans la détermination des CS_c a permis d'augmenter de façon significative la précision de la dose mesurée par les MOSFET et microMOSFET pour les tailles de champ de formes irrégulières, en particulier pour les plus petites tailles de champs. L'utilisation de la formule du champ carré équivalent optimisée a permis de recentrer l'amplitude de distribution des mesures des microMOSFET autour de la dose prescrite (CV = 2,84 % contre CV = 2,21 %).

SYNTHESE

Une méthode de calibration optimisée pour l'utilisation de détecteurs MOSFET et microMOSFET équipés de capuchon et positionnés à la surface pour la mesure de dose en radiochirurgie stéréotaxique a été développée. Elle implique la calibration individuelle des détecteurs à la surface, réalisée dans les conditions d'utilisation proches de celles de la clinique. Les coefficients de sensibilité CS_m ont été déterminés à partir de trois mesures réalisées pour une DSP et une taille de champ donnée. Le nombre d'UM a été calculé par le TPS afin de délivrer une dose de 2,5 Gy.

Dans l'idée d'optimiser le temps et la précision du processus de calibration, les résultats ont montré que le nombre de mesures à réaliser peut être réduit par l'utilisation de la loi de l'inverse carré des distances, tout en conservant un échantillonnage fin (6 mm) des tailles de champ en condition de déséquilibre électronique latéral. L'influence du délai inter-mesure sur la variabilité des coefficients de sensibilité a été étudiée. Un intervalle de 5 minutes pour la méthode de calibration optimisée présente donc une solution acceptable pour l'activité clinique en regard du gain de précision obtenu pour les coefficients de sensibilité (1,80 %). L'uniformité du lot étant du même ordre que la répétabilité de mesure du détecteur, calibrer un seul MOSFET pour un lot et une seule fois avec un intervalle de 5 minutes semble réaliser le meilleur compromis entre temps de calibration et précision des coefficients de sensibilité.

Une évaluation de la méthode de calibration et des détecteurs dans les conditions géométriques d'irradiation rencontrées en radiochirurgie stéréotaxique a été réalisée. Sur la gamme des champs de formes irrégulières explorées, l'écart moyen est de $|2,53 \%$ pour les MOSFET, et de $|2,88 \%$ pour les microMOSFET. En dépit des approximations effectuées par l'utilisation de la loi de l'inverse carré des distances et de la formule du champ carré équivalent de Sterling, les résultats sont donc satisfaisants pour l'usage de ces détecteurs en tant que dosimètres in vivo pour des tailles de champ minimales de $18 \times 18 \text{ mm}^2$ et $6 \times 6 \text{ mm}^2$.

La formule du champ carré équivalent de Thomas a été optimisée dans l'idée d'intégrer le manque de déséquilibre électronique latéral rencontré dans les plus petites tailles de champ. Ces nouveaux coefficients de sensibilité, une fois appliqués aux mesures de MOSFET et microMOSFET ont abouti à réduire significativement les écarts de dose observés lors de l'utilisation de la formule de Sterling.

Chapitre 5 : Etude de la sensibilité de l'erreur

INTRODUCTION

L'objectif de ce chapitre est d'optimiser le niveau de détection de l'erreur des MOSFET et microMOSFET placés à la surface et de quantifier l'impact sur la distribution de dose du volume lésionnel, que provoquerait une erreur sur l'un des paramètres de traitement, dans le cas d'irradiation en faisceaux fixes de dimensions variables.

L'idée sous-jacente est d'établir la sensibilité des détecteurs à un type d'erreur en fonction de leur importance. La méthode numérique de reconstruction des structures en 3D et de l'erreur de distribution de dose liée aux positions du bras, de la table de traitement, du collimateur, de l'isocentre en 3D ou bien encore des mâchoires est présentée.

En seconde partie de ce chapitre, les résultats des simulations ont été discutés en s'intéressant à l'impact d'une erreur selon son type, son impact sur la dose à l'isocentre, la couverture de l'enveloppe lésionnelle et la distribution de dose équivalente obtenue à la surface. A partir de ces résultats, la détectabilité des MOSFET et microMOSFET à la surface a été précisée. In fine, l'étude a abouti à la proposition d'une méthode de positionnement de 5 détecteurs à la surface permettant d'obtenir une sensibilité maximale à l'erreur rencontrée dans l'un des paramètres de traitement.

.

1. MATERIEL ET METHODES

Cette partie détaille la méthodologie de reconstruction de la distribution de la dose aux structures en 3D et présente les indicateurs d'intérêt permettant l'évaluation de l'erreur selon son type et son importance.

1.1 RECONSTRUCTION DES STRUCTURES EN 3D PAR METHODE DE TRIANGULATION

La reconstruction des structures en 3D s'effectue en deux étapes. La première consiste en la segmentation de structures sur l'ensemble des coupes axiales tomодensitométriques du fantôme tête permettant d'obtenir les coordonnées des limites du volume à reconstruire dans l'espace tridimensionnel. A partir des données issues de la segmentation, une méthode de triangulation est appliquée pour le maillage en 3D de l'objet.

Le principe général de reconstruction de cette méthode, est de parvenir à une triangulation 3D du volume de l'organe en intégrant l'ensemble des triangulations en 2D de Delaunay réalisées pour le contour de l'organe sur chaque coupe TDM axiale. Ce type de reconstruction appartient à la catégorie des maillages non structurés, car la distribution des nœuds est aléatoire. En particulier dans le modèle de reconstruction de structures planes en 2D, la surface à reconstruire est discrétisée par des triangles issus d'une triangulation de Delaunay des points de données. La triangulation d'un ensemble de n points est obtenue telle qu'un cercle passant par trois points d'un triangle ne contienne aucun autre point.

La triangulation de Delaunay peut également être définie à partir de la construction préalable du diagramme de Voronoï des n mêmes points. Comme le montre la figure 5.1, dans ce cas précis, la triangulation est formée par l'ensemble des segments qui relie 2 des n points à conditions qu'ils soient les centres de deux polygones adjacents du diagramme de Voronoï.

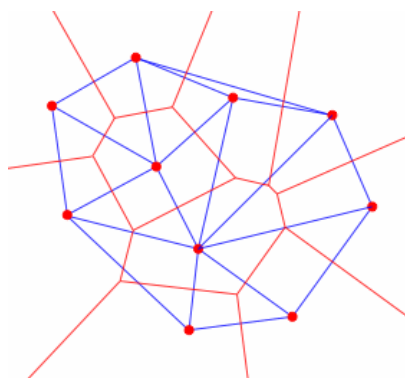


FIGURE 5.1 : Représentation du diagramme de Voronoï (trait rouge) d'un ensemble de n points et de la triangulation de Delaunay associée (en bleu)

La notion de triangulation de Delaunay peut être généralisée quelle que soit la dimension de l'espace considéré. En 3D et dans notre cas, des tétraèdres et de sphères sont utilisées. Pour l'appliquer, les points des contours définissant la structure d'intérêt doivent être situés sur des plans parallèles, ce qui est le cas pour les acquisitions volumiques reconstruites en coupes parallèles en TDM. Une superposition des diagrammes de Voronoï permet d'établir les connexions entre les triangles de deux coupes adjacentes afin de construire les tétraèdres de la triangulation 3D. Une fois celle-ci construite, seuls sont conservés les triangles (ou les faces) extérieurs pour obtenir une modélisation surfacique de l'enveloppe externe de la structure en 3D.

En pratique, les coupes axiales TDM utilisées pour la planification sous BrainScan 5.3.1 ont été importées sous Isogray (TPS commercialisé par Dosisoft®). Les coordonnées des contours des structures d'intérêt définies dans Isogray ont été extraites par une routine effectuée en C++ et la reconstruction de l'enveloppe a été effectuée sous Matlab®.

Les structures définies dans cette partie, ont été reconstruites en appliquant cette méthode de reconstruction.

1.1.1 POINT DE PRESCRIPTION DE DOSE

Les coordonnées de l'isocentre du plan de référence de chaque PTV ont été isolées afin d'évaluer l'impact de l'erreur sur la dose délivrée au niveau du point de prescription. La méthode de détermination de la dose dans cette étude se rapportant directement à l'isocentre, la dose à l'isocentre obtenue pour chaque cas correspond à la dose que doit mesurer le détecteur en surface, une fois le coefficient de sensibilité en $\text{mV}\cdot\text{cGy}^{-1}$ appliqué à sa lecture.

1.1.2 PTV

Les six PTV irréguliers utilisés pour l'étude statique avec microMOSFET ont été reconstruits en 3D (cf. Chap. 4, §4.6). Les tailles du champ carré équivalent pour les 6 PTV explorés sont respectivement :

32,7×32,7 mm², 22,4×22,4 mm², 19,7×19,7 mm², 17,1×17,1 mm², 10,1×10,1mm²
et 8,0×8,0 mm².

1.1.3 SURFACE EXTERNE ERODEE

La surface externe, (représentée en figure 5.2) définie par le contour géométrique physique du fantôme, permet de définir l'espace possible de positionnement des détecteurs.

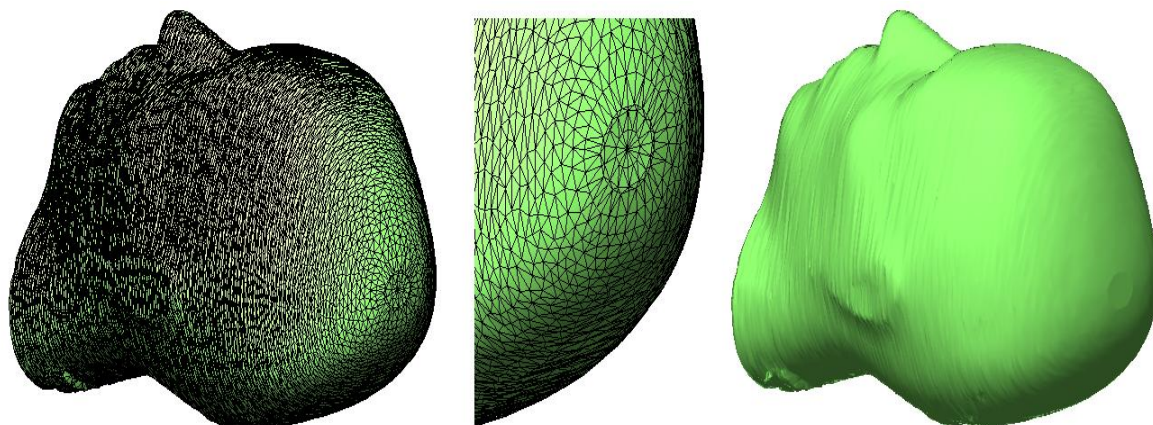


FIGURE 5.2 : Représentation en 3D sous Matlab[®] de la structure externe du fantôme tête obtenue par la méthode de reconstruction de triangulation en 3D calculée. A gauche et au milieu, les faces de la méthode de triangulation sont apparentes. A droite, l'enveloppe géométrique de la surface externe résultante.

A partir des coordonnées du contour externe, la surface externe a été contractée de 15 mm dans les 3 plans de l'espace afin d'obtenir une structure utile au calcul, et de se placer à la profondeur du maximum de dose. En effet, à la surface physique du fantôme, le calcul n'est pas permis. La topographie de distribution de dose au niveau de la surface de scalp érodée permet d'approcher celle 'vue' par le détecteur en surface, à la divergence du faisceau près.

La figure 5.3 représente la configuration spatiale de l'ensemble des structures reconstruites pour le fantôme tête.

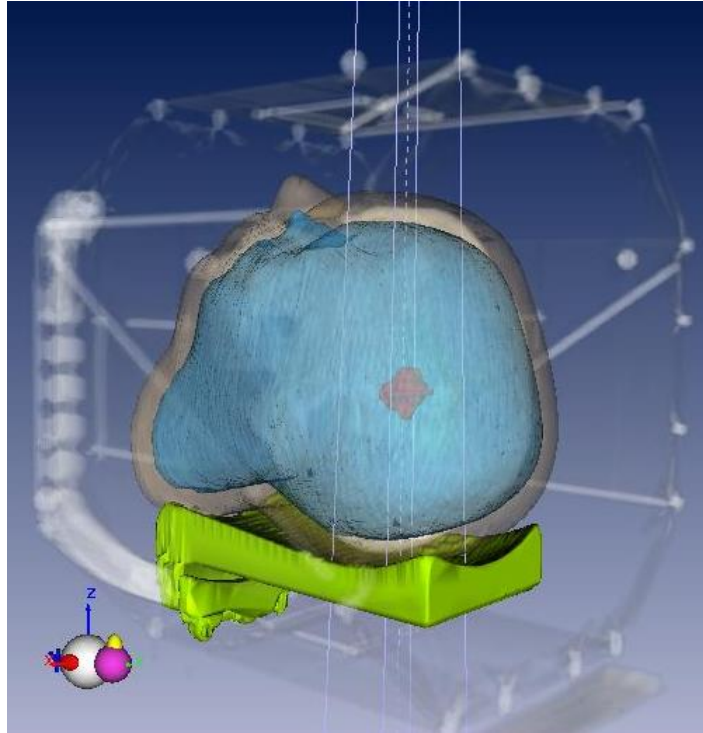


Figure 5.3 : Représentation dans l'espace 3D obtenue dans l'interface graphique d'Isogray de la structure externe (gris), de la surface érodée du fantôme tête (bleu) et du premier PTV exploré dans l'étude statique (rouge). Le support de tête a également été pris en compte pour le calcul de dose. En transparence sont visibles le cadre stéréotaxique et la boîte de repérage.

1.2 INTRODUCTION DE L'ERREUR DANS LES PARAMETRES DE TRAITEMENT

Cette partie expose la méthodologie retenue pour l'introduction de modifications des caractéristiques du plan balistique de chaque PTV. Le type et l'importance de l'erreur étudiée sont présentés. Au préalable la recette du TPS Isogray a été réalisée à partir des mesures réalisées dans une cuve à eau avec la chambre PinPoint. Puis, la congruence des calculs obtenus avec Isogray et Brainscan 5.3.1 a été vérifiée. Afin de placer l'étude en conditions de fluence fixe, le nombre d'UM calculé et les caractéristiques des plans balistiques des six PTV obtenus avec Brainscan 5.3.1 ont ensuite été injectés dans l'algorithme de calcul de dose de Clarkson-Cunningham du TPS Isogray pour obtenir les 6 plans de référence équivalents. Le calcul de la dose par la méthode de Clarkson s'effectue en discrétisant le champ d'irradiation en secteurs triangulaires, et en évaluant la contribution du rayonnement diffusé de chaque secteur en un point donné. S'appuyant sur la forme du champ d'irradiation, cette méthode est rapide et bien adaptée au cas des faisceaux fixes conformationnels dans un volume quasi-homogène avec très peu d'obliquité. Afin de s'affranchir des hétérogénéités des structures présentes au sein du fantôme tête, i.e. étudier uniquement l'influence des caractéristiques du plan balistique sur les structures d'intérêt, la valeur des densités électronique et massique du

volume diffusant ont été fixées à 1. A l'aide d'un programme développé en C++, une erreur a été introduite de manière indépendante et itérative dans les paramètres suivants d'un des faisceaux du plan balistique des six PTV.

1.2.1 POSITION DU POINT DE PRESCRIPTION DE DOSE (3D)

Des erreurs sont susceptibles d'apparaître lors du centrage du patient sur la table de traitement et d'engendrer une mauvaise position de l'isocentre. L'influence des erreurs liées à la position de l'isocentre a été étudiée en 3D, i.e. dans le plan latéral, longitudinal et vertical. Dans chaque direction, les coordonnées de l'isocentre ont été modifiées de façon itérative de $\pm 0,5, 1, 1,5, 2, 3, 4, 5, 7, 5, 8$ et 10 mm. Pour les PTV numérotés de 1 à 6, la profondeur de référence lorsque l'angulation du bras est à 0° vaut respectivement : $9,98$ cm, $9,98$ cm, $6,98$ cm, $2,98$ cm, $2,98$ cm et $2,98$ cm.

1.2.2 ANGULATIONS DU BRAS, DU COLLIMATEUR ET DE LA TABLE DE TRAITEMENT

L'angulation du bras, du collimateur et de la table de traitement ont été modifiées de façon indépendante de $\pm 1, 2, 3, 4,5, 7$ et 10° autour de la position du plan de référence.

1.2.3 PARAMETRES DE COLLIMATION

Les paramètres de collimation ont été modifiés en faisant varier de façon indépendante l'ouverture de chaque mâchoire d'un pas de $\pm 0,5, 1, 1,5, 2, 3, 4, 5, 7,5, 8$ et 10 mm autour de la position du plan de référence.

1.3 INDICATEURS D'INTERET

Les outils statistiques décrits dans cette partie permettent de confronter la distribution de dose calculée pour le plan contenant l'erreur à la distribution de dose calculée pour le plan de référence de chaque PTV. Ils constituent la base de l'évaluation de cette partie et sont appliqués à l'issue de chaque simulation d'erreur aux structures suivantes :

- Point de prescription de dose
- PTV
- Surface externe érodée

Les variables étudiées sont :

- D_{erreur} : La dose obtenue à chaque nœud de calcul des structures du plan contenant l'erreur
- D_{ref} : La dose obtenue à chaque nœud des structures du plan de référence
- L'Index de couverture de l'enveloppe lésionnelle (I_{CEL}) : cet index a été défini comme le pourcentage de l'enveloppe du PTV obtenu avec présence d'une erreur dans les paramètres de traitement recevant au moins 95 % de la dose prescrite du plan de référence. Lorsque les distributions de dose obtenues pour l'erreur et la référence sont identiques, l' I_{CEL} atteint sa valeur idéale et vaut 1. A l'inverse, si la distribution de dose de l'enveloppe obtenue pour l'erreur diverge de plus de 5 % pour tous les nœuds de l'enveloppe, alors la valeur de l' I_{CEL} est nulle.

Le principe général d'évaluation de l'erreur des paramètres de traitements (isocentre, bras, table, collimateur, mâchoire) sur les plans de référence des six PTV est représenté dans la figure 5.4.

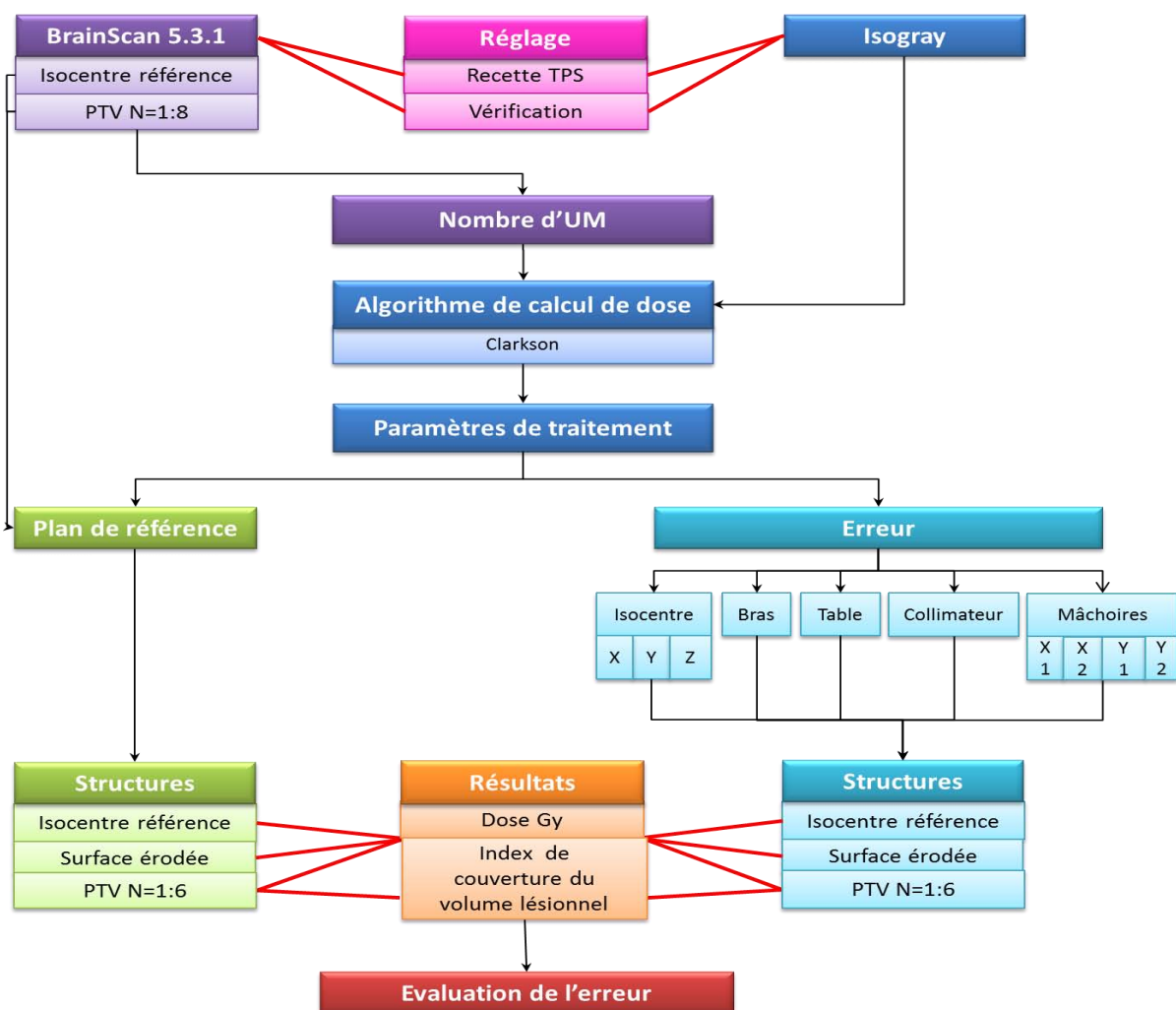


FIGURE 5.4 : Principe général d'évaluation de l'erreur des paramètres de traitements sur les plans de référence des six PTV.

2. SIMULATIONS

Cette partie regroupe l'analyse des simulations. Les résultats sont présentés et discutés au niveau de l'isocentre, du PTV et de la surface externe érodée (cf. §1.1).

2.1 INFLUENCE DE L'ERREUR SUR LA DOSE A L'ISOCENTRE

2.1.1 RESULTATS

La figure 5.5 représente la distribution des erreurs obtenues à l'isocentre pour le PTV n° 1 correspondant à la taille de champ de 32,7×32,7 mm². Dans le plan horizontal, cette figure montre la variation des six paramètres (soit en mm, soit en degrés) de manière indépendante, et l'erreur résultante calculée au point de prescription de dose est comparée à celle obtenue avec le plan de référence afin de quantifier la variation de dose induite par chaque modification de paramètre.

Sur la figure 5.5, au point de prescription, les erreurs sont comprises entre -1 cGy et +2 cGy pour l'ensemble des erreurs étudiées (soit comprises entre -1 % et +2 % par rapport à la dose prescrite).

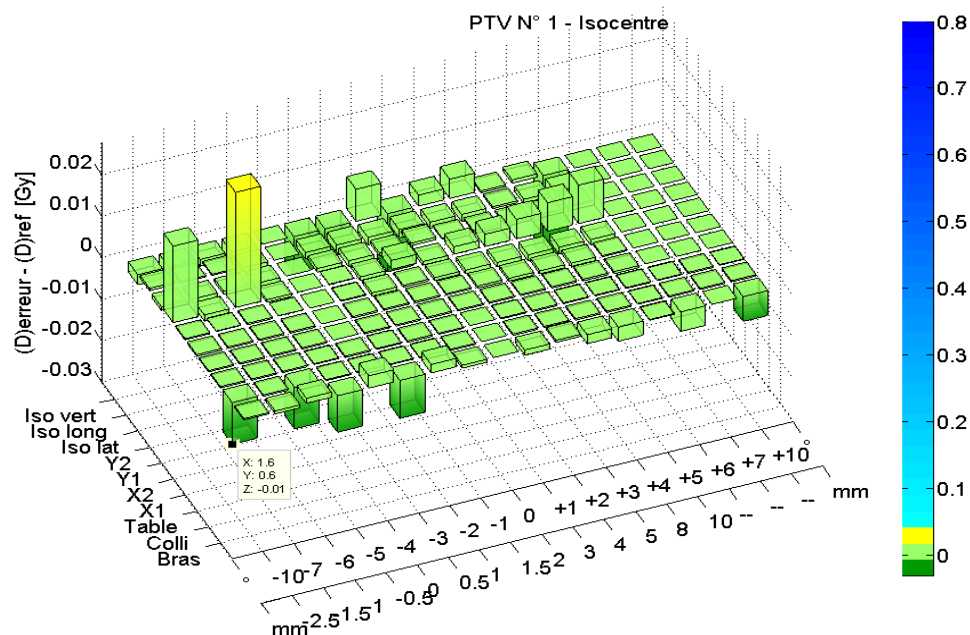


FIGURE 5.5 : Erreur absolue (Gy) obtenue au point de prescription pour le PTV n° 1 correspondant à une taille de champ de 32,7×32,7 mm² pour chaque modification du paramètre du plan étudié.

La figure 5.6 représente la distribution des erreurs obtenues à l'isocentre pour le PTV n° 2 correspondant à la taille de champ de 22,4×22,4 mm². Les résultats montrent que l'erreur au point de prescription de dose devient supérieure à 5 % pour des déplacements de la mâchoire en Y2 de 1 et 2 mm. Des erreurs de l'ordre de 10 % et 40 % sont obtenues lorsque la position de l'isocentre varie de 2 et 10 mm dans le plan latéral et longitudinal. Pour ce PTV, il n'y a pas d'influence notable sur la dose à l'isocentre lorsque la position dans le plan vertical varie. L'erreur obtenue pour les autres paramètres de traitement est comprise entre 1 et 2 cGy.

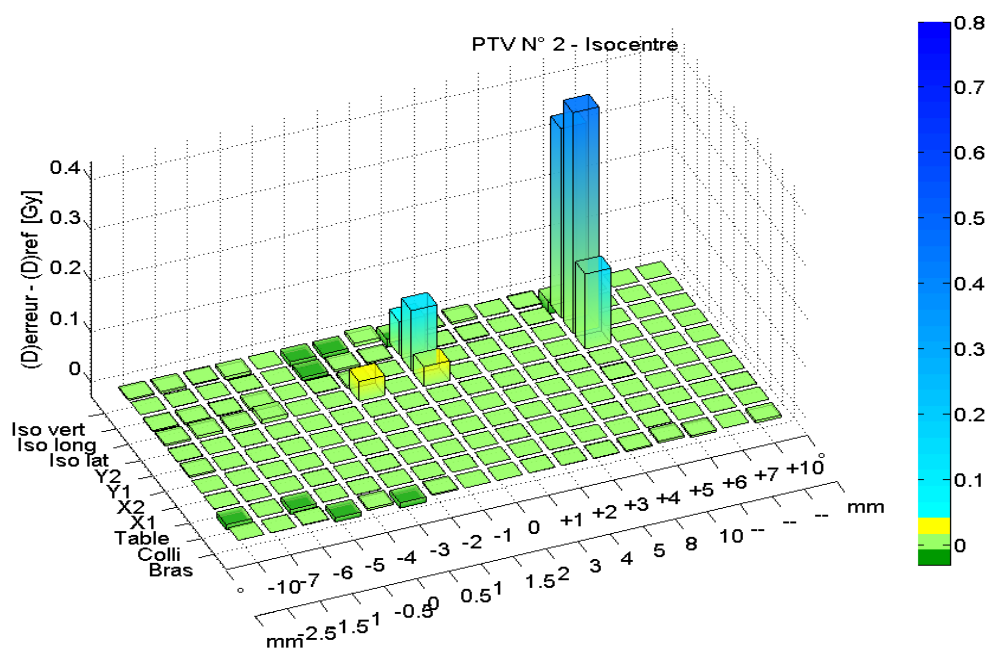


FIGURE 5.6 : Erreur absolue (Gy) obtenue au point de prescription pour le PTV n° 2 correspondant à une taille de champ de 19,7×19,7 mm² pour chaque modification du paramètre du plan étudié.

La figure 5.7 représente la distribution des erreurs obtenues à l'isocentre pour le PTV n° 3 correspondant à la taille de champ de 19,7×19,7 mm². Pour le PTV n° 3 correspondant à la taille de champ de 19,7×19,7 mm² du plan de référence, l'erreur au point de prescription de dose s'élève jusqu'à 80 % pour des variations dans le plan longitudinal comprises de 2 et 10 mm de la position initiale de l'isocentre. L'erreur obtenue pour les autres paramètres de traitement est comprise entre 1 et 2 cGy.

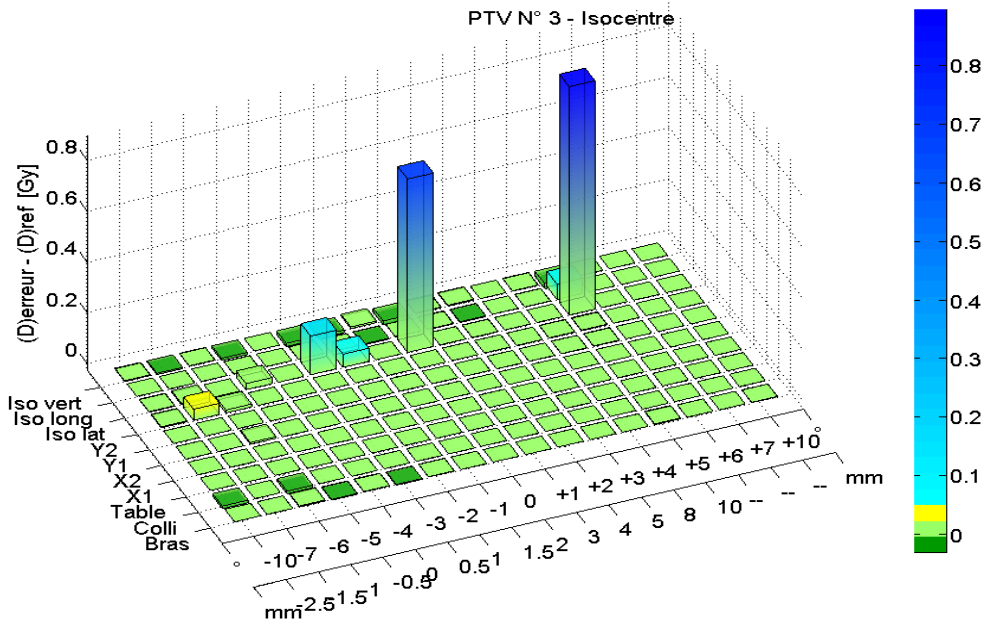


FIGURE 5.7 : Erreur absolue (Gy) obtenue au point de prescription pour le PTV n ° 3 correspondant à une taille de champ de 19,7×19,7 mm² pour chaque modification du paramètre du plan étudié.

La figure 5.8 représente la distribution des erreurs obtenues à l'isocentre pour le PTV n ° 4 correspondant à la taille de champ de 17,1×17,1 mm². L'erreur au point de prescription de dose atteint 5 % et 8 % lorsque la position de l'isocentre dans le plan latéral et longitudinal varie à hauteur de 0,5 et 1 mm par rapport à la position de référence. L'erreur s'élève à 10 % et 40 % pour des variations de 2 mm et vaut 80 % pour des variations de 10 mm dans les mêmes plans. Pour les pas itératifs équivalents, l'erreur obtenue pour des variations de la position de la mâchoire Y2 atteint la valeur de 7 %, 8 % et 30 %. L'erreur obtenue pour les autres paramètres de traitement est comprise entre 1 et 2 cGy.

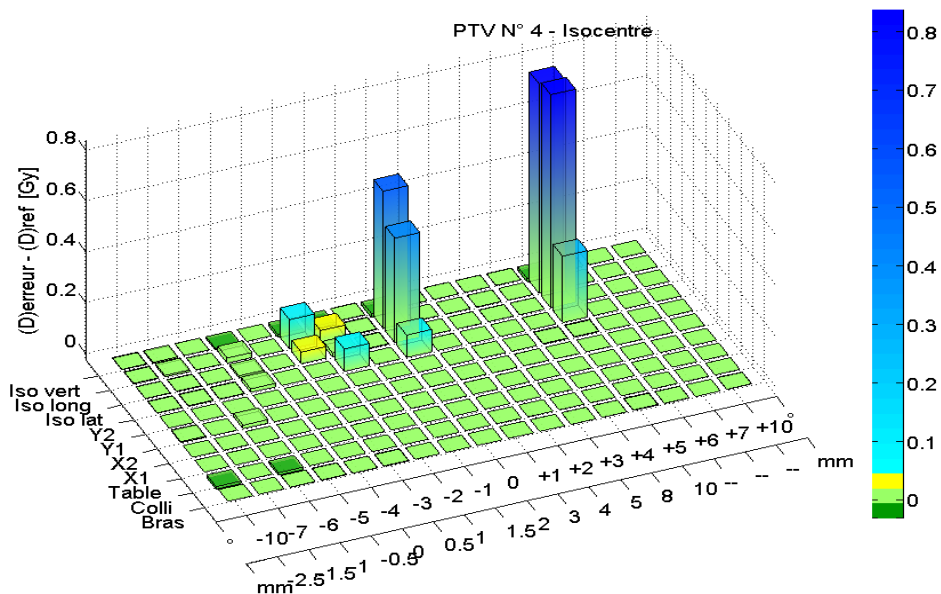


FIGURE 5.8 : Erreur absolue (Gy) obtenue au point de prescription pour le PTV n ° 1 correspondant à une taille de champ de 17,1×17,1 mm² pour chaque modification du paramètre du plan étudié.

La figure 5.9 représente la distribution des erreurs obtenues à l'isocentre pour le PTV n° 5 correspondant à la taille de champ de 10,1×10,1 mm². Les erreurs sont maximales pour des variations de positions dans le plan longitudinal de l'isocentre, et elles sont comprises entre 7 % et 80 % pour des pas itératifs d'erreur de 0,5 mm à 10 mm. Des erreurs d'intensité plus réduites sont obtenues également lorsque des variations dans le plan latéral sont obtenues au point de prescription de dose, l'amplitude est comprise entre 7 % et 20 %. Des erreurs liées au déplacement des mâchoires en Y2 apparaissent pour des pas de 3, 4, 8 et 10 mm et elles valent respectivement 5 %, 7 %, 30 % et 70 %. Des erreurs liées au déplacement des mâchoires en X2 apparaissent pour des pas de -0,5 et 10 mm et valent respectivement 5 %, et 15 %. L'erreur obtenue pour les autres paramètres de traitement est comprise entre 1 % et 2 %.

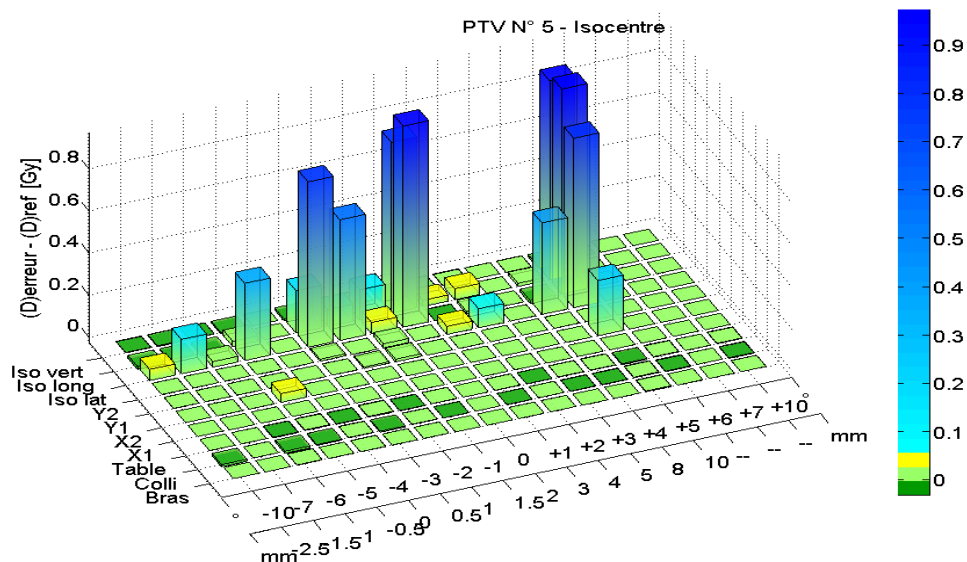


Figure 5.9 : Erreur absolue (Gy) obtenue au point de prescription pour le PTV n° 1 correspondant à une taille de champ de 10,1×10,1 mm² pour chaque modification du paramètre du plan étudié.

La figure 5.10 représente la distribution des erreurs obtenues à l'isocentre pour le PTV n° 6 correspondant à la taille de champ de 8×8 mm². L'impact de l'erreur sur la dose à l'isocentre est maximal pour des variations de positions dans le plan longitudinal et latéral de l'isocentre. Longitudinalement, sur l'ensemble des pas d'erreur étudiés, la densité des erreurs est maximale (excepté pour les pas de : 0, -1, +5 et +10 mm). L'intensité des erreurs est comprise entre 5 % et 90 %. Latéralement, la densité des erreurs est plus réduite, leur intensité est comprise entre 5 % et 90 %.

Des erreurs liées au déplacement des mâchoires en Y2 apparaissent pour des pas de 3, 4, 8 et 10 mm ; elles valent respectivement ; 5 %, 7 %, 30 % et 70 %. Une erreur liée au déplacement

des mâchoires en X2 apparait pour un pas de 10 mm et s'élève à 20 %. L'erreur obtenue pour les autres paramètres de traitement est comprise entre 1 et 2 cGy.

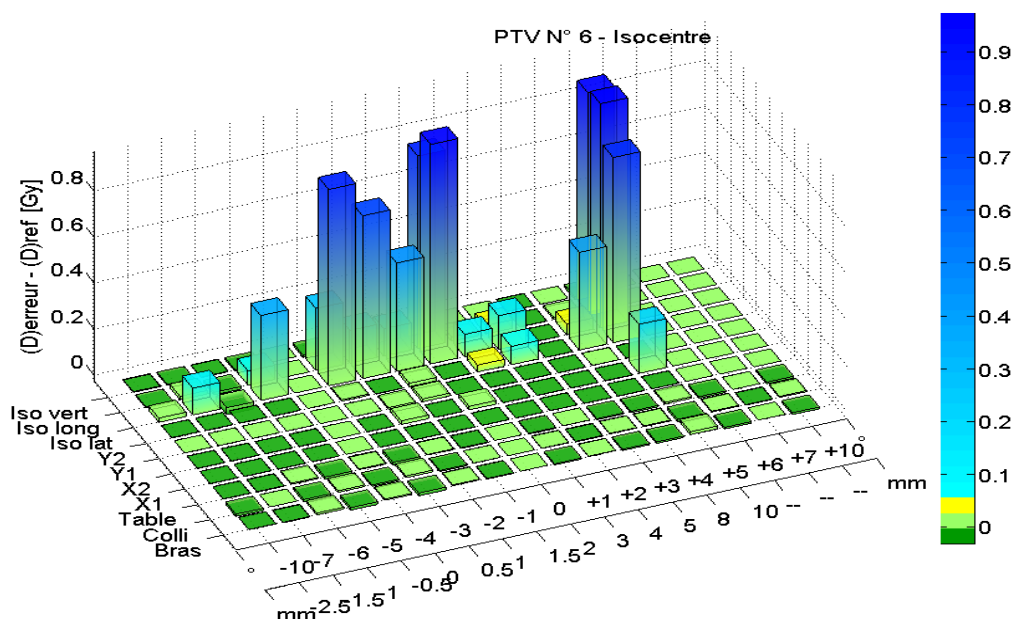


FIGURE 5.10 : Erreur absolue (Gy) obtenue au point de prescription pour le PTV n ° 6 correspondant à une taille de champ de 8×8 mm² pour chaque modification du paramètre du plan étudié.

2.1.2 DISCUSSION

De façon attendue, pour tous les PTV explorés et les tailles de champ correspondantes, comprises entre 32,7×32,7 et 8×8 mm², l'erreur liée à la position du point de prescription de dose est déterminante sur la dose délivrée à l'isocentre par rapport aux autres paramètres de traitement. Lorsque la taille du champ diminue, la densité et l'importance de l'erreur de positionnement dans le plan latéral et longitudinal augmentent. Lorsque la taille de champ diminue, la proximité du point de prescription de dose avec les zones à fort gradient de dose, survenant en conditions de fort déséquilibre électronique latéral, est augmentée. Ainsi, la position de l'isocentre devient plus sensible aux variations de positions, dans le plan latéral ou longitudinal (passant de 2 % à 90 % pour les pas les plus importants).

Dans nos résultats, l'erreur est plus importante dans le plan longitudinal (soit le volume diffusant dans le plan latéral), car la position du collimateur pour tous les PTV a été fixée à 90 ° (cf. pratiques rencontrées en clinique). Ceci s'explique par la forme plus elliptique des champs irréguliers utilisés pour cette étude dans le plan latéral. Ainsi, comme le montre la figure 5.11, la taille du champ est plus faible dans l'axe longitudinal, ce qui majore l'effet de gradient à l'isocentre quand la position de l'isocentre est modifiée dans cet axe. Ceci explique que des erreurs de dose apparaissent pour les PTV inférieurs à 32,7×32,7 mm²

lorsque la taille du champ est modifiée dans l'axe Y des mâchoires (jusqu'à 70 % pour le plus petit PTV).

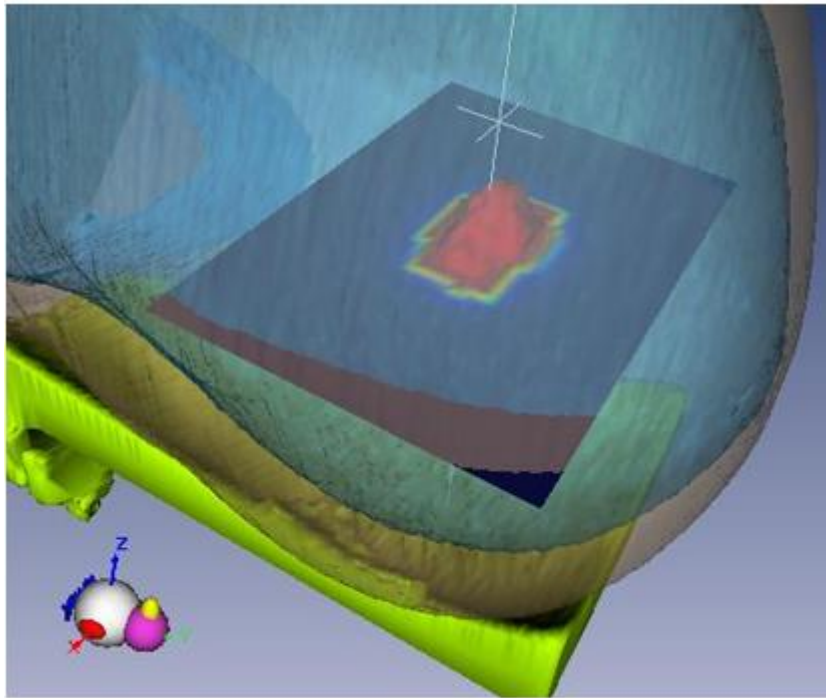


FIGURE 5.11 : Matrice de fluence obtenue au point de prescription pour le PTV n ° 1 correspondant à une taille de champ de 32,7×32,7 mm² pour une angulation de collimateur de 90°.

Par ailleurs, les erreurs induites dans la position verticale de l'isocentre ne semblent pas modifier de manière aussi significative la dose au point de prescription de dose que les erreurs de position induites dans les plans latéral et longitudinal (amplitude des variations comprises entre 1 % et 2 % sur l'ensemble des PTV). Pour les PTV étudiés, la profondeur de l'isocentre est comprise entre 9,98 cm et 2,98 cm. A ces profondeurs, l'atténuation du faisceau dans le volume diffusant suit l'allure de décroissance constante. Une variation de position jusqu'à 10 mm dans le plan vertical n'expose donc pas l'isocentre à des variations de dose aussi importantes que celles survenant dans les zones à fort gradient de dose dans le plan latéral ou longitudinal. Pour les erreurs liées à la position de la table de traitement, du collimateur et du bras, l'erreur est introduite dans l'angle rotation. Ainsi, le centre de rotation est toujours ajusté sur le point de prescription initial, ce qui modifie peut la dose reçue à l'isocentre (amplitude des variations comprises entre 1 % et 2 % sur l'ensemble des PTV).

2.2 INFLUENCE DE L'ERREUR SUR L'INDICE DE COUVERTURE DE L'ENVELOPPE LESIONNELLE

2.2.1 RESULTATS

La figure 5.12 représente la distribution de $1-I_{CEL}$ pour le PTV n° 1 correspondant à la taille de champ de $32,7 \times 32,7 \text{ mm}^2$. La valeur maximale de l' I_{CEL} vaut 1 (cf. §1.3). Ainsi, sur la figure 5.12, $(1-I_{CEL})$ représente l'indice de non-couverture et vaut 0. L'indice de couverture de l'enveloppe lésionnelle (I_{CEL}) est dégradé lorsqu'une erreur est introduite dans le positionnement de l'isocentre de $-2,5 \text{ mm}$, $+0,5 \text{ mm}$, $+1 \text{ mm}$ et $+2 \text{ mm}$ dans les plans latéral, vertical et longitudinal. Les valeurs de l' I_{CEL} sont comprises entre 0,98 à 0,06. Les positions les plus sensibles correspondant aux pas de $-2,5 \text{ mm}$, $+0,5 \text{ mm}$, $+1 \text{ mm}$. Pour des pas de fermeture de la taille de champ, l' I_{CEL} est diminué de $1,5 \text{ mm}$ à 10 mm , passant de 0,98 à 0,2. Pour tous les autres paramètres, l'indice de couverture de l'enveloppe lésionnelle reste compris entre 1 et 0,99.

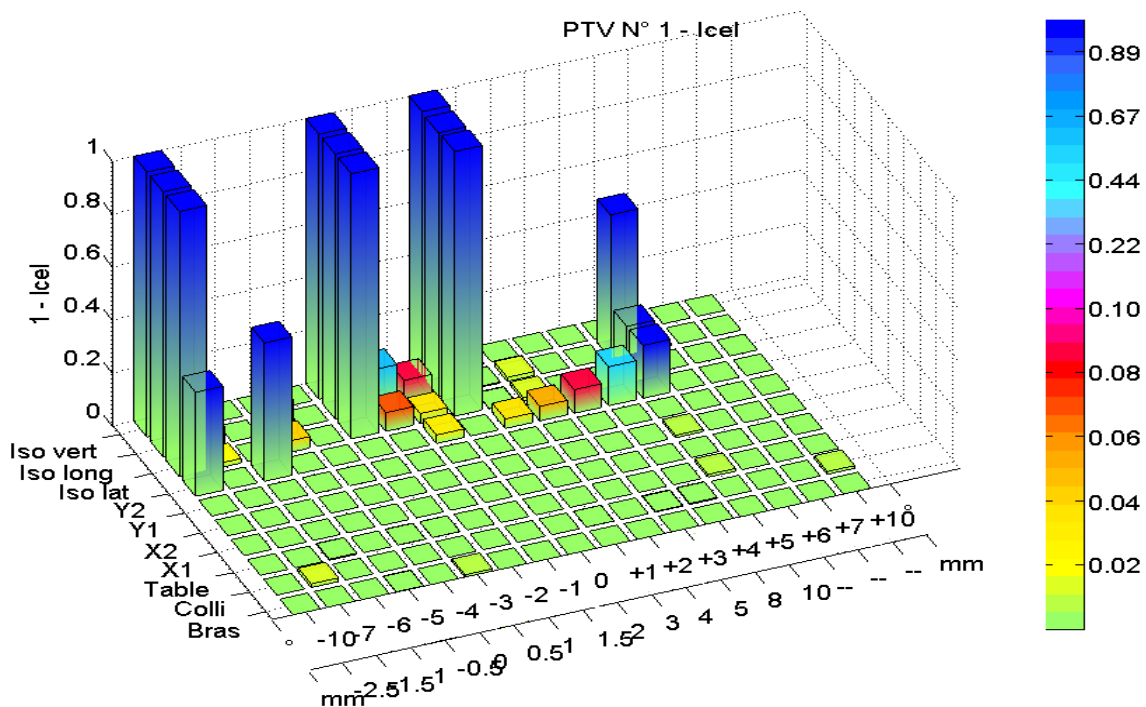


FIGURE 5.12 : Indice de couverture de l'enveloppe lésionnelle obtenue pour le PTV n° 1 correspondant à une taille de champ de $32,7 \times 32,7 \text{ mm}^2$ pour les erreurs obtenues avec chaque paramètre du plan étudié.

La figure 5.13 représente la distribution de $1 - I_{CEL}$ pour le PTV n ° 2 correspondant à la taille de champ de $22,4 \times 22,4 \text{ mm}^2$ du plan de référence. La distribution des I_{CEL} est quasi-identique à celle obtenue avec le PTV précédent (cf. figure 5.12).

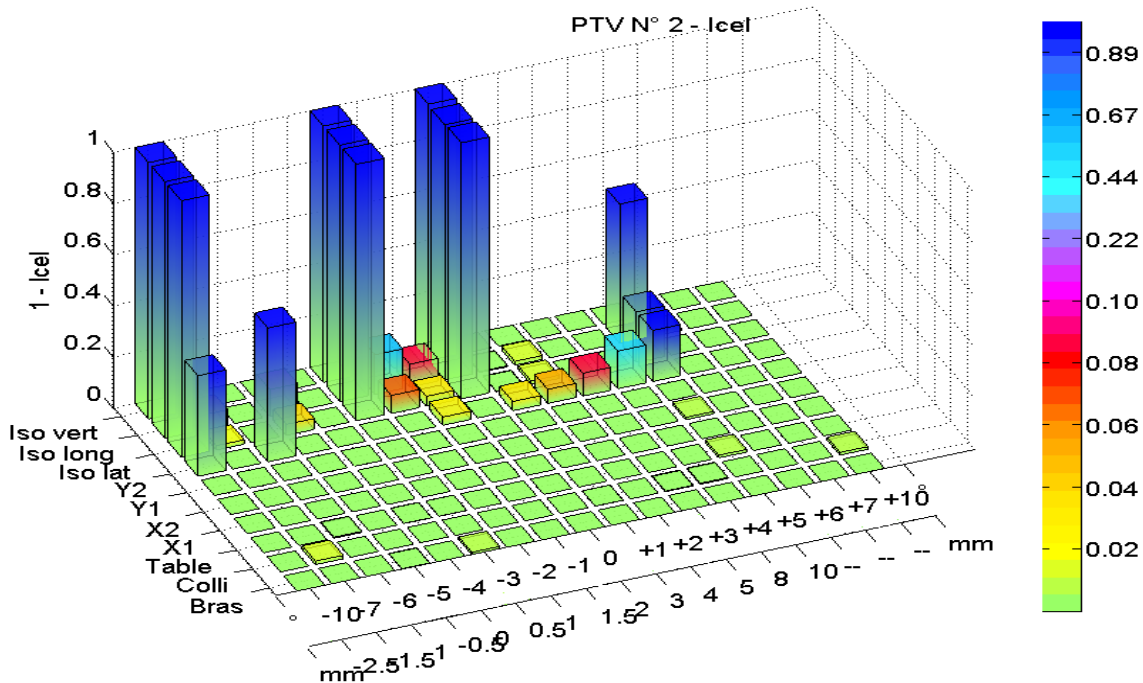


FIGURE 5.13 : Indice de couverture de l'enveloppe lésionnelle obtenue pour le PTV n ° 2 correspondant à une taille de champ de $22,4 \times 22,4 \text{ mm}^2$ pour les erreurs obtenues dans chaque paramètre du plan étudié.

La figure 5.14 représente la distribution de $1 - I_{CEL}$ pour le PTV n ° 3 correspondant à la taille de champ de $19,7 \times 19,7 \text{ mm}^2$. L' I_{CEL} est fortement dégradé lorsqu'une erreur est introduite dans le positionnement de l'isocentre pour tous les pas d'erreurs non nuls dans le plan latéral et longitudinal. Les valeurs de l' I_{CEL} sont comprises entre 0,96 à 0,03. Pour des pas d'ouverture et fermeture de la taille de champ, l' I_{CEL} est diminué pour les pas d'erreur de -2 à -0,5 mm et de +4 à 10 mm ; l'amplitude des I_{CEL} est comprise entre 0,98 et 0,11. Pour les erreurs concernant les positions de la table de traitement et du collimateur, l' I_{CEL} diminue de façon symétrique autour de la position de référence, i.e. à 0° : l' I_{CEL} est dégradé proportionnellement avec la valeur de l'erreur. Ainsi pour des pas de $+1^\circ$ à $+5^\circ$ par rapport au plan de référence, l'amplitude de l' I_{CEL} pour la table de traitement et le collimateur est comprise respectivement entre 0,98 et 0,85 et entre 0,96 et 0,80. Deux positions extrêmes de collimateur par rapport au plan de référence, de -6° et $+6^\circ$, engendrent des valeurs d' I_{CEL} comparables à celles obtenues pour le déplacement de la position de l'isocentre dans le plan latéral et valent 0,3.

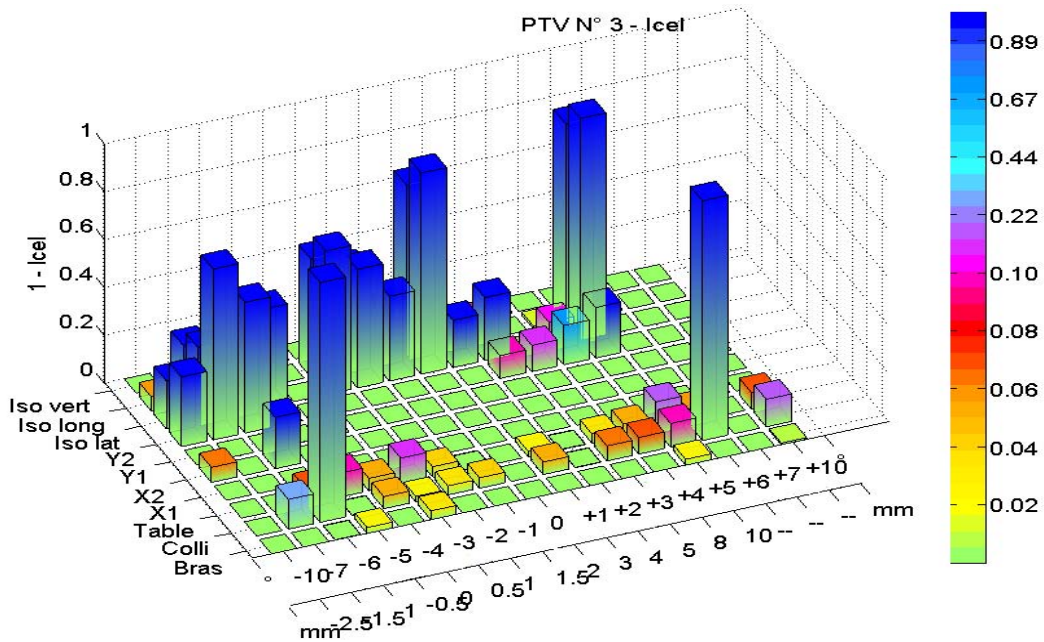


FIGURE 5.14 : Indice de couverture de l'enveloppe lésionnelle obtenu pour le PTV n ° 3 correspondant à une taille de champ de 19,7×19,7 mm² pour les erreurs obtenues dans chaque paramètre du plan étudié.

La figure 5.15 représente la distribution de 1 - I_{CEL} pour le PTV n ° 4 correspondant à la taille de champ de 17,1×17,1mm². Les résultats sont similaires à ceux du PTV n ° 3 sauf concernant les valeurs de l'I_{CEL} où ils apparaissent dans ce cas moins sensibles aux erreurs des positions de la table de traitement et du collimateur. Les deux positions extrêmes de collimateur par rapport au plan de référence, de -6° et +6°, sont conservées. L'amplitude des variations de l'I_{CEL est} pour les erreurs liées à la fermeture/ouverture de la taille de champ dans l'axe longitudinal est fortement dégradée et comprise entre 0,12 et 0,20 pour les pas de 1 mm, 2 mm et 10 mm.

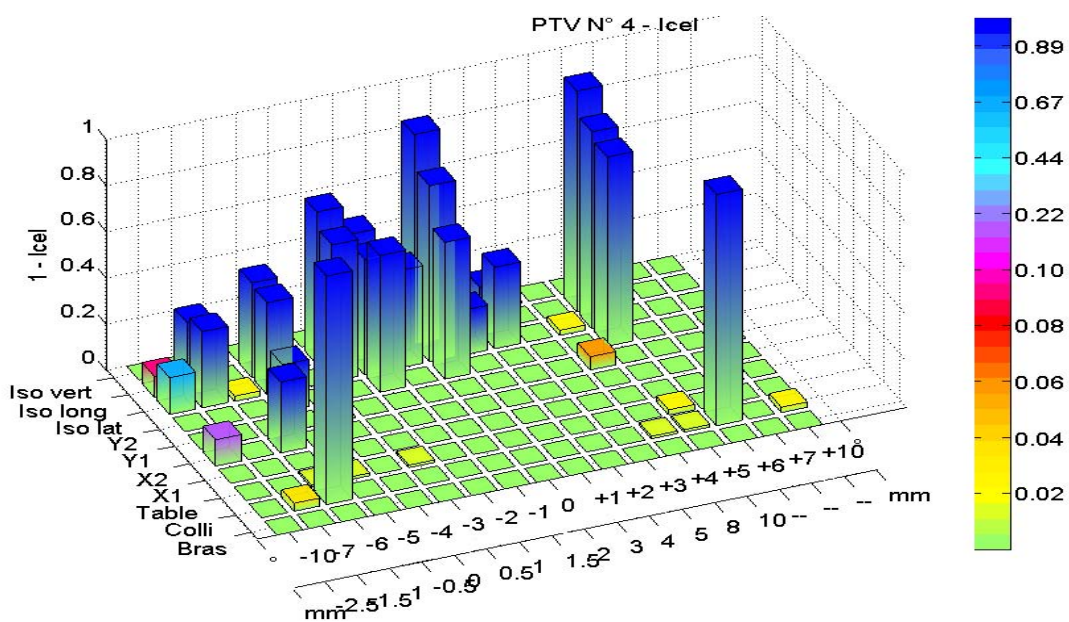


FIGURE 5.15 : Indice de couverture de l'enveloppe lésionnelle obtenu pour le PTV n ° 4 correspondant à une taille de champ de 17,1×17,1 mm² pour les erreurs obtenues dans chaque paramètre du plan étudié.

La figure 5.16 représente la distribution de $1 - I_{CEL}$ pour le PTV n° 5 correspondant à la taille de champ de $10,1 \times 10,1 \text{ mm}^2$. Les résultats sont similaires à ceux du PTV n° 4 en termes de paramètre de traitement. Cependant, les valeurs de l' I_{CEL} sont relativement plus dégradées pour les erreurs liées à la position de l'isocentre, de l'ouverture/fermeture de la taille de champ. Pour ces erreurs, l'amplitude de l' I_{CEL} est comprise entre 0,22 et 0,05.

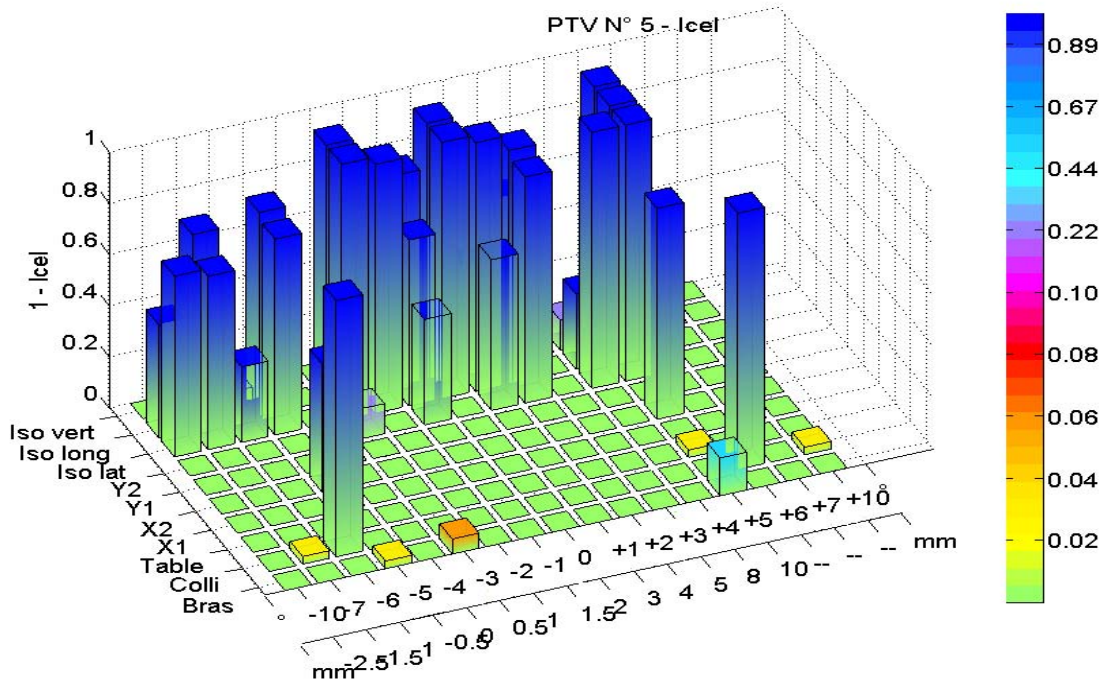


FIGURE 5.16 : Indice de couverture de l'enveloppe lésionnelle obtenu pour le PTV n° 5 correspondant à une taille de champ de $10,1 \times 10,1 \text{ mm}^2$ pour les erreurs obtenues dans chaque paramètre du plan étudié.

La figure 5.17 représente la distribution de $1 - I_{CEL}$ pour le PTV n° 6 correspondant à la taille de champ de $8 \times 8 \text{ mm}^2$. Par rapport aux autres PTV étudiés, la dégradation de la valeur de l' I_{CEL} est maximale pour toutes les variations induites dans les positions de l'isocentre et pour l'ouverture/fermeture de la taille de champ. Pour ces erreurs, l'amplitude de l' I_{CEL} est comprise entre 0,28 et 0,02. La dégradation est également maximale pour les erreurs liées aux positions de la table de traitement, du collimateur et du bras et comprises entre 0,92 et 0,03.

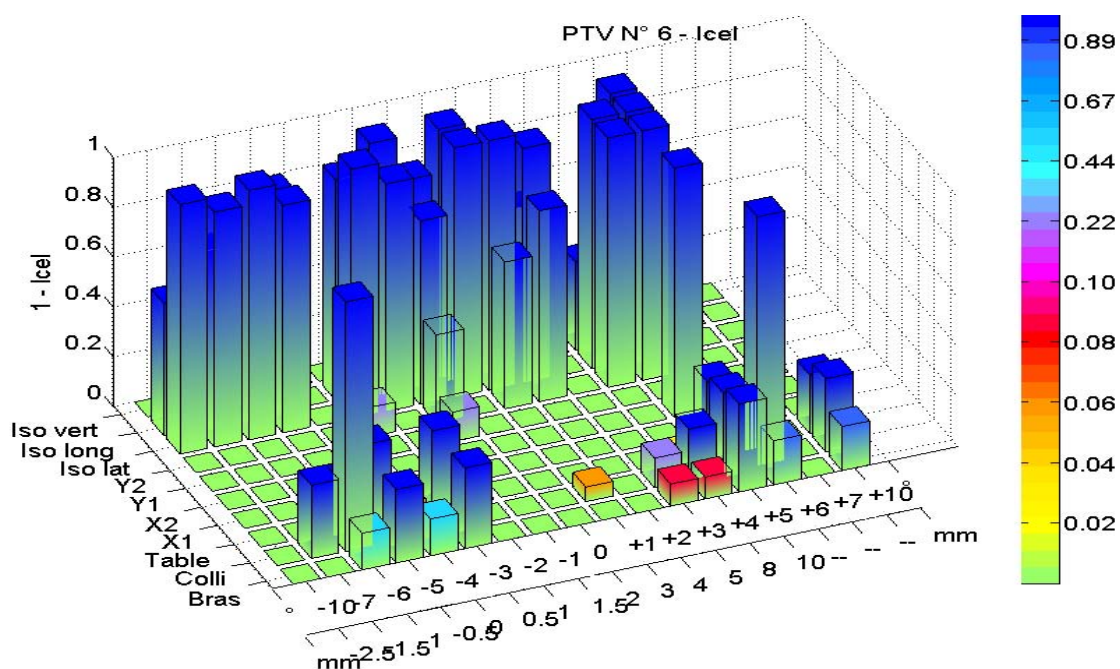


FIGURE 5.17 : Indice de couverture de l'enveloppe lésionnelle obtenu pour le PTV n ° 6 correspondant à une taille de champ de 8,0×8,0 mm² pour les erreurs obtenues dans chaque paramètre du plan étudié.

2.2.2 DISCUSSION

Pour l'ensemble des PTV, les résultats ont montré que la valeur de l' I_{CEL} est fortement liée à la dimension du volume cible. Ainsi pour des valeurs croissantes d'erreurs introduites dans les paramètres de traitement, la valeur de l' I_{CEL} diminue relativement plus rapidement lorsque les dimensions du volume cible diminuent. En effet, la part de la distribution de dose modifiée par l'erreur augmente proportionnellement sur la distribution globale de dose délivrée au volume cible obtenue dans la plan de référence. Les erreurs les plus critiques pour la couverture de l'enveloppe lésionnelle concernent celles liées à la position de l'isocentre, dans le plan vertical, latéral et longitudinal qui conduisent à un effondrement de la valeur de l' I_{CEL} pour tous les PTV étudiés. Pour les tailles de champ inférieures à 17,1×17,1 mm² la couverture du volume lésionnel devient inférieure à 50 % pour toutes les valeurs de l'erreur induites dans la position de l'isocentre.

L'influence des erreurs induites dans la position de la table et du collimateur semblent liée à la géométrie du volume cible. De cette façon, si ces erreurs deviennent significatives pour le PTV n° 3 correspondant à la taille de champ de 19,7×19,7 mm², elles ne se retrouvent pas dans les PTV n° 4 et 5, qui présentent pourtant des dimensions plus réduites, i.e. de 17,1×17,1 mm² et 10,1×10,1 mm², excepté pour les positions les plus extrêmes obtenues aux pas de -6° et +6° pour le collimateur. Par contre, pour le plus petit PTV, les erreurs

deviennent maximales. L'erreur liée à l'ouverture et à la fermeture de la taille de champ au niveau des mâchoires semble en comparaison d'importance plus faible au niveau de la couverture du volume lésionnel pour l'ensemble des PTV étudiés. Ceci peut s'expliquer par le rôle du micro-collimateur additionnel dont les dimensions ont été préservées pour cette étude.

2.3 INFLUENCE DE L'ERREUR SUR LA DISTRIBUTION DE DOSE A LA SURFACE

Cette partie traite la distribution de dose à la surface du scalp érodée induite par une erreur dans un des paramètres de traitement. L'objectif est d'approcher la distribution de dose à laquelle seront soumis les détecteurs à la surface réelle afin de définir leur sensibilité pour un type et un niveau de modification d'un paramètre.

2.3.1 ERREUR LIEE A LA POSITION DU BRAS

2.3.1.1 RESULTATS

La figure 5.18 représente la variation dans la distribution de dose en Gy obtenue à la surface érodée pour les PTV 1, 3, 4, 5 et 6 lorsqu'une erreur dans la position du bras est introduite pour les pas d'erreur de 1, 3, 5 et 7 ° ainsi que la distribution de dose équivalente obtenue au volume cible pour une erreur de 3 °. Pour l'ensemble de l'étude, les résultats du PTV n° 2 sont comparables à ceux du PTV n° 3 et ne seront donc pas présentés. A la surface érodée, la distribution de dose pour un pas d'erreur donné est symétriquement opposée par rapport au plan médian. Les gradients de dose équivalents sont d'autant plus espacés géométriquement que la taille de champ est grande. Pour les tailles de champ comprises entre 32,7×32,7 mm² et 8,0×8,0 mm², la valeur des gradients de dose à la surface érodée diminue avec la taille de champ, excepté pour la plus petite taille de champ. Pour le pas minimal de l'erreur étudiée, i.e. 1 °, les gradients de dose sont compris entre |0,6| Gy et |0,2| Gy et, à la taille de champ de 8,0×8,0 mm², la valeur du gradient de dose s'élève à |0,5| Gy. Au niveau du volume cible, la distribution de dose des erreurs est de l'ordre du cGy et elle est très hétérogène pour une erreur de 3 ° : l'erreur est maximale aux limites latérales du volume cible quelle que soit la taille de champ considérée. Les valeurs des maxima et minima d'erreur de dose sont identiques pour les PTV 1 et 3, et pour les PTV 4, 5 et 6 dont l'isocentre est placé respectivement à la profondeur de 9,98 cm et 2,98 cm.

2.3.1.2 DISCUSSION

Lorsqu'une erreur est introduite dans la position du bras, la projection du champ d'irradiation à la surface s'écarte de l'axe du faisceau sur lequel est positionné le détecteur et l'expose à une zone de fort gradient de dose, qui devient détectable. Dans cette étude, la dose prescrite a été fixée à 1 Gy à l'isocentre, ce qui est inférieur aux doses rencontrées en radiochirurgie. Vu la valeur des gradients de dose à la surface, la quantification de l'erreur sera possible pour les doses de radiochirurgie. La valeur du gradient de dose à la surface augmente avec la profondeur de l'isocentre. Si par contre, le détecteur est centré sur l'axe du faisceau à l'aide d'une position de bras erronée avant l'irradiation, le détecteur est situé entre les zones de gradients (cf. figure 5.18). Il est alors possible que les deux zones de gradients négatifs et positifs de dose se compensent, et dans ce cas, le détecteur sur l'axe est aveugle à l'erreur introduite dans la position du bras. Cependant, lorsque la taille de champ diminue, ces zones de gradients tendent à se resserrer autour de l'axe du faisceau. La probabilité qu'une portion du détecteur se trouve exposée à l'une d'entre elles pour des pas d'erreur très fins augmente, car pour ces tailles de champ le déséquilibre électronique latéral augmente. Il est donc possible de penser que paradoxalement, plus la taille du faisceau est réduite, plus la détectabilité de l'erreur de position du bras augmente.

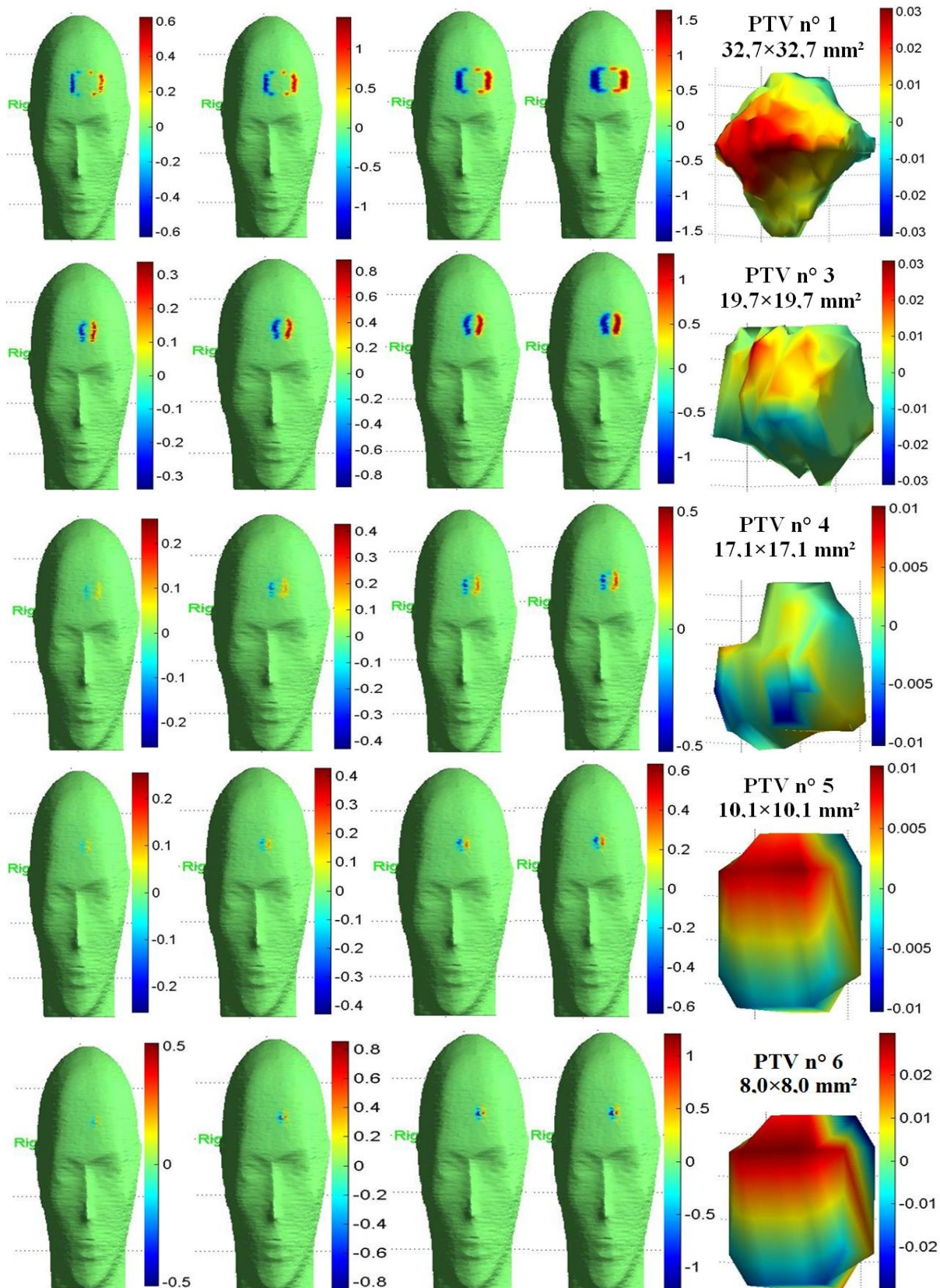


FIGURE 5.18: Distribution de l'erreur de dose (Gy) obtenue à partir des simulations en C++ et reconstruite sous Matlab®. La distribution de dose est obtenue à la surface érodée du scalp et est calculée pour une erreur dans la position du bras du plan balistique des 5 PTV : de gauche à droite pour des variations d'angle de bras de 1°, 3°, 5° et 7°. A droite, distribution de dose équivalente obtenue au volume cible pour une modification de l'angle de bras de 3° (vue postérieure gauche).

2.3.2 ERREUR LIEE A LA POSITION DE LA TABLE DE TRAITEMENT ET DU COLLIMATEUR

2.3.2.1 RESULTATS

La figure 5.19 représente la variation dans la distribution de dose en Gy obtenue à la surface érodée pour les PTV 1, 3, 4, 5 et 6 lorsqu'une erreur dans la position de la table de traitement est introduite pour les pas d'erreur de 1, 3, 5 et 7 ° ainsi que la distribution de dose équivalente obtenue au volume cible pour une erreur de 3 °. A la surface érodée, la distribution de dose pour un pas d'erreur donné est symétriquement opposée par rapport au plan médian. Les gradients de dose équivalents sont d'autant plus espacés géométriquement que la taille de champ est grande. Pour les tailles de champ comprises entre 32,7×32,7 mm² et 8,0×8,0 mm² la valeur des gradients de dose à la surface érodée diminue avec la taille de champ, excepté pour la plus petite taille de champ. Pour le pas minimal de l'erreur étudié, i.e. 1 °, les gradients de dose sont compris entre |0,15| Gy et |0,015| Gy et, à la taille de champ de 8,0×8,0 mm², la valeur du gradient de dose s'élève à |0,02| Gy pour une dose prescrite de 1 Gy à l'isocentre. Au niveau du volume cible, la distribution de dose des erreurs est de l'ordre du cGy. La densité des erreurs concerne les bords obliques antérieurs et postérieurs dans le plan latéral du volume cible pour une erreur de 3 ° : la portion du volume cible sujette aux variations de distribution de dose augmente lorsque le volume cible diminue.

2.3.2.2 DISCUSSION

Lorsqu'une erreur est introduite dans la position de la table de traitement, la projection du champ d'irradiation subit une rotation à la surface. Les résultats obtenus pour le collimateur suivent la même allure, et ne sont pas présentés. Des zones de forts gradients sont obtenues à tous les coins du champ d'irradiation et de valeur symétriquement opposées. Comme pour l'erreur introduite dans la position du bras, il est possible que les quatre zones de gradients négatifs et positifs se compensent, et dans ce cas, le détecteur est aveugle à l'erreur introduite dans la position du bras. Lorsque la taille de champ diminue, ces zones de gradients tendent également à se resserrer autour de l'axe du faisceau, ce qui accroît la détectabilité relative pour le détecteur à la surface. Cependant, par rapport à l'erreur introduite dans la position du bras, la valeur des gradients de dose diminue avec la taille de champ à la surface (passant de |0,15| à |0,015| Gy), ce qui implique que pour être détectable et atteindre le seuil admissible de détection des MOSFET et microMOSFET, la dose à l'isocentre doit être de 4 Gy jusqu'à la plus petite taille de champ (8,0×8,0 mm²).

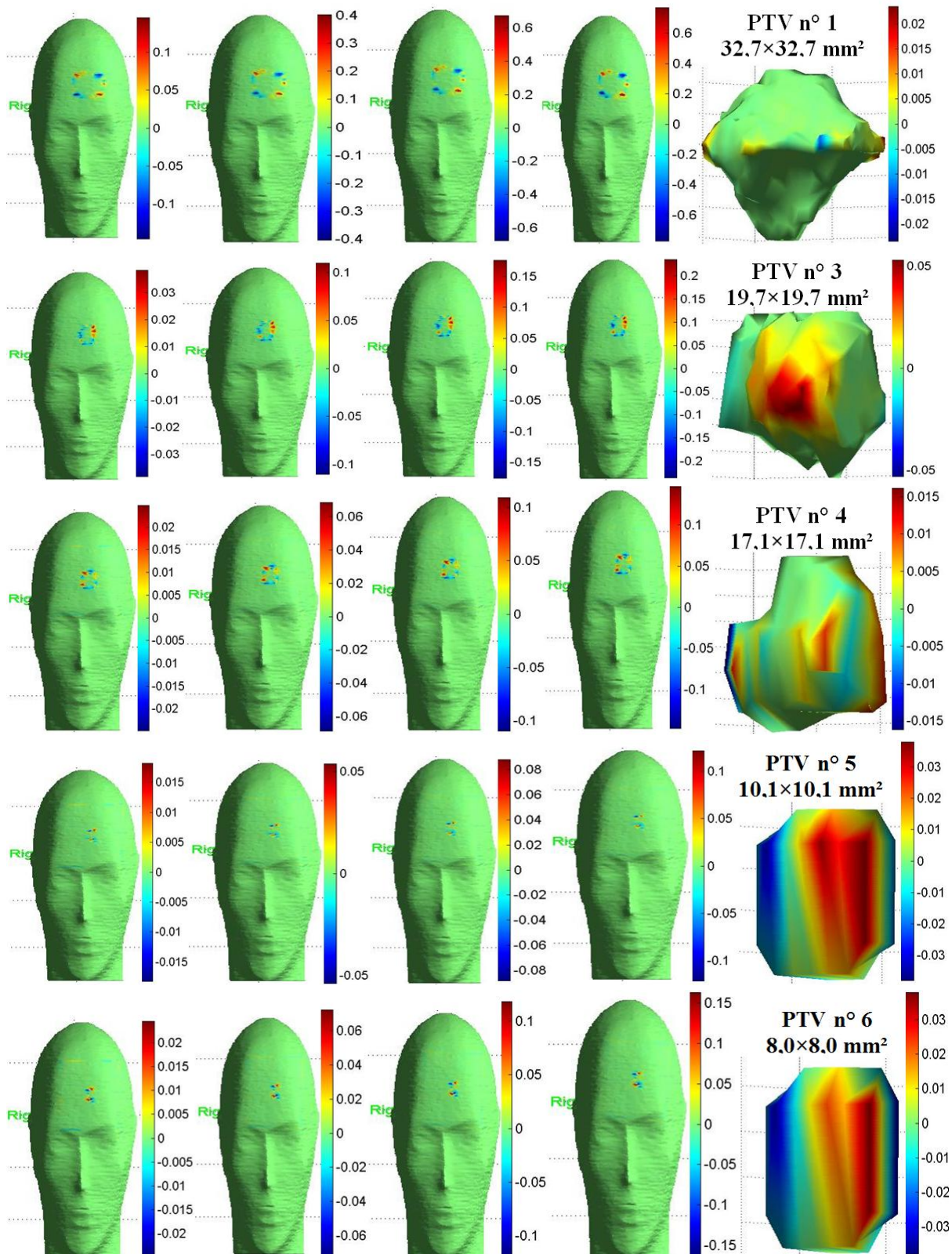


FIGURE 5.19 : Distribution de l'erreur de dose (Gy), obtenue à partir des simulations en C++ et reconstruite sous Matlab©. La distribution de dose est obtenue à la surface érodée du scalp et est calculée pour une erreur dans la position de la table du plan balistique des 5 PTV : de gauche à droite pour des variations d'angle de table de 1°, 3°, 5° et 7°. A droite, distribution de dose équivalente obtenue au volume cible pour une modification de l'angle de table de 3° (vue postérieure gauche).

2.3.3 ERREUR LIEE A LA POSITION LATERALE DE L'ISOCENTRE

2.3.3.1 RESULTATS

La figure 5.20 représente la variation dans la distribution de dose en Gy obtenue à la surface érodée pour les PTV 1, 3, 4, 5 et 6 lorsqu'une erreur dans la position latérale de l'isocentre est introduite pour les pas d'erreur de 2, 3, 5 et 7 mm ainsi que la distribution de dose équivalente obtenue au volume cible pour une erreur de 3 mm. A la surface érodée, la largeur des zones de gradients pour un pas d'erreur donné est symétriquement opposée par rapport au plan médian, mais leur allure géométrique dépend de la forme du champ. Les deux zones de gradients de dose équivalents sont d'autant plus espacées géométriquement que la taille de champ est grande. Pour les tailles de champ comprises entre $32,7 \times 32,7 \text{ mm}^2$ et $8,0 \times 8,0 \text{ mm}^2$ la valeur des gradients de dose à la surface érodée augmente relativement plus vite avec le pas de l'erreur lorsque la taille de champ diminue. Pour le pas minimal de l'erreur étudié, i.e. 2 mm, les gradients de dose sont compris entre $|0,2| \text{ Gy}$ et $|0,3| \text{ Gy}$ et, à la taille de champ de $8,0 \times 8,0 \text{ mm}^2$, la valeur du gradient de dose s'élève à $|0,06| \text{ Gy}$ pour une dose prescrite de 1 Gy à l'isocentre. Au niveau du volume cible, la distribution de dose des erreurs est comprise entre 5 et 40 cGy. La densité des erreurs concerne les limites latérales droite et gauche du volume cible pour une erreur de 3 mm : la portion du volume cible sujette aux variations de distribution de dose augmente lorsque le volume cible diminue, de façon attendue.

2.3.3.2 DISCUSSION

Lorsqu'une erreur est introduite dans la position latérale de l'isocentre, la projection du champ d'irradiation est décalée dans le sens de l'erreur. Des zones de forts gradients sont donc obtenues en conséquence aux limites latérales du champ d'irradiation et leurs valeurs sont symétriquement opposées. Comme la largeur de la zone des gradients positifs et négatifs est identique, il est possible que ces deux zones se compensent, et dans ce cas, le détecteur est aveugle à l'erreur introduite dans la position latérale de l'isocentre. Lorsque la taille de champ diminue, ces zones de gradients tendent également à se resserrer autour de l'axe du faisceau, ce qui accroît la détectabilité relative pour le détecteur à la surface. Par rapport à l'erreur introduite dans la position du collimateur, la valeur des gradients de dose liée à la position latérale de l'isocentre est relativement plus importante (de $|0,2|$ à $|0,6| \text{ Gy}$ contre une amplitude de $|0,15|$ à $|0,015| \text{ Gy}$ pour le plus petit pas présenté ici, ce qui suggère une meilleure sensibilité des détecteurs à ce type d'erreur pour l'ensemble des tailles de champ.

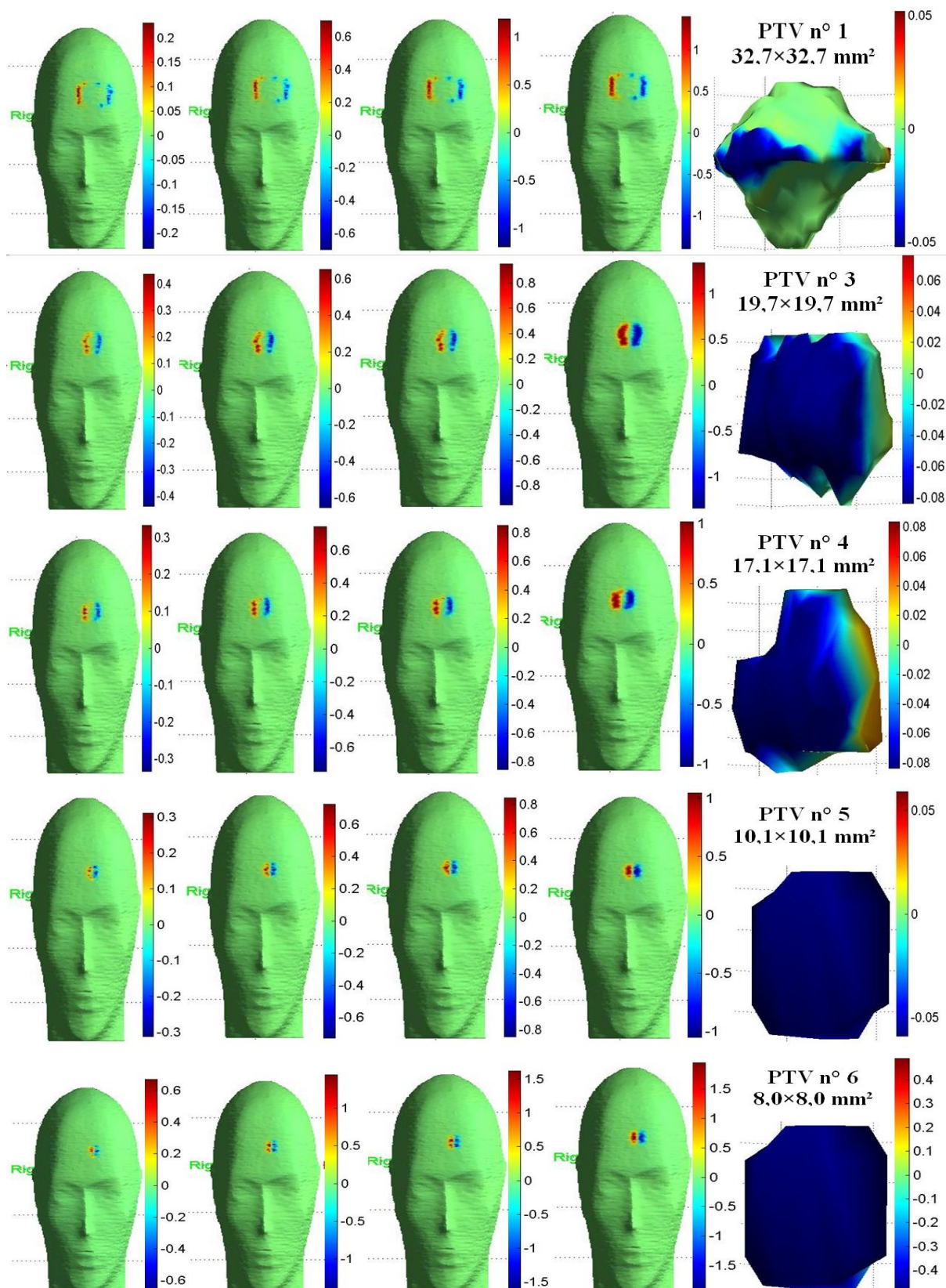


FIGURE 5.20 : Distribution de l'erreur de dose (Gy) obtenue à partir des simulations en C++ et reconstruite sous Matlab©. La distribution de dose est obtenue à la surface érodée du scalp et est calculée pour une erreur dans la position latérale de l'isocentre du plan balistique des 5 PTV : de gauche à droite pour des pas d'erreur de 2, 3, 5 et 7 mm. A droite, distribution de dose équivalente obtenue au volume cible pour une erreur de 3 mm (vue postérieure gauche).

2.3.4 ERREUR LIEE A LA POSITION LONGITUDINALE DE L'ISOCENTRE

2.3.4.1 RESULTATS

La figure 5.21 représente la variation dans la distribution de dose en Gy obtenue à la surface érodée du scalp pour les PTV 1, 3, 4, 5 et 6 lorsqu'une erreur dans la position longitudinale de l'isocentre est introduite pour les pas d'erreur de 2, 3, 5 et 7 mm ainsi que la distribution de dose équivalente obtenue au volume cible pour une erreur de 3 mm. A la surface érodée, la largeur des zones de gradients pour un pas d'erreur donné est symétriquement opposée par rapport au plan latéral, mais leur allure géométrique dépend de la forme du champ pour l'ensemble des PTV. Lorsque la taille de champ diminue, l'amplitude de la distribution des gradients de dose suit la même allure que pour une introduction de l'erreur dans la position longitudinale de l'isocentre. Pour le pas minimal de l'erreur étudié, i.e. 2 mm, les gradients de dose sont compris entre $|0,15|$ Gy et $|1|$ Gy et à la taille de champ de $8,0 \times 8,0$, la valeur du gradient de dose s'élève à $|0,3|$ Gy pour une dose prescrite de 1 Gy à l'isocentre. Au niveau du volume cible, la distribution de dose des erreurs est comprise entre 3 et à 15 cGy. La densité des erreurs concerne les limites antérieures et postérieures du volume cible pour une erreur de 3 mm : la portion du volume cible sujette aux variations de distribution de dose augmente lorsque le volume cible diminue, de façon attendue.

2.3.4.2 DISCUSSION

Lorsqu'une erreur est introduite dans la position longitudinale de l'isocentre, la projection du champ d'irradiation est décalée dans le sens de l'erreur. De forts gradients ont été observés aux limites antérieures et postérieures du champ d'irradiation et leurs valeurs sont symétriquement opposées. Comme la largeur de la zone des gradients positifs et négatifs est identique, il est possible que ces deux zones se compensent, et dans ce cas, le détecteur est aveugle à l'erreur introduite dans le plan longitudinal de l'isocentre. Lorsque la taille de champ diminue, ces zones de gradients tendent également à se resserrer autour de l'axe du faisceau, ce qui accroît la détectabilité relative pour le détecteur à la surface. Par rapport à l'erreur introduite dans la position latérale de l'isocentre, la valeur des gradients de dose liée à la position longitudinale de l'isocentre est relativement identique à l'isocentre et plus faible au volume cible. Au niveau du volume cible, cette différence s'explique par la géométrie des PTV utilisés pour cette étude, de forme plus elliptique dans le plan latéral que longitudinal. La détection relative des détecteurs MOSFET et microMOSFET est donc identique à celle obtenue pour des variations induites dans la position latérale de l'isocentre, mais dépend de la forme du champ.

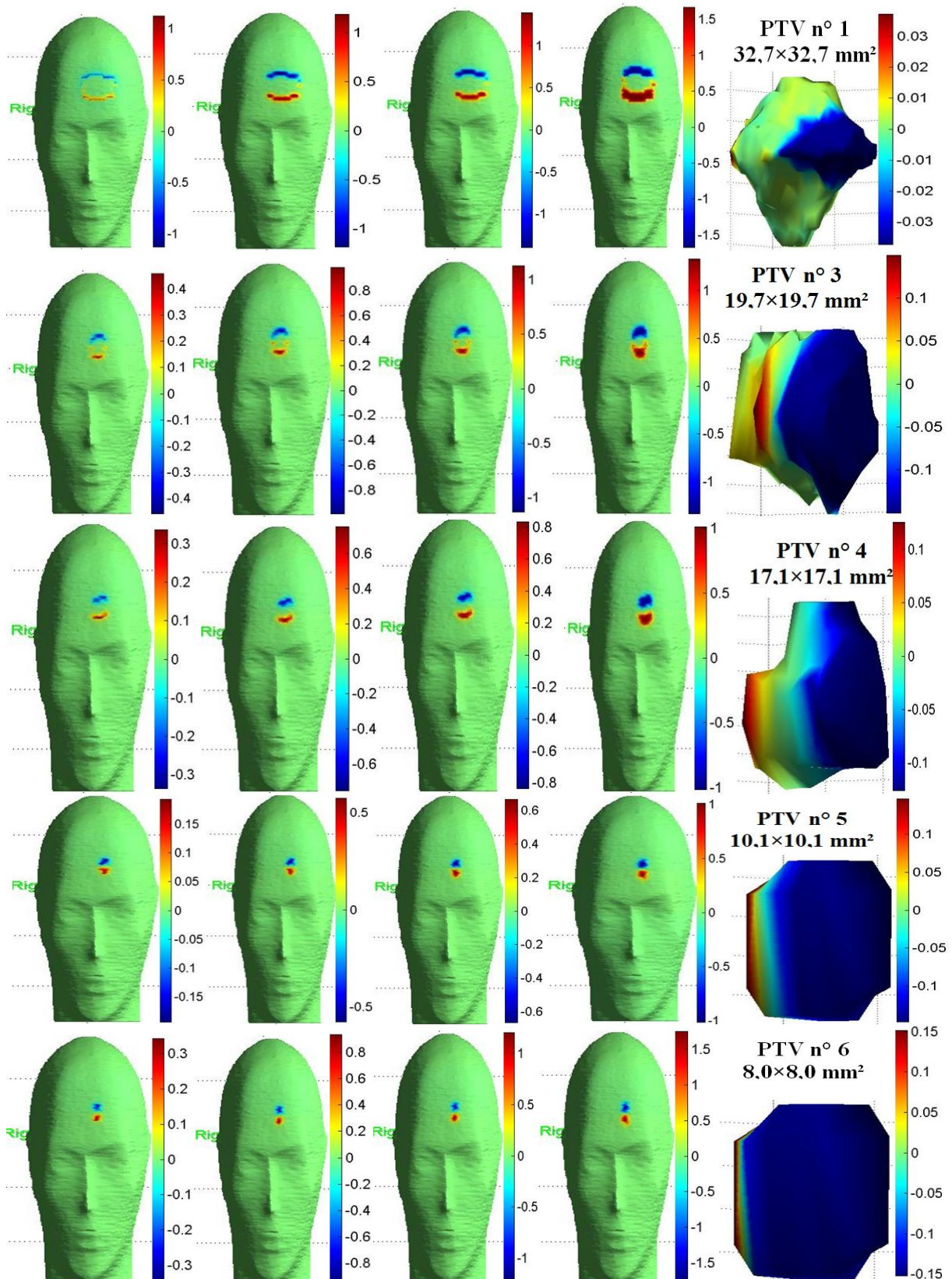


FIGURE 5.21 : Distribution de l'erreur de dose (Gy) obtenue à partir des simulations en C++ et reconstruite sous Matlab©. La distribution de dose est obtenue à la surface érodée du scalp et est calculée pour une erreur dans la position longitudinale de l'isocentre du plan balistique des 5 PTV : de gauche à droite pour des pas d'erreur de 2, 3, 5 et 7 mm. A droite, distribution de dose équivalente obtenue au volume cible pour une modification de l'angle de table de 3 mm (vue postérieure gauche).

2.5.3 ERREUR LIEE A LA POSITION VERTICALE DE L'ISOCENTRE

2.5.3.1 RESULTATS

La figure 5.22 représente la variation dans la distribution de dose en Gy obtenue à la surface érodée en entrée et sortie du faisceau pour les PTV 1, 3, 4, 5 et 6 lorsqu'une erreur de 3 et 7 mm est introduite dans la position verticale de l'isocentre ainsi que la distribution de dose équivalente obtenue au volume cible pour une erreur de 3 mm. L'erreur augmente avec la profondeur de l'isocentre. A la surface érodée, la distribution de dose obtenue en entrée pour un pas d'erreur donné engendre un gradient de dose négatif qui s'étend sur l'ensemble de la taille de champ à la surface pour tous les PTV étudiés. A la sortie, la distribution de dose correspondante est soumise à un gradient de dose positif couvrant toute la forme du champ, un gradient de dose négatif apparaît à l'extérieur des bords du champ d'irradiation. En entrée et en sortie, la surface du gradient de dose épousant les limites du champ d'irradiation, diminue avec la taille de champ. Pour le pas de 3 et 7 mm de l'erreur, les gradients de dose à l'entrée sont respectivement compris entre -0,8 cGy et -1,5 cGy et entre -2 cGy et -3 cGy. A la sortie, les gradients de dose à l'entrée sont compris respectivement entre -0,5 cGy et +0,5 cGy et entre -0,7 cGy et +0,7 cGy. A l'échelle de l'enveloppe lésionnelle, pour une erreur de 3 mm l'intensité de l'erreur décroît avec la taille de champ, excepté pour la plus petite taille de champ. L'amplitude des variations de dose liée à l'erreur est comprise entre 0,6 cGy à 1 cGy.

2.5.3.2 DISCUSSION

Lorsque la profondeur de l'isocentre augmente par rapport au plan de référence les résultats ont montré qu'un gradient de dose négatif couvrant la forme du champ défini à la surface apparaît. Cette erreur conduit à exposer le volume cible à des isodoses de plus forte intensité, comme la profondeur des isocentres augmente avec l'erreur. Toutefois, l'effet délétère de cette erreur est relativement moins important que pour des déplacements de l'isocentre dans le plan latéral ou longitudinal (de l'ordre du cGy contre 10 cGy). Ce résultat rejoint les observations effectuées précédemment : pour les gammes de tailles de champ explorées dans cette étude, l'importance de l'erreur semble plus sensible au déséquilibre électronique latéral qu'à l'atténuation du faisceau pour des pas d'erreur équivalents. La détectabilité de l'erreur du positionnement semble plus probable à l'entrée qu'à la sortie du faisceau pour les tailles de champ comprise entre 32,7×32,7 mm² et 8,0×8,0 mm². A la

surface érodée à la sortie, comme la taille de la collimation reste définie au point de prescription de la dose et que la profondeur de l'isocentre augmente, la part de volume diffusant du plan de référence soumise à la divergence du faisceau se retrouve sous les lames du collimateur lorsque l'erreur est introduite, ce qui engendre le gradient de dose négatif observés autour des limites du champ d'irradiation en sortie. En effet, le gradient de dose lié à l'erreur à l'entrée est plus important qu'en sortie. Toutefois, pour les tailles de champ inférieures à $32,7 \times 32,7 \text{ mm}^2$, la valeur de la dose à l'isocentre doit être au minimum égale à 7 Gy pour devenir détectable de façon reproductible par les détecteurs à la surface. La détection relative des détecteurs dépend de la forme du champ et de la dose à l'isocentre.

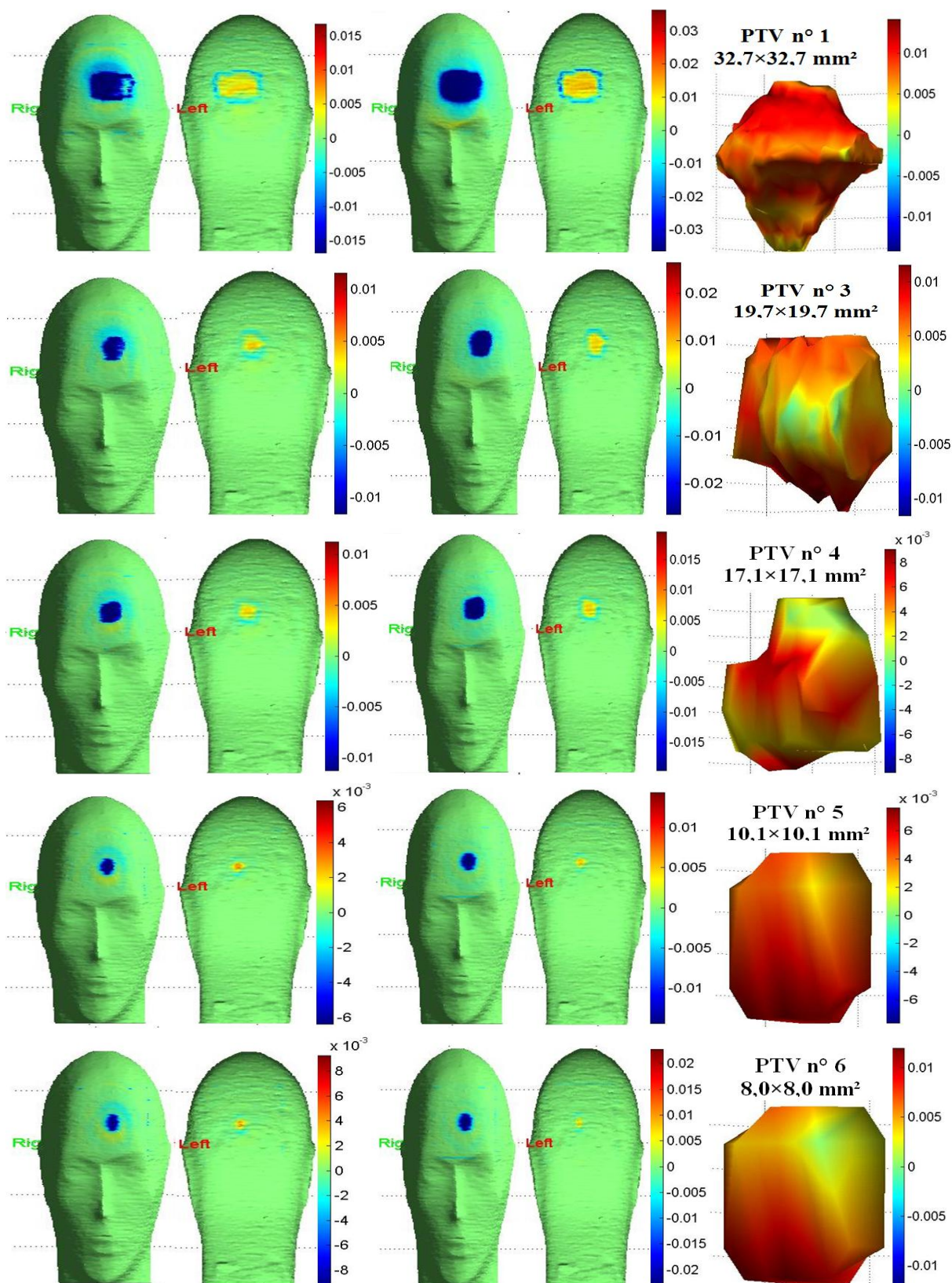


FIGURE 5.22 : Distribution de l'erreur de dose (Gy) obtenue à partir des simulations en C++ et reconstruite sous Matlab®. La distribution de dose est obtenue à la surface érodée du scalp et est calculée pour une erreur dans la position verticale de l'isocentre du plan balistique des 5 PTV en entrée et sortie: de gauche à droite pour pas d'erreur de 2 et 5 mm. A droite, distribution de dose équivalente obtenue au volume cible pour erreur de 3 mm (vue postérieure gauche).

3. METHODE DE POSITIONNEMENT DES DETECTEURS - SENSIBILITE MAXIMALE

Les simulations précédentes ont mis en évidence que pour un type d'erreur étudié, des gradients de dose apparaissent aux limites du champ d'irradiation à la surface érodée du scalp, et par extension à la surface physique du fantôme/patient sur laquelle sont placés les détecteurs. A partir des résultats des simulations, le seuil de détectabilité d'un type d'erreur en fonction de son importance a été calculé. Puis, une méthode de positionnement de 5 détecteurs à la surface permettant d'obtenir une sensibilité maximale lorsque le seuil de détection est atteint a été développée.

Le tableau 5.1 reporte la dose minimale requise à l'isocentre permettant d'assurer une détectabilité d'un type et d'une gravité d'erreur par les détecteurs MOSFET et microMOSFET à la surface.

Prof. de l'isocentre (cm)	taille de champ (mm ²)	bras	Collimateur table de traitement	Isocentre Lat.	Isocentre Long.	Isocentre Vert.
Pas d'erreur		1 à 7 °	1 à 7 °	1 à 7 mm	1 à 7 mm	2 à 5 mm
9,98	32,7×32,7	0,13 à 0,08 Gy	1 Gy	0,4 à 0,08 Gy	0,08 Gy	5,3 à 2,7 Gy
9,98	22,4×22,4	0,25 à 0,08 Gy	2,5 à 1 Gy	0,18 à 0,08 Gy	0,17 à 0,08 Gy	7,5 à 4 Gy
6,98	19,7×19,7	0,27 à 0,08 Gy	2,7 à 1 Gy	0,2 à 0,08 Gy	0,18 à 0,08 Gy	8 à 4 Gy
2,98	17,1×17,1	0,32 à 0,16 Gy	4 à 1 Gy	0,27 à 0,08 Gy	0,27 à 0,08 Gy	8 à 5,3 Gy
2,98	10,1×10,1	0,32 à 0,13 Gy	5,3 à 1 Gy	0,27 à 0,08 Gy	0,4 à 0,08	13 à 8 Gy
2,98	8,0×8,0	0,16 à 0,08 Gy	4 à 1 Gy	0,13 à 0,08 Gy	0,27 à 0,08 Gy	10 à 4 Gy

TABLEAU 5.1 : Dose minimale requise à l'isocentre pour assurer la détection des erreurs par les détecteurs MOSFET et microMOSFET à partir de simulations pour une taille de champ, et profondeur de d'isocentre donnée.

Si la dose à l'isocentre est un facteur d'influence élevée dans la détectabilité des erreurs présentes dans les paramètres des traitements par le détecteur, les résultats des simulations ont également démontré que la position du détecteur à la surface pour une taille de champ et une profondeur d'isocentre données joue également un rôle prédominant dans la détection et la discrimination du type d'erreur.

La figure 5.23 représente le positionnement optimal de 5 détecteurs à la surface permettant d'obtenir une discrimination de l'erreur rencontrée dans l'un des paramètres de traitement en supposant que la dose à l'isocentre ait atteint le seuil d'admissibilité de détection :

- Le détecteur n° 1 est placé sur l'axe du faisceau.
- Le détecteur n° 2 est placé dans le coin inférieur latéral droit au bord du champ d'irradiation.

- Le détecteur n° 3 est placé sous l'axe latéral au bord gauche du champ d'irradiation.
- Le détecteur n° 4 est placé à gauche de l'axe longitudinal et au-dessus du bord du champ d'irradiation.
- Le détecteur n° 5 est placé au-dessus de l'axe latéral et au bord droit du champ d'irradiation.

Lorsque l'erreur est liée à une position du bras erronée, la détection de l'erreur est rendue possible en couplant les mesures des détecteurs n° 1, 3, 4 et 5. Il est par contre plus délicat de séparer une erreur du bras d'une position erronée de l'isocentre.

Lorsque l'erreur est liée à une position de la table de traitement ou du collimateur, la détection de l'erreur est rendue possible en couplant les mesures des détecteurs n° 1, 2, 4 et 5.

Lorsque l'erreur est liée à un décalage latéral de l'isocentre, la détection de l'erreur est rendue possible en couplant les mesures des détecteurs n° 1, 2, 4 et 5.

Lorsque l'erreur est liée à une position longitudinale de l'isocentre, la détection de l'erreur est rendue possible en couplant les mesures des détecteurs n° 1, 2 et 4.

Lorsque l'erreur est liée à une modification de profondeur de l'isocentre, la détection de l'erreur est rendue possible avec la mesure du détecteur n° 1.

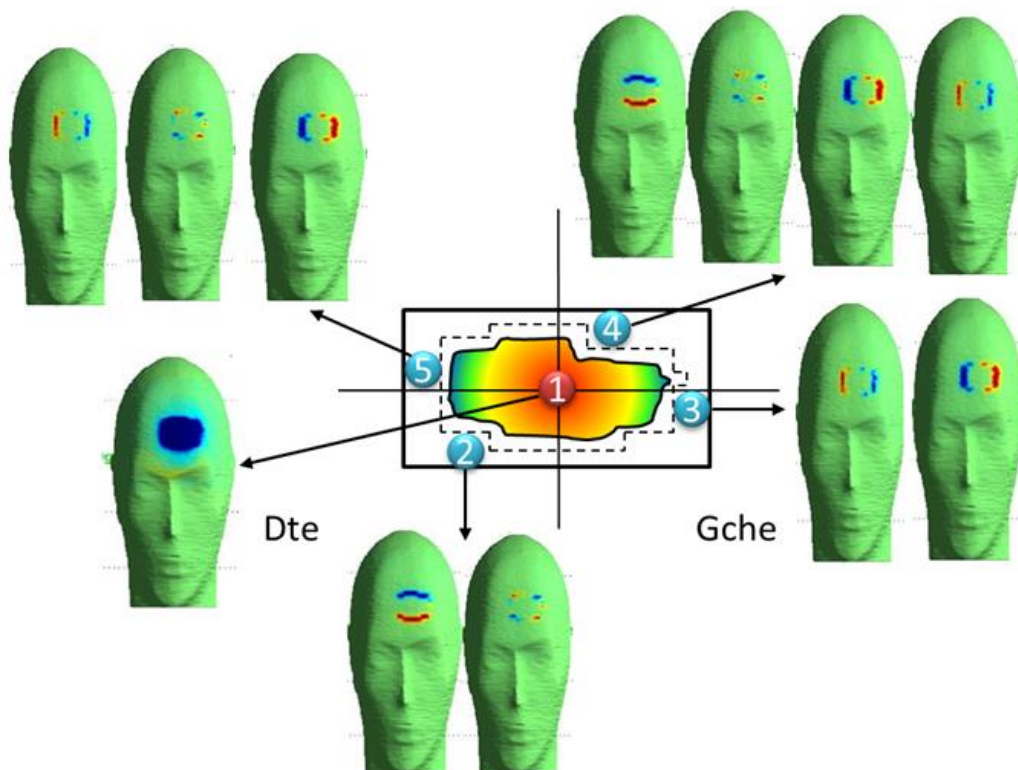


FIGURE 5.23 : Positionnement de 5 MOSFET à la surface permettant de discriminer le type d'erreur introduite dans l'un des paramètres de traitement lorsque la dose à l'isocentre atteint le seuil d'admissibilité de détection à la surface.

SYNTHESE

Une étude numérique du problème de sensibilité de l'erreur d'un des paramètres de traitement des 6 plans balistiques précédemment étudiés (cf. Chap. 4) a été menée en s'intéressant aux positions du bras, du collimateur, de la table de traitement, des mâchoires et de l'isocentre. L'impact d'un type d'erreur en fonction de son importance a été analysé à l'isocentre, au PTV et à la surface érodée du scalp. Cette dernière structure permet d'approcher la distribution de dose à laquelle seront soumis les détecteurs positionnés à la surface physique du fantôme/patient.

Les résultats ont montré que l'erreur la plus délétère pour le plan de traitement, à l'isocentre, au PTV et à la surface érodée du scalp, concerne la position de l'isocentre latérale et longitudinale. Sur l'ensemble des erreurs étudiées, l'impact de l'erreur augmente lorsque la taille du champ diminue.

Les simulations précédentes ont démontré que la discrimination d'une erreur d'un des paramètres de traitement est possible aux limites du champ d'irradiation à la surface érodée du scalp, et par extension à la surface physique du fantôme/patient sur laquelle sont placés les détecteurs. A partir des résultats des simulations, le seuil de détectabilité d'un type d'erreur en fonction de son importance a été calculé et a motivé le développement d'une méthode de positionnement de 5 détecteurs à la surface permettant d'obtenir une sensibilité maximale.



Chapitre 6 : Dosimétrie in-vivo par MOSFET en conditions d'arthérapie conformationnelle

INTRODUCTION

Dans le cas d'un traitement délivré par arcthérapie, la dose cible est délivrée par une série d'arcs par la rotation du bras - chaque arc, isocentrique correspond à une position fixe de la table de traitement. L'amplitude des arcs est généralement limitée à 170° afin d'éviter des faisceaux opposés à 180° et parallèles dans le même plan, susceptibles de générer de forts gradients de dose en dehors du volume cible. En Radiochirurgie stéréotaxique intracrânienne, la plupart des traitements sont délivrés selon deux techniques d'arthérapie :

- Arcthérapie circulaire : La forme et les dimensions du champ d'irradiation sont fixes et définies par le diamètre d'un collimateur conique additionnel.
- Arcthérapie dynamique conformationnelle : La forme et les dimensions du champ d'irradiation s'adaptent à la projection du volume cible dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau tous les quelques degrés de rotation du bras, sans interruption durant l'irradiation.

L'objectif de ce chapitre est de développer et de valider une méthode de détermination de la dose à l'isocentre à partir de mesures effectuées à la surface par détecteurs MOSFET, équipés de leur capuchon de RW3, en technique d'arthérapie conformationnelle.

Dans un premier temps, la résolution du problème direct a été effectuée afin de reconstruire la réponse des détecteurs à la surface pour les caractéristiques d'irradiation d'un arc telles que la dose à l'isocentre, l'amplitude et la taille de champ. Différentes configurations de positionnement des détecteurs à la surface, envisageables de façon réaliste pour la clinique, ont été définies et appliquées à la résolution du problème direct : cette étude a permis de définir le domaine d'utilisation de chaque configuration ou contrainte spatiale à la surface et d'aboutir à l'optimisation du positionnement des détecteurs pour des paramètres d'irradiation donnés (en complément de l'étude menée au chapitre 4).

En second lieu, le problème inverse a été modélisé afin de déterminer la dose à l'isocentre à partir de mesures de MOSFET à la surface. Une évaluation de la méthode a été réalisée expérimentalement en corrélant les solutions théoriques obtenues par calcul direct aux solutions inverses calculées à partir des mesures réalisées sur fantôme en condition d'arthérapie.

1. PROBLEME DIRECT :

Le problème direct consiste à simuler la réponse des détecteurs MOSFET placés à la surface du patient, engendrée par l'irradiation d'un arc dont l'amplitude, la dose prescrite à l'isocentre placé à une profondeur et pour une taille du champ données, sont connues. Cette modélisation impose la connaissance a priori de la sensibilité angulaire de détection des détecteurs. In fine, la solution du problème direct permet d'obtenir le positionnement optimal des détecteurs pour une géométrie et une dose d'irradiation données.

1.1 DETERMINATION DE LA SENSIBILITE ANGULAIRE DE DETECTION DES DETECTEURS

Il s'agit de caractériser la réponse des MOSFET pour différentes tailles de champ selon leur position angulaire dans le faisceau : en entrée ou en sortie.

1.1.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL

L'arthérapie, qui consiste en l'irradiation isocentrique sur un arc de façon dynamique peut être traitée, pour le détecteur positionné en surface, comme une succession de faisceaux fixes centrés sur l'isocentre, dont l'angulation varie tous les degrés.

Sur ce principe, la sensibilité angulaire de détection a été déterminée sur le fantôme sphérique Lucy© 3D QA (Standard Imaging), centré en $DSP_{ref} = 93$ cm selon la méthodologie décrite précédemment (cf. Chap. 3, §3.1). Un détecteur MOSFET, équipé de son capuchon en RW3, a été placé sur l'axe du faisceau et irradié à 0° . Puis, la position de ce même détecteur a été modifiée en dehors de l'axe, en utilisant le bras de l'accélérateur pour des positions angulaires α par rapport à l'axe du faisceau de 1, 2, 3, 4, 5, 7, 10, 15, 20 et 25° en entrée.

L'opération a été répétée en plaçant le détecteur en sortie de faisceau pour des valeurs d'angles α par rapport à l'axe du faisceau de 5, 10, 15, 20 et 25, 30 et 40° . Pour chaque position α du détecteur, le MOSFET a été irradié en plaçant la position du bras à 0° . La figure 6.1 résume la méthodologie employée. En conservant la fluence du faisceau fixe, i.e. 100 UM, la réponse du détecteur a ainsi été obtenue pour les tailles de champ de 18×18 mm², 24×24 mm², 30×30 mm², 36×36 mm², 42×42 mm². Pour chaque taille de champ, la sensibilité angulaire a été obtenue en normalisant la réponse du détecteur obtenue pour des angles α non nuls à la réponse du détecteur obtenue pour $\alpha = 0^\circ$ en entrée et sortie.

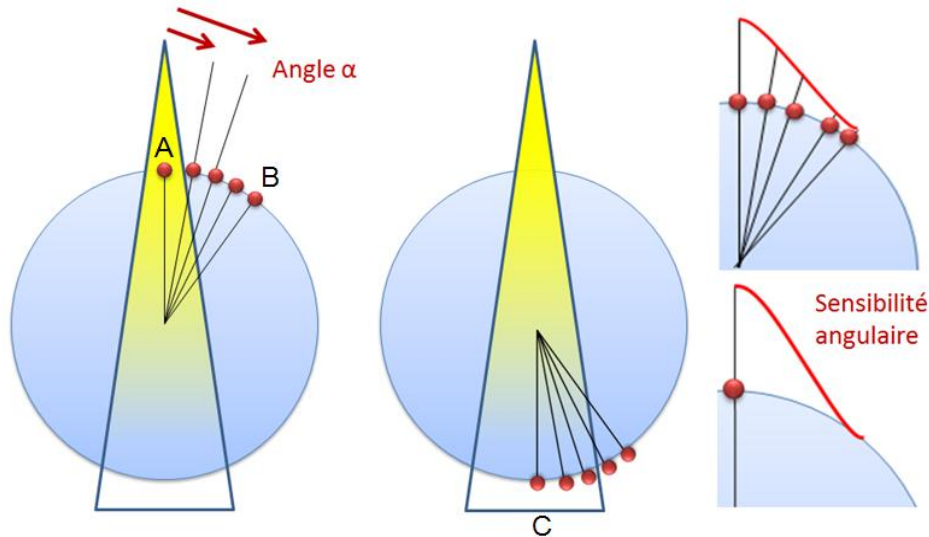


FIGURE 6.1 : Schéma du montage expérimental utilisé pour la détermination de la sensibilité angulaire de détection des détecteurs MOSFET en entrée, à gauche et en sortie (au milieu) pour une taille de champ donnée, à fluence fixe : les positions A et C correspondent à la position du détecteur MOSFET à 0° respectivement à l'entrée et à la sortie du faisceau, la position B correspond à la position du détecteur MOSFET à l'angle α par rapport à l'axe du faisceau. A droite, principe d'obtention de la sensibilité angulaire résultante.

Pour chaque taille de champ, le profil angulaire mesuré aux angles de 0, 1, 2, 3, 4, 5, 7, 10, 15, 20 et 25° a été interpolé sous Matlab® avec un pas d'échantillonnage de 1° sur l'intervalle des angles α compris entre 0 et 25°.

Le profil de dose correspondant à la profondeur équivalente du capuchon de RW3 dans le fantôme sphérique (7,1 mm) a été calculé avec un pas de 1° à l'aide du TPS Isogray, avec l'algorithme du Point Kernel (pour être encore plus proche de la vraie dose par rapport à l'algorithme de Clarkson-Cunningham). Les coordonnées du point de calcul de dose ont été déterminées sur le TPS d'après les relations pour chaque taille de champ $A \times A$:

$$(X_{\alpha})_{A \times A} = \left[x_0 + \cos\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) \times (r - 7,1) \right]_{A \times A} \quad (6.1)$$

$$(Y_{\alpha})_{A \times A} = \left[y_0 + \sin\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) \times (r - 7,1) \right]_{A \times A} \quad (6.2)$$

Où, X_{α} est la distance en mm par rapport à l'axe du faisceau obtenue pour l'angle α et x_0 , l'abscisse du centre du fantôme Lucy®, r est le rayon du fantôme sphérique, Y_{α} est l'ordonnée du point de calcul obtenue pour l'angle α et y_0 , l'ordonnée du centre du fantôme Lucy®.

Le coefficient de corrélation entre le profil angulaire interpolé sous Matlab® et le profil de dose calculé avec le TPS a été déterminé.

1.1.2 RESULTATS

La figure 6.2 représente les profils angulaires normalisés mesurés par le MOSFET en entrée puis interpolés sous Matlab[®] et profils de dose calculés par l'algorithme Point Kernel du TPS en fonction de la distance à l'axe du faisceau X_α à la profondeur de 7,1 mm. La largeur du profil angulaire augmente avec la taille de champ. Pour les tailles comprises entre $18 \times 18 \text{ mm}^2$, $24 \times 24 \text{ mm}^2$, $30 \times 30 \text{ mm}^2$, $36 \times 36 \text{ mm}^2$, $42 \times 42 \text{ mm}^2$ la réponse du détecteur est nulle lorsque l'axe du faisceau et du MOSFET atteint respectivement : 12° , 15° , 17° , 23° et 25° , à la surface ($\text{DSP}_{\alpha=0^\circ} = 93 \text{ cm}$). Pour les tailles de champ de $18 \times 18 \text{ mm}^2$, $24 \times 24 \text{ mm}^2$, $30 \times 30 \text{ mm}^2$, $36 \times 36 \text{ mm}^2$, $42 \times 42 \text{ mm}^2$ le coefficient de corrélation vaut respectivement : 0,967, 0,952, 0,997, 0,961 et 0,999.

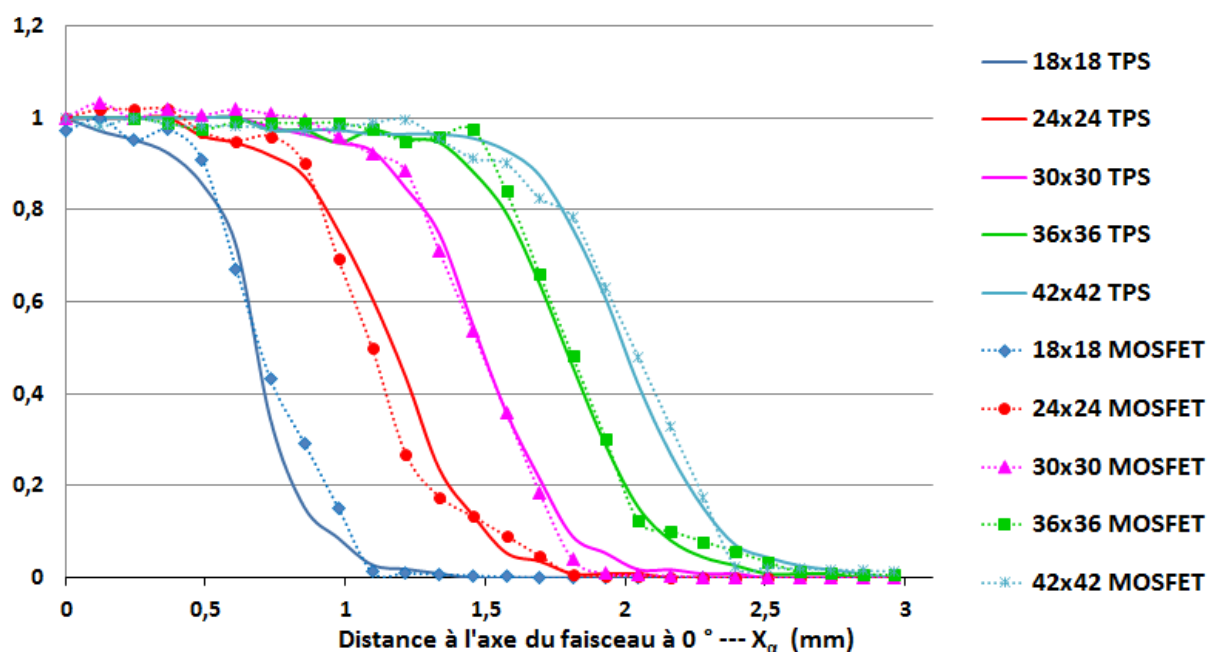


FIGURE 6.2 : Profils angulaires normalisés mesurés en entrée du faisceau par le MOSFET puis interpolés sous Matlab et profils de dose calculés par l'algorithme Point Kernel du TPS en fonction de la distance à l'axe du faisceau X_α à la profondeur de 7,1 mm pour les tailles de champ de $18 \times 18 \text{ mm}^2$, $24 \times 24 \text{ mm}^2$, $30 \times 30 \text{ mm}^2$, $36 \times 36 \text{ mm}^2$ et $42 \times 42 \text{ mm}^2$.

La figure 6.3 représente les profils angulaires normalisés mesurés par le MOSFET en sortie puis interpolés sous Matlab[®] et profils de dose calculés par l'algorithme Point Kernel du TPS en fonction de la distance à l'axe du faisceau X_α à la profondeur de 7,1 mm. Pour les tailles comprises entre $18 \times 18 \text{ mm}^2$, $24 \times 24 \text{ mm}^2$, $30 \times 30 \text{ mm}^2$, $36 \times 36 \text{ mm}^2$, la réponse du détecteur est nulle lorsque l'axe du faisceau et du MOSFET atteint respectivement : 22° , 30° , 36° et 40° , à la surface ($\text{DSP}_{\alpha=0^\circ} = 93 \text{ cm}$). A l'angle α de 40° , la réponse du détecteur pour

la taille de champ de $42 \times 42 \text{ mm}^2$ correspond à 3,14 % de la réponse maximale, obtenue à l'angle α de 0° .

Pour les tailles de champ de $18 \times 18 \text{ mm}^2$, $24 \times 24 \text{ mm}^2$, $30 \times 30 \text{ mm}^2$, $36 \times 36 \text{ mm}^2$, $42 \times 42 \text{ mm}^2$ le coefficient de corrélation vaut respectivement : 0,984, 0,996, 0,999, 0,987 et 0,997.

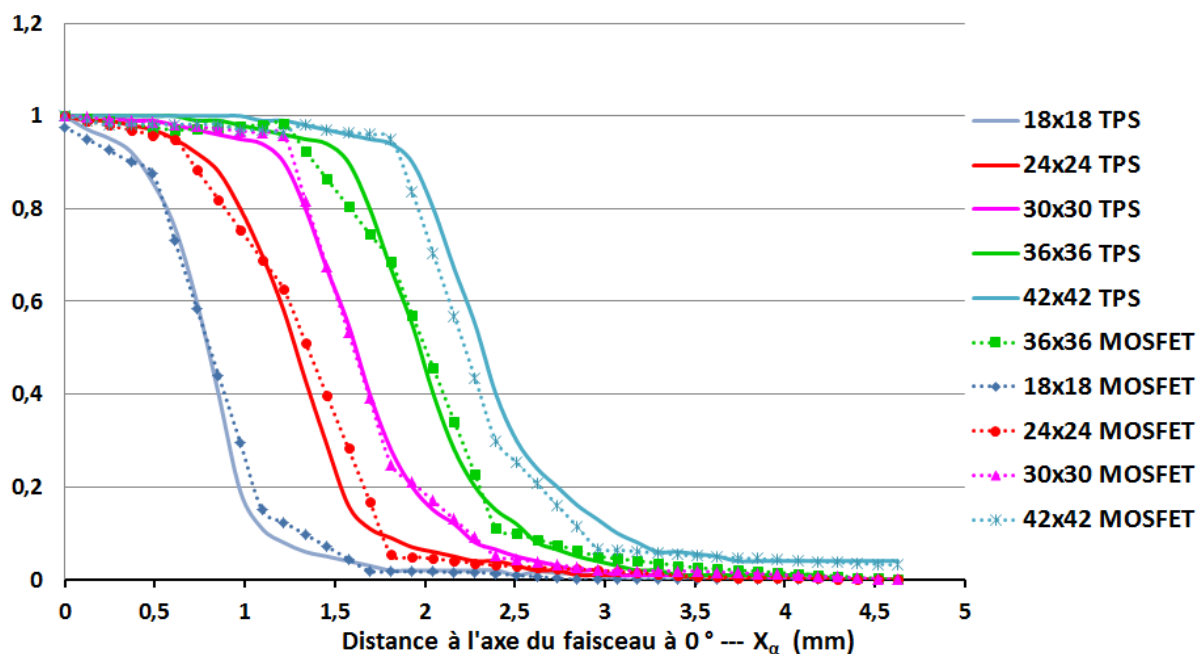


FIGURE 6.3 : Profils angulaires normalisés mesurés en sortie du faisceau par le MOSFET puis interpolés sous Matlab et profils de dose calculés par l'algorithme Point Kernel du TPS en fonction de la distance à l'axe du faisceau X_α à la profondeur de 7,1 mm pour les tailles de champ de $18 \times 18 \text{ mm}^2$, $24 \times 24 \text{ mm}^2$, $30 \times 30 \text{ mm}^2$, $36 \times 36 \text{ mm}^2$ et $42 \times 42 \text{ mm}^2$.

1.1.3 DISCUSSION

La sensibilité angulaire de détection du MOSFET a été déterminée expérimentalement en entrée et en sortie du faisceau pour les tailles de champ comprises entre $18 \times 18 \text{ mm}^2$ et $42 \times 42 \text{ mm}^2$. Afin de s'affranchir de la géométrie du fantôme, l'étude a été menée à la surface d'un milieu homogène sphérique. En considérant la géométrie des détecteurs symétrique par rapport à l'axe du faisceau, un seul versant angulaire a été exploré pour toutes les tailles de champ.

La dépendance angulaire précédemment présentée (cf. Ch. 3, §3.6), a démontré que les variations de la réponse du détecteur avec l'angulation du bras étaient de 1,62 % de 0° à 90° et de 0,78 % entre 180° et 150° . Lorsque l'angle entre l'axe du faisceau et du détecteur est compris entre 0° et 25° en entrée et entre 0° et 30° en sortie, la dépendance angulaire peut donc être considérée négligeable. De façon attendue, les résultats ont montré que la largeur

de la fenêtre angulaire de détection des MOSFET augmente avec la taille de champ. Par ailleurs due à la divergence du faisceau, les profils angulaires obtenus à la sortie sont plus larges qu'en entrée.

Les profils angulaires mesurés ont été comparés aux profils de dose calculés à la profondeur équivalente du MOSFET muni du capuchon en RW3. Sur l'ensemble des tailles de champ étudiées, une bonne corrélation entre les profils angulaires mesurés interpolés en entrée et sortie et les profils de dose calculés par le TPS est observée : la valeur du risque α reste faible, i.e. $p < 0,05$. Ces résultats permettent de valider la méthode de détermination des profils angulaires par voie expérimentale. Ainsi comme le montre la figure 6.4, lorsque l'axe du faisceau et du détecteur ne se superposent pas et que le MOSFET est positionné à la surface du fantôme Lucy[®], le volume sensible du MOSFET est exposé à des composantes de diffusion/rétrodiffusion positives et négatives susceptibles de se compenser lorsque le fantôme est sphérique et homogène.

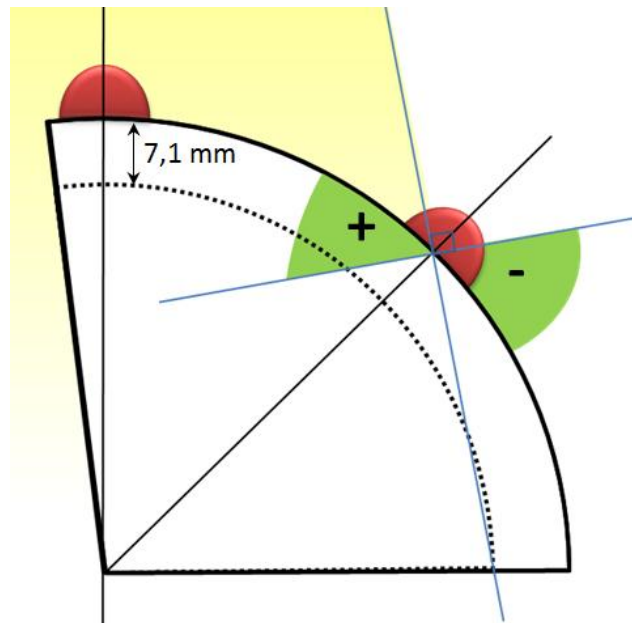


FIGURE 6.4: Représentation schématique de la géométrie d'irradiation induite au niveau du détecteur, lorsqu'il est placé hors de l'axe du faisceau, à la surface du fantôme sphérique homogène Lucy[®]. En vert : exemple de compensation des composantes de diffusion/rétrodiffusion positives et négatives induites au niveau du volume sensible du MOSFET.

1.2 RESOLUTION DU PROBLEME DIRECT

1.2.1 PARAMETRES D'ENTREE

Suite à la planification par arcthérapie conformationnelle, sont connues :

- la dose et la position de l'isocentre,
- l'amplitude de l'arc,
- l'angle de début et de fin de l'arc,
- les dimensions du faisceau d'irradiation.

1.2.2 DETERMINATION DE LA DOSE AUX DETECTEURS - MISE EN EQUATION

A partir des paramètres d'entrée, pour une amplitude d'arc, A_{arc} donnée, la dose par degré, $D_{c, degré}$ est :

$$D_{c, degré} = \frac{D_{iso}}{A_{arc}} = L_{c, degré} \times CS_{z eq, A \times A} \quad (6.3)$$

Où D_{iso} est la dose prescrite à l'isocentre en cGy, $L_{c, degré}$ est la lecture du détecteur par degré en mV, et $CS_{z eq, A \times A}$ est le coefficient de sensibilité en $mV \cdot cGy^{-1}$ obtenu pour la profondeur équivalente $z eq$ et la taille de champ $A \times A$.

En arcthérapie, la lecture du détecteur intègre le balayage du faisceau sur une fenêtre angulaire dont l'amplitude $[-\alpha_{max}$ à $+\alpha_{max}$] est conditionnée par la taille de champ et la distance à la source. La dose calculée du détecteur D_c obtenue sur la fenêtre angulaire correspondante peut ainsi s'écrire lorsqu'il est placé à l'entrée ou à la sortie du faisceau :

$$D_c = \left[\sum_{i = -\alpha_{max}}^{+\alpha_{max}} \left(L_{c, degré} \times CS_{z eq, A \times A} \times (S_{\alpha, i})_{A \times A} \times F_{DSP} \times (F_{att})_{\alpha} \right)_i \right] \quad (6.4)$$

Avec $F_{z eq} = 1$ lorsque la DSP et la densité du milieu sont identiques à DSP_{ref}

Avec $(F_{att})_{\alpha} = 1$ lorsque les détecteurs sont placés en entrée du faisceau

Où $S_{\alpha, i}$ est la carte de sensibilité angulaire obtenue expérimentalement à partir des mesures de surface réalisées sur le fantôme sphérique à la DSP_{ref} pour une taille de champ $A \times A$, F_{DSP} le facteur de correction de la sensibilité angulaire des détecteurs avec la distance, $CS_{z eq, A \times A}$ le

coefficient de sensibilité en mV.cGy^{-1} et F_{att} le facteur de correction de d'atténuation de la réponse du détecteur en sortie.

Dans cette étude de faisabilité, seul le cas d'une géométrie du milieu simple, i.e. sphérique dont les dimensions restent cependant assimilables au volume crânien, est considéré. En utilisant l'équation n° 6.4, un algorithme a été développé sous Matlab[®] (MathWorks[®]) afin de déterminer la position et la dose théorique lue par les détecteurs MOSFET placés à la surface du fantôme à partir des paramètres d'entrée définis précédemment.

1.3 OPTIMISATION DU POSITIONNEMENT DES DETECTEURS A LA SURFACE

Avec le système mobileMOSFET, il est possible de brancher 5 détecteurs sur le boîtier de lecture, pour la mesure d'un arc. En regard des conditions cliniques, quatre dispositions spatiales des détecteurs ont été retenues et appliquées comme contrainte à la résolution du problème direct dans l'algorithme. La figure 6.5 représente les configurations spatiales des MOSFET pour chaque contrainte :

- Contrainte n° 1 : Positionnement uniforme des 5 détecteurs, sur toute l'amplitude géométrique de l'arc, à l'entrée du faisceau
- Contrainte n° 2 : Irradiation uniforme des 5 détecteurs à l'entrée du faisceau et couverture maximale de l'amplitude de l'arc : les MOSFET 1 à 5 reçoivent la même dose. Les positions du détecteur 1 et 5 sont ajustées de façon à intégrer le début et la fin de l'arc sur la totalité de leurs fenêtres angulaires respectives
- Contrainte n° 3 : Positionnement uniforme de 3 détecteurs en entrée, et positionnement en sortie de 2 détecteurs sur l'axe de l'angle de début et de la fin de l'arc.
- Contrainte n° 4 : Irradiation uniforme de 3 détecteurs en entrée et positionnement en sortie de 2 détecteurs sur l'axe de l'angle de début et de fin de l'arc.

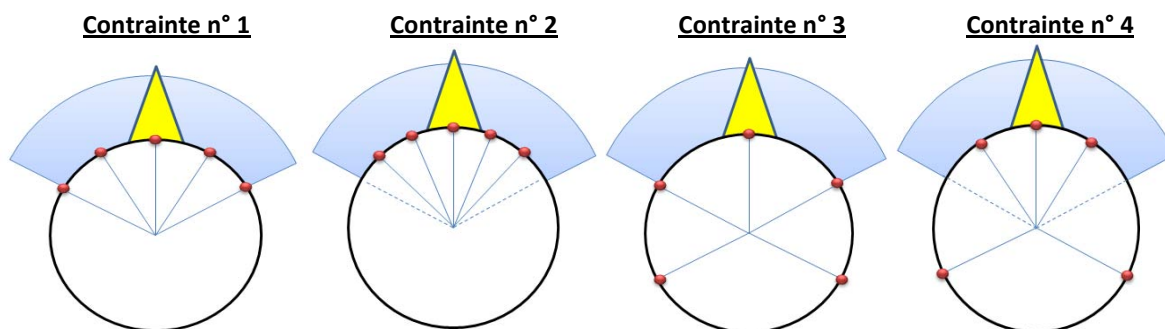


FIGURE 6.5 : De gauche à droite, schéma représentant la disposition des MOSFET à la surface obtenue pour les contraintes 1, 2, 3, 4 et 5 pour la mesure de dose en condition d'arcthérapie.

En intégrant la sensibilité angulaire de détection précédemment établie $(S_{\alpha,i})_{A \times A}$, la méthode directe permet de calculer automatiquement le positionnement des détecteurs à la surface pour chaque contrainte, pour une taille de champ et une amplitude d'arc donnée. Comme le détecteur n'est pas idéal, l'étude s'est intéressée à la faisabilité clinique d'application de l'ensemble des contraintes en fonction des paramètres d'irradiation donnés.

1.3.1 MATERIEL ET METHODES

Les équations de résolution du problème direct ont permis de reconstruire la dose théorique reçue par chaque détecteur à une position donnée. Cette solution directe a été utilisée afin de définir, a priori, les limites minimales d'utilisation des contraintes ci-dessus en plaçant l'algorithme dans les conditions les plus difficiles de mesure de dose.

La solution du problème direct a été obtenue à l'aide de l'algorithme pour des combinaisons de paramètres d'entrée suivantes impliquant 252 simulations :

- Amplitude de l'arc comprise entre 90 et 170 ° avec un pas de 10 °.
- Dose à l'isocentre comprise entre 1 et 7 Gy avec un pas de 1 Gy.
- Taille de champs de 18×18 mm², 24×24 mm², 30×30 mm² et 42×42 mm².

Pour chaque résultat, la contrainte est jugée applicable cliniquement lorsque la dose théorique mesurée par tous les détecteurs est supérieure au seuil de 8 cGy. Ce critère d'admissibilité correspond à une variabilité de mesure acceptable, de l'ordre de 2 % (cf. Chap. 3, §3.5).

1.3.2 RESULTATS

La figure 6.6 représente dans le plan vertical la dose minimale requise à l'isocentre pour obtenir une réponse de tous les détecteurs supérieure au seuil de 8 cGy, pour chaque taille de champ et contrainte définie dans le plan horizontal.

Pour toutes les contraintes, tailles de champ et amplitudes, considérées, la dose minimale explorée à l'isocentre est comprise entre 1 et 4 Gy. Lorsque les détecteurs sont positionnés en entrée du faisceau, pour les configurations 1 et 2, la dose minimale requise à l'isocentre permettant de remplir le critère d'admissibilité est comprise entre 1 et 2 Gy sur l'ensemble des amplitudes d'arc et tailles de champ explorées.

La contrainte n° 2, qui prévoit que les détecteurs reçoivent la même dose durant l'irradiation permet d'explorer des doses à l'isocentre de 1 Gy pour les tailles de champ comprises entre 18×18 mm² et 42×42 mm² et l'ensemble des amplitudes d'arc étudiées (excepté pour l'amplitude d'arc de 160 et de 170 ° à 18×18 mm², où la dose minimale requise à l'isocentre est de 2 Gy).

Lorsque les détecteurs sont positionnés en entrée du faisceau, pour les configurations 3 et 4, la dose minimale requise à l'isocentre permettant de remplir le critère d'admissibilité est comprise entre 1 et 4 Gy sur l'ensemble des amplitudes d'arc et tailles de champ explorées.

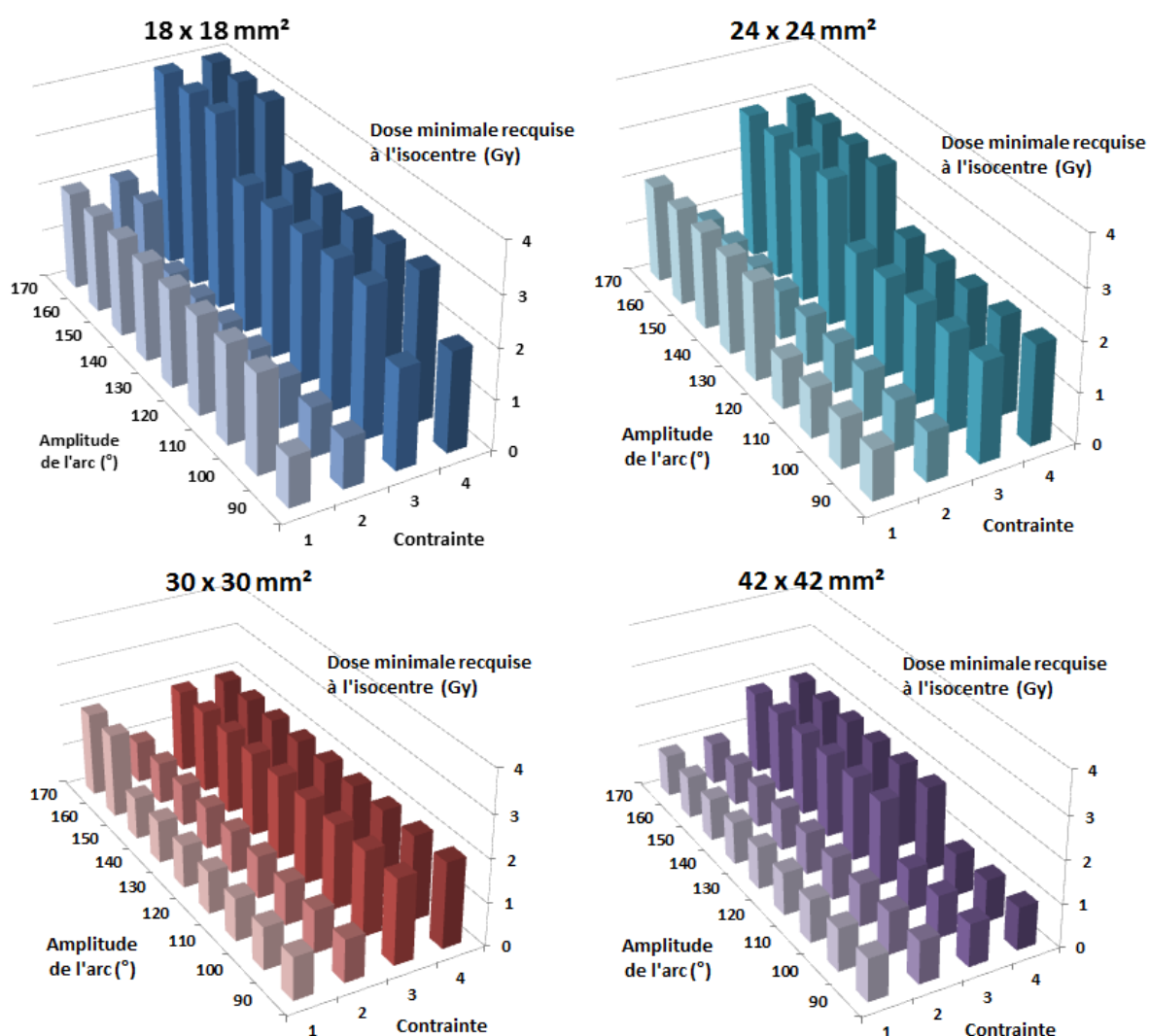


FIGURE 6.6 : Dose minimale requise à l'isocentre assurant une réponse de tous les détecteurs supérieure au seuil de 8 cGy, pour les tailles de champ de 42×42 mm², 30×30 mm², 24×24 mm², 18×18 mm² en fonction de la valeur de l'amplitude de l'arc (°) et du n° de la contrainte de positionnement des détecteurs

1.3.3 DISCUSSION

L'amplitude maximale explorée dans cette partie a été fixée à 170 ° car seuls des arcs non-coplanaires sont utilisés en radiochirurgie stéréotaxique.

La taille du champ d'irradiation et l'amplitude de l'arc conditionnent la valeur de la dose délivrée par degré et donc la réponse admissible des détecteurs. De façon générale, lorsque la taille du champ diminue et que l'amplitude de l'arc augmente, la dose par degré d'arc diminue, ce qui imposerait d'augmenter la dose à l'isocentre pour réaliser le critère d'admissibilité (mesure d'un des détecteurs supérieure à 8 cGy).

Pour toutes les contraintes, tailles de champ et amplitudes, considérées, la dose minimale explorable à l'isocentre (entre 1 et 4 Gy), reste inférieure aux doses délivrées lors d'un des arcs de la majorité des séances en forte dose unique de radiochirurgie stéréotaxique, et permet, à ce stade, de prévoir une bonne réponse des détecteurs en conditions expérimentales d'irradiation. Lorsque les détecteurs sont positionnés en entrée du faisceau, pour les configurations 1 et 2, les résultats ont montré que la dose minimale à l'isocentre et l'amplitude de l'arc explorables sont moins strictes que pour les configurations 3 et 4 qui prévoient un positionnement de 2 détecteurs en sortie de l'arc. Le positionnement des détecteurs selon la contrainte n° 2 permet d'explorer des gammes de dose à l'isocentre comparables à celles délivrées lors d'une séance de radiothérapie conventionnelle, pour des tailles de champ rencontrées en radiochirurgie stéréotaxique, et présente de plus l'avantage de mesurer le début et la fin de l'arc. Cependant, pour cette contrainte n°2, les détecteurs ne sont pas positionnés à l'angle de début ni fin de l'arc. Ainsi, la mesure de premier et dernier secteur angulaire de l'arc est réalisée aux limites de la fenêtre angulaire des MOSFET, où la sensibilité diminue. Ceci peut en effet présenter une limitation puisqu' en début d'irradiation, le débit de l'accélérateur, est légèrement augmenté afin compenser la montée en régime du nombre d'UM/min qui survient au début de l'irradiation. Dès lors, une fluctuation éventuelle de ce paramètre, qui conditionne directement la dose délivrée par degré au début de l'arc est plus délicate à détecter dans le cas de la contrainte n° 2. La contrainte n° 1 permet de pallier à ce manque mais nécessite en contrepartie d'augmenter la dose à l'isocentre, comme la moitié de la fenêtre angulaire des détecteurs placés au début et à la fin de l'arc n'est pas irradiée.

Un positionnement des détecteurs selon les contraintes 3 et 4, impose des doses minimales à l'isocentre plus rigoureuses. Ainsi, les résultats obtenus pour les contraintes 3 et 4 sont identiques comme les deux méthodes s'appuient sur la mesure de dose de sortie, et nécessitent, pour des tailles de champ où le déséquilibre électronique latéral survient,

d'explorer des doses à l'isocentre supérieures à 2 Gy dans notre étude. Il semble possible d'affirmer, à la vue de ces résultats préliminaires, que l'atténuation des détecteurs placés au début et à la fin de l'arc sur la réponse des détecteurs de sortie n'influe pas sur le critère d'admissibilité de la contrainte n° 3 par rapport à la contrainte n° 4 sur les gammes de champ et les amplitudes d'arc considérées.

2. PROBLEME INVERSE

Le problème inverse consiste à déterminer la dose à l'isocentre à partir des mesures des détecteurs MOSFET positionnés à la surface, obtenues après l'irradiation par un arc dont l'amplitude, et la taille du champ sont connues.

2.1 RESOLUTION DU PROBLEME INVERSE

2.1.1 PARAMETRES D'ENTREE

Suite à la l'irradiation par archthérapie conformationnelle, les paramètres d'entrée du problème inverse sont :

- l'amplitude de l'arc,
- l'angle de début et de fin de l'arc,
- les dimensions du faisceau d'irradiation
- la dose mesurée par chaque détecteur,
- la position angulaire de chaque détecteur placé sur l'axe de l'arc.

2.1.2 DETERMINATION DE LA DOSE A L'ISOCENTRE— MISE EN EQUATION

Pour chaque détecteur, on cherche la dose par degré $D_{c, \text{degré}}$, qui donnera la valeur de dose mesurée D_m en fonction de la position des détecteurs.

Pour cela on minimisera le résidu R_k , représentant l'écart entre $D_{c, \text{degré}}$ et D_m , degré, où D_c est la dose totale calculée par le détecteur telle que :

$$R_k = D_m - (D_c)_k \quad (6.5)$$

$$\Leftrightarrow R_k = D_m - \left[\sum_{i = -\alpha_{\max}}^{+\alpha_{\max}} \left(L_{c, \text{degré}} \times CS_{z \text{ eq}, A \times A} \times (S_{\alpha, i})_{A \times A} \times F_{\text{DSP}} \times (F_{\text{att}})_{\alpha} \right)_i \right]_k \quad (6.6)$$

Où $L_{c, \text{degré}}$ est la lecture du détecteur par degré en mV, et $CS_{z \text{ eq}, A \times A}$ est le coefficient de sensibilité en $\text{mV} \cdot \text{cGy}^{-1}$ obtenu pour la profondeur équivalente $z \text{ eq}$ et la taille de champ $A \times A$, $S_{\alpha, i}$ est la carte de sensibilité angulaire obtenue expérimentalement à partir des mesures de surface réalisées sur le fantôme sphérique à la DSP_{ref} pour une taille de champ $A \times A$, F_{DSP} le facteur de correction de la sensibilité angulaire des détecteurs avec la distance et F_{att} le facteur de correction de d'atténuation de la réponse du détecteur en sortie.

La valeur de la dose par degré D_c est modifiée à chaque itération par l'algorithme en calculant la solution $L_{c, \text{degré}}$ permettant d'ajuster la distribution de dose calculée sur la fenêtre angulaire au profil de dose obtenu par méthode directe. Cette modification est basée sur la relation :

$$(L_{c, \text{degré}})_{k+1} = (L_{c, \text{degré}})_k + \beta \quad (6.7)$$

où β représente le pas itératif.

Le résidu R_{k+1} à l'itération $k+1$ peut alors être écrit :

$$R_{k+1} = D_m - \left[\sum_{i=-\alpha_{\text{max}}}^{\alpha_{\text{max}}} \left([(L_{c, \text{degré}})_k + \beta] \times CS_{z \text{ eq}, A \times A} \times (S_{\alpha, i})_{A \times A} \times F_{DSP} \times (F_{\text{att}})_{\alpha} \right)_i \right]_{k+1} \quad (6.8)$$

En l'occurrence pour l'étude réalisée, le critère d'arrêt C est relatif, conformément aux recommandations du « Numerical Recipes » défini par :

$$C = \sqrt{\frac{\sum (D_m - D_c)^2}{\sum (D_m)^2}} = \sqrt{\frac{\sum (R_k)^2}{\sum (D_m)^2}} \quad (6.9)$$

A l'issue du calcul, la dose à l'isocentre vue par chaque détecteur sur son secteur angulaire peut ainsi être reconstruite. La dose globale D_T délivrée à l'isocentre sur l'arc est obtenue d'après la relation :

$$D_T = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (D_{\text{iso}})_i \quad (6.10)$$

Où $n = 5$ lorsque les 5 détecteurs sont utilisés pour la mesure de dose sur l'arc.

D'après les équations explicitées dans ce chapitre, un programme a été développé sous MATLAB[®] afin de résoudre le problème inverse à partir des positions angulaires de MOSFET en surface et des paramètres d'irradiation donnés.

3. EVALUATION DE LA SOLUTION INVERSE

L'objectif de cette partie est d'évaluer expérimentalement la méthodologie de reconstruction de la dose à l'isocentre. En premier lieu le réglage numérique de l'algorithme a été nécessaire.

3.1. PRECISION NUMERIQUE

3.1.1 MATERIEL ET METHODES

La précision du modèle direct conditionne la justesse de la solution inverse. On résout en premier lieu le problème direct, qui permet de calculer la dose mesurée par les détecteurs pour une configuration spatiale, taille de champ et amplitude données. A partir de ces paramètres fixés, la solution directe est ensuite injectée dans l'algorithme inverse afin d'obtenir itérativement la dose à l'isocentre mesurée pour chaque détecteur. La convergence de l'algorithme est obtenue lorsque le critère d'arrêt C défini par l'utilisateur en fonction du niveau de précision voulu est atteint. Pour notre étude, la valeur de C a été fixée à 10^{-5} ce qui permet d'obtenir une forte congruence entre la solution directe et inverse. Les solutions données par le problème direct pour les paramètres d'entrée définis en section §1.3.1 ont été injectées dans la méthode inverse pour obtenir les solutions inverses équivalentes. La variation entre la dose directe et la dose inverse $(\Delta D_{\text{inverse-directe}})_n$ pour un détecteur n donné a été calculée d'après la relation :

$$(\Delta D_{\text{inverse-directe}})_n = \left(\frac{D_{c,\text{inverse}} - D_{c,\text{direct}}}{D_{c,\text{direct}}} \times 100 \right)_n \quad (6.11)$$

Où n est le numéro du détecteur de 1 à 5, $D_{c,\text{inverse}}$ est la dose calculée par méthode inverse et $D_{c,\text{direct}}$, est la dose calculée par méthode directe.

La durée de convergence de résolution du problème inverse a été obtenue pour l'ensemble des configurations spatiales des MOSFET à la surface. L'incertitude de calcul

pour chaque détecteur σ_{D_T} a été calculée afin d'obtenir l'incertitude de la dose totale σ_T (avec tous les détecteurs) d'après la relation :

$$\sigma_T = \sqrt{(\sigma_{D_T})_1^2 + (\sigma_{D_T})_2^2 + (\sigma_{D_T})_3^2 + (\sigma_{D_T})_4^2 + (\sigma_{D_T})_5^2} \quad (6.12)$$

3.1.2 RESULTATS

Sur l'ensemble des configurations spatiales explorées et pour une valeur de C de 10^{-5} , la variation de dose induite par l'utilisation de la méthode inverse pour chaque détecteur est inférieure à 0,5 %. La durée de convergence est inférieure à 1 seconde pour chaque contrainte. L'incertitude du calcul de la dose totale à l'isocentre D_T est inférieure à 1 %.

3.1.3 DISCUSSION

Comme les fenêtres angulaires de chaque détecteur à reconstruire possèdent des tailles matricielles réduites, et que les contraintes de distributions spatiales ont été fixées a priori, l'espace des erreurs est réduit. Ainsi, la valeur du critère d'arrêt peut être définie finement tout en conservant des propriétés de convergence rapides de l'algorithme (< 1 s). De ce fait, il n'a pas été jugé nécessaire d'utiliser des algorithmes d'optimisation inverse pour réduire le temps de calcul et éviter de tomber dans des minima locaux de l'espace des erreurs. En conséquence, l'incertitude de dose au niveau de chaque détecteur est faible ($< 0,5$ %). Ainsi, en utilisant la méthode inverse développée dans ce travail, l'incertitude totale du calcul inverse de dose à l'isocentre, à partir des valeurs idéales données par le problème direct a été estimée inférieure à 1 %.

3.2 EVALUATION EXPERIMENTALE DE LA METHODE INVERSE

3.2.1 MATERIEL ET METHODES

L'évaluation de la méthode inverse présentée dans cette partie a été menée sur le fantôme sphérique Lucy© 3D QA. Les conditions d'irradiation suivantes ont été fixées comme paramètres d'entrée du problème direct afin d'obtenir le positionnement des détecteurs à la surface du fantôme répondant à chaque contrainte :

- Dose à l'isocentre de 7 Gy,
- Tailles de champ du faisceau d'irradiation de 30×30 mm² et 18×18 mm²,

- Amplitude d'arc de 140° , (caractéristique des traitements rencontrés en radiochirurgie stéréotaxique).

Le positionnement angulaire de chaque détecteur pour chaque contrainte est reporté dans la figure 6.7.

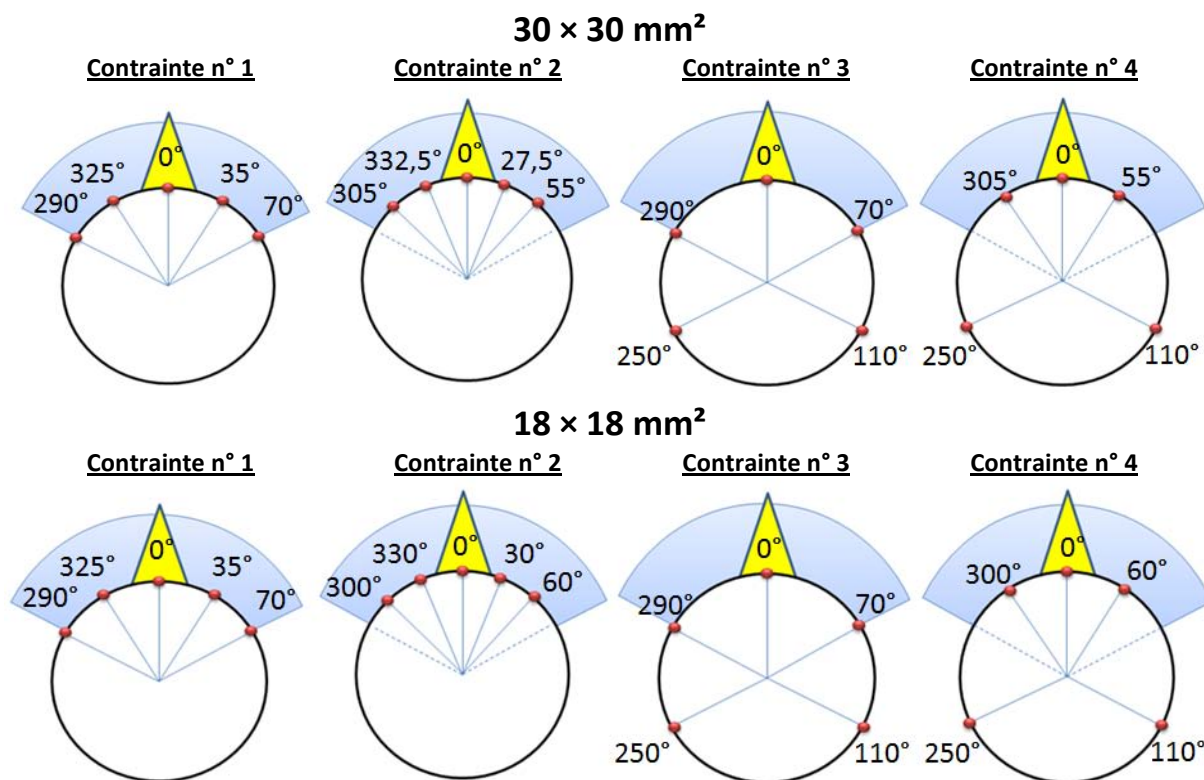


FIGURE 6.7 : Positionnement angulaire de chaque détecteur pour tailles de champ du faisceau d'irradiation de $30 \times 30 \text{ mm}^2$ et $18 \times 18 \text{ mm}^2$ et les contraintes appliquées au problème direct.

Comme le montre la figure 6.8, les MOSFET, équipés de leur capuchon de RW3, ont été positionnés sur l'axe de l'arc, à l'aide du réticule de l'accélérateur. Les contraintes ont chronologiquement été explorées de 1 à 4 pour les tailles de champ de $30 \times 30 \text{ mm}^2$ et de 4 à 1 pour la taille de champ de $18 \times 18 \text{ mm}^2$.

La réponse des détecteurs MOSFET (calibrés selon la méthode de calibration optimisée décrite précédemment), a été lue 30 s après la fin de l'irradiation (cf. Chap.4 § 2.3). En moyenne, pour toutes les géométries de contraintes, le délai inter-mesures est de 3,5 minutes sans jamais dépasser 5 minutes.

La réponse des détecteurs a ensuite été intégrée dans l'algorithme inverse afin d'obtenir la solution de dose correspondante.

A partir de la carte de sensibilité angulaire de détection $S_{\alpha,i}$, la largeur de la fenêtre angulaire du détecteur LF_c positionné dans la contrainte C , est obtenue pour l'angle $-\alpha$ à $+\alpha$ lorsque la réponse du détecteur à l'angle α est supérieure à 1 % de la sensibilité maximale de détection, i.e. lorsque le détecteur est placé sur l'axe du faisceau.

Pour chaque contrainte, la couverture angulaire a été calculée en considérant la largeur de la fenêtre angulaire de détection :

$$(C. \text{Angulaire})_C = \frac{\sum_{n=1}^5 (LF_c)_n}{A_{\text{arc}}} \times 100 \quad (6.13)$$

Les recoupes éventuelles des fenêtres angulaires des détecteurs dans le programme en entrée et/ou en entrée/sortie ont été corrigées.

Pour l'ensemble des tailles de champ explorées, la variation entre la solution D_T obtenue pour chaque détecteur a été comparée à la dose totale prescrite. Puis, la dose totale D_T moyenne des 5 détecteurs a été calculée et comparée à la dose prescrite. Les variations de dose ont été comparées en fonction du type de mesure considéré pour :

- la mesure au début et à la fin de l'arc,
- la mesure à l'entrée de l'arc
- la mesure en sortie de l'arc.

. La chambre d'ionisation PinPoint a été placée en position verticale en son centre afin de mesurer l'atténuation liée à la présence des détecteurs en surface, pour chaque contrainte et vérifier la fluence du faisceau.

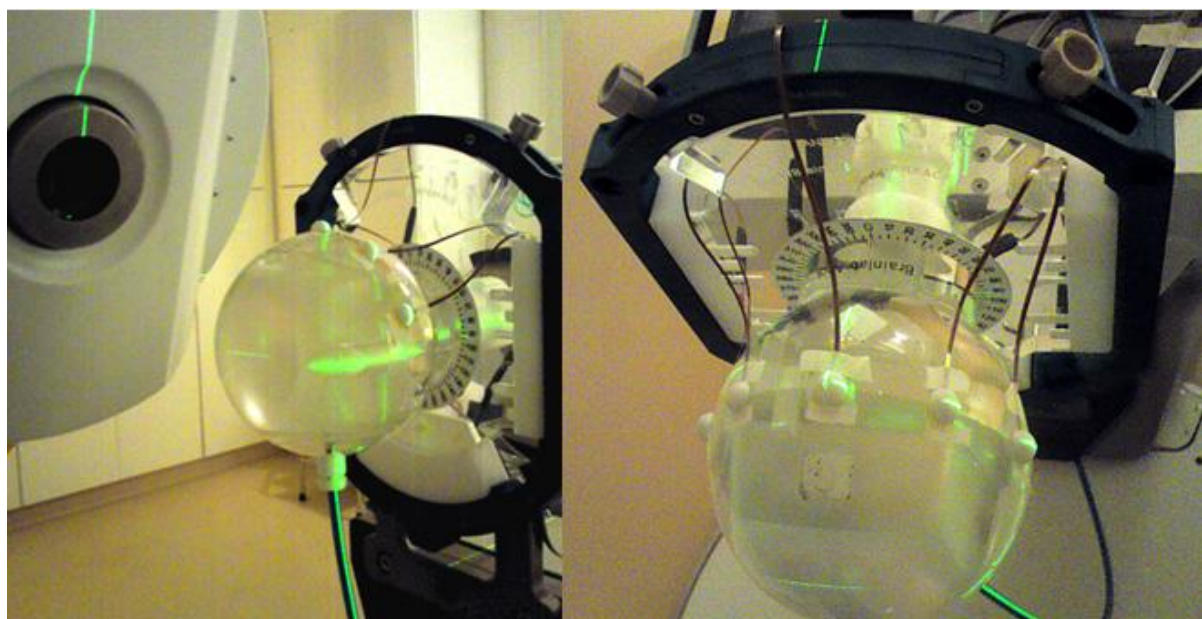


FIGURE 6.8 : A gauche, illustration du centrage des 5 MOSFET à la surface du fantôme sphérique sur l'axe de l'arc en son centre à l'aide du bras de l'accélérateur et de la chambre pinPoint placée au centre du fantôme. A droite, centrage des 5 détecteurs MOSFET selon la contrainte n° 1.

3.2.2 RESULTATS

La figure 6.9 représente la couverture angulaire calculée pour chaque contrainte et les tailles de champ de 30×30 mm² et 18×18 mm². Pour les deux tailles de champ, une meilleure couverture est obtenue avec la contrainte n° 2 (100 % et 71,43 %). Les résultats montrent que la couverture angulaire diminue avec la taille de champ pour toutes les contraintes. Pour les deux tailles de champ, la plus faible couverture angulaire est obtenue pour la contrainte n° 1 (85,8 % et 42,85 %).

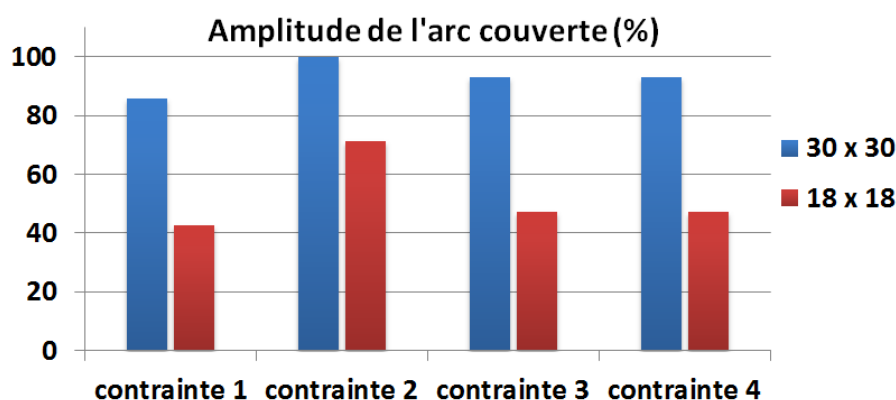


FIGURE 6.9 : Couverture de l'amplitude de l'arc (%) obtenue pour les tailles de 30×30 mm² et 18×18 mm².

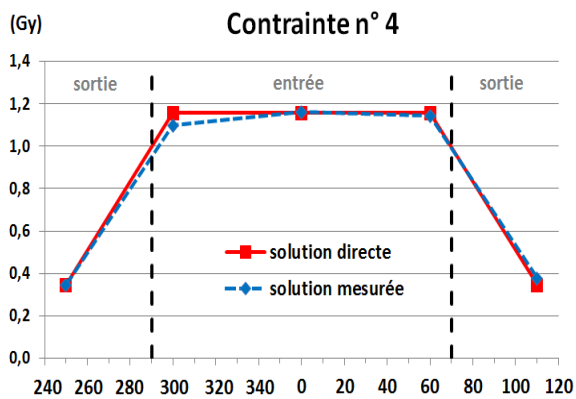
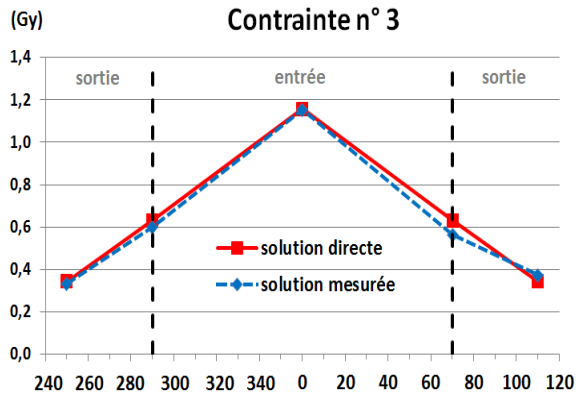
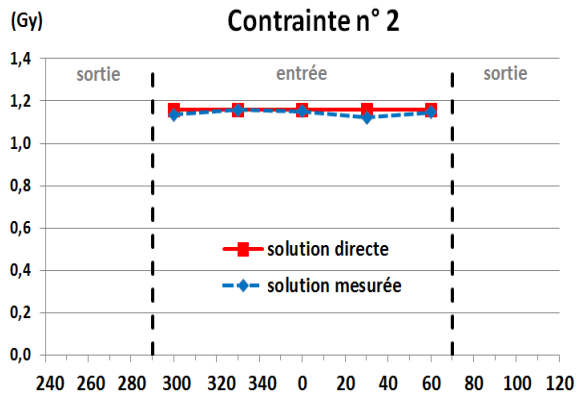
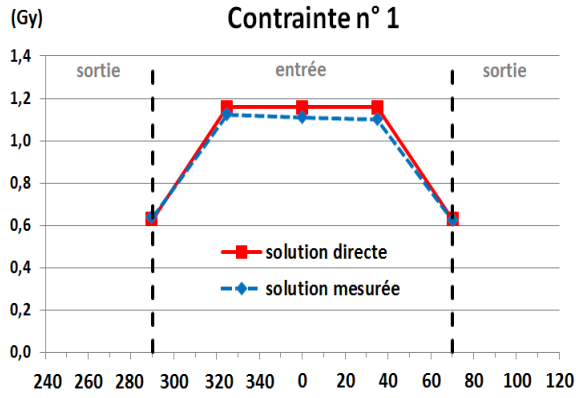
Les figures 6.10 et 6.11 représentent les variations de dose D_T obtenues pour chaque détecteur classées par type de mesure, i.e. au début/fin, en entrée et en sortie de l'arc, à la taille de champ de 30×30 et 18×18 mm².

- Pour la contrainte n° 1, impliquant des mesures de dose au début, à la fin et en entrée de l'arc, la variation de dose D_T obtenue pour chaque détecteur est comprise entre -0,8 % et -4,3 %.
- Pour la contrainte n° 2, impliquant des mesures à l'entrée de l'arc uniquement, la variation de dose D_T obtenue pour chaque détecteur est comprise entre -3,2 % et -0,1 %.
- Pour la contrainte n° 3, impliquant des mesures à l'entrée, à la fin, en entrée et sortie de l'arc, la variation de dose D_T obtenue pour chaque détecteur est comprise entre -5,0 % et 9,6 %.
- Pour la contrainte n° 4, impliquant des mesures e la variation de dose D_T obtenue pour chaque détecteur est comprise entre -10,1 % et 8,1 %.

Les résultats des calculs direct et inverse sont reportés dans la figure 6.12 et dans le tableau 6.1 pour la taille de champ de $30 \times 30 \text{ mm}^2$ et dans la figure 6.13 et le tableau 6.2 pour la taille de champ de $18 \times 18 \text{ mm}^2$.

Pour la taille de $30 \times 30 \text{ mm}^2$, la variation de la dose totale D_T reconstruite par la méthode inverse par rapport à la dose prescrite pour les contraintes 1, 2, 3, 4 vaut respectivement :

-2,4 %, -1,3 %, -2,2 % et 0,75 %. Pour la taille de $18 \times 18 \text{ mm}^2$, la variation de la dose totale D_T reconstruite par la méthode inverse par rapport à la dose prescrite vaut pour les contraintes 1, 2, 3, 4 respectivement : -2,5 %, -0,2 %, -9,4 % et -3,7 %.



MOSFET	Angles (°)	S _{directe} (Gy)	D _m (Gy)	(D _{iso}) _i (Gy)	Δ (%)
1	290	0,630	0,630	7,10	1,4
2	325	1,158	1,122	6,78	-3,1
3	0	1,158	1,108	6,70	-4,3
4	35	1,158	1,099	6,64	-5,1
5	70	0,630	0,624	6,94	-0,8
Dose totale D_T				6,83	-2,4

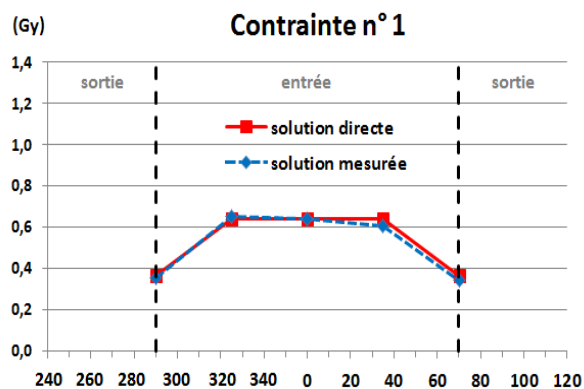
MOSFET	Angles (°)	S _{directe} (Gy)	D _m (Gy)	(D _{iso}) _i (Gy)	Δ (%)
1	305	1,158	1,137	6,87	-1,8
2	332,5	1,158	1,157	6,99	-0,1
3	0	1,158	1,151	6,96	-0,6
4	27,5	1,158	1,121	6,78	-3,2
5	55	1,158	1,146	6,93	-1,0
Dose totale D_T				6,91	-1,3

MOSFET	Angles (°)	S _{directe} (Gy)	D _m (Gy)	(D _{iso}) _i (Gy)	Δ (%)
1	250	0,344	0,333	6,77	-3,2
2	290	0,630	0,598	6,65	-4,9
3	0	1,158	1,154	6,98	-0,3
4	70	0,630	0,563	6,26	-10,5
5	110	0,344	0,372	7,57	8,1
Dose totale D_T				6,85	-2,2

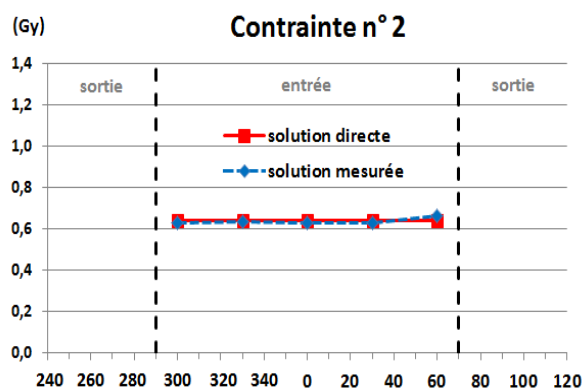
MOSFET	Angles (°)	S _{directe} (Gy)	D _m (Gy)	(D _{iso}) _i (Gy)	Δ (%)
1	250	0,344	0,344	7,00	0,0
2	305	1,158	1,100	6,65	-5,0
3	0	1,158	1,161	7,02	0,3
4	55	1,158	1,145	6,92	-1,1
5	110	0,344	0,377	7,67	9,6
Dose totale D_T				7,05	0,75

FIGURE 6.12 : Profils de dose théorique calculée (en rouge) au détecteur par méthode directe pour la taille de champ de 30x30 mm² et par méthode inverse expérimentale à partir de la lecture du détecteur après irradiation obtenue pour chaque contrainte (Gy)

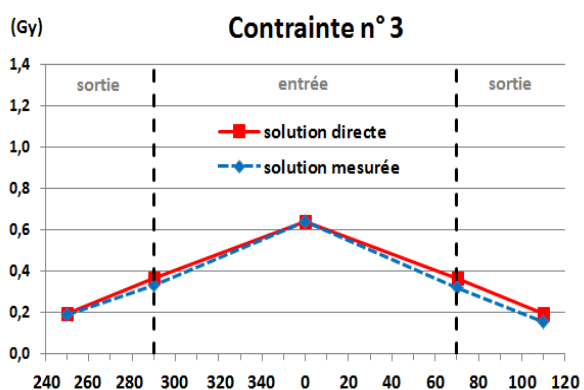
TABLEAU 6.1 : Résultats des calculs directs et inverses pour chaque contrainte, avec une taille de champ de 30x30 mm².



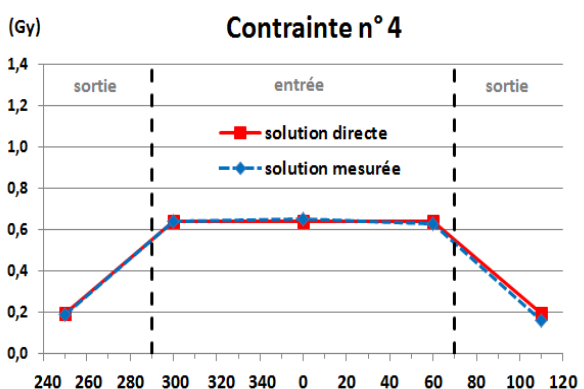
MOSFET	Angles (°)	S _{directe} (Gy)	D _m (Gy)	(D _{iso}) _i (Gy)	Δ (%)
1	290	0,369	0,358	6,78	-3,1
2	325	0,639	0,652	7,15	2,1
3	0	0,639	0,640	7,01	0,2
4	35	0,639	0,606	6,64	-5,1
5	70	0,369	0,346	6,55	-6,4
Dose totale D_T				6,83	-2,5



MOSFET	Angles (°)	S _{directe} (Gy)	D _m (Gy)	(D _{iso}) _i (Gy)	Δ (%)
1	300	0,639	0,631	6,916	-1,2
2	330	0,639	0,638	6,993	-0,1
3	0	0,639	0,630	6,902	-1,4
4	30	0,639	0,629	6,895	-1,5
5	60	0,639	0,666	7,3	4,3
Dose totale D_T				7,00	-0,02



MOSFET	Angles (°)	S _{directe} (Gy)	D _m (Gy)	(D _{iso}) _i (Gy)	Δ (%)
1	250	0,197	0,188	6,68	-4,6
2	290	0,370	0,333	6,31	-9,9
3	0	0,639	0,644	7,01	0,1
4	70	0,370	0,321	6,10	-12,8
5	110	0,190	0,157	0,197	-20
Dose totale D_T				6,34	-9,4



MOSFET	Angles (°)	S _{directe} (Gy)	D _m (Gy)	(D _{iso}) _i (Gy)	Δ (%)
1	250	0,197	0,192	6,81	-2,7
2	300	0,639	0,640	7,01	-0,1
3	0	0,639	0,651	7,10	-1,4
4	60	0,639	0,631	6,92	-1,1
5	110	0,197	0,160	5,87	-16,1
Dose totale D_T				6,74	-3,7

FIGURE 6.13 : Profils de dose théorique calculée (en rouge) au détecteur par méthode directe pour la taille de champ de 18×18 mm² et par méthode inverse expérimentale à partir de la lecture du détecteur après irradiation obtenue pour chaque contrainte (Gy)

TABEAU 6.2 : Résultats des calculs directs et inverses pour chaque contrainte.

L'atténuation des détecteurs mesurée par la chambre d'ionisation PinPoint pour chaque contrainte et taille de champ est représentée en figure 6.14. Elle est comprise entre 0,45 % et 0,69 % pour la taille de champ de 30×30 mm² et entre -1,07 % et -2,57 % pour 18×18 mm².

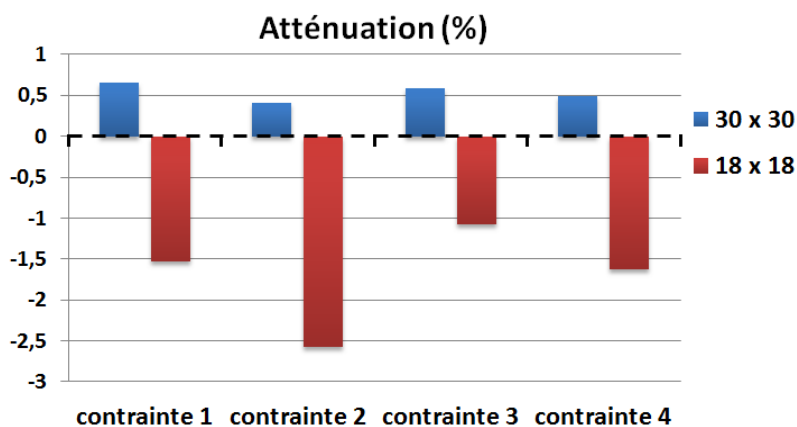


FIGURE 6.14 : Atténuation mesurée (en %) par la chambre PinPoint pour chaque contrainte aux tailles de 30×30 mm² et 18×18 mm².

3.2.3 DISCUSSION

L'étude a été réalisée pour une dose à l'isocentre de 7 Gy, caractéristique de la dose délivrée en radiochirurgie stéréotaxique sur un arc. D'après l'étude menée sur le problème direct (cf. §1.3), cette dose permet de remplir le critère d'admissibilité de toutes les contraintes. Deux tailles de champ ont été explorées sur un arc, 30×30 mm² et 18×18 mm² afin d'évaluer la méthode avec et sans équilibre électronique latéral.

Concernant la couverture angulaire de l'amplitude de l'arc, les meilleurs résultats sont obtenus lorsque la contrainte n° 2 est choisie. Elle permet en effet d'utiliser pleinement la largeur des fenêtres angulaires de détection des MOSFET, pour une taille de champ donnée. De plus, l'étude a montré que la reconstruction de la dose totale D_T à partir des mesures à l'entrée de l'arc est moins sensible que les mesures du début/fin et sortie de l'arc aux écarts qui pourraient survenir entre la dose théorique calculée au détecteur directe et la dose inverse mesurée. Comme expliqué précédemment, lorsque les détecteurs sont positionnés dans ces configurations spatiales à la surface, la dose mesurée est plus faible comme la moitié de la fenêtre angulaire de détection est irradiée et/ou la réponse des détecteurs est atténuée par l'épaisseur du fantôme. En conséquence, la proportion de l'écart de dose augmente relativement plus vite quand la valeur de la dose mesurée par le détecteur diminue. Cet effet

est plus important quand la taille du champ diminue et que les profils de dose calculés à chaque détecteur s'aplatissent (cf. figure 6.12 et 6.13). Ce résultat expérimental confirme l'hypothèse de l'étude théorique menée avec le problème direct en section 1.3.2 de ce chapitre.

Les écarts entre la dose théorique calculée par problème direct et la solution inverse calculée à partir des mesures des MOSFET s'expliquent vraisemblablement par le positionnement plus difficile du détecteur à la sortie de l'arc. Ainsi, dans cette étude, l'exploration à $30 \times 30 \text{ mm}^2$ a été réalisée chronologiquement pour la contrainte 3 et 4 avec le MOSFET n° 5 placé à 110° sans changement de position comme ces deux contraintes impliquent la mesure en sortie. Puis il a été fait l'exploration des contraintes 4 à 3 pour $18 \times 18 \text{ mm}^2$. De cette façon, l'influence du mauvais positionnement sur la dose s'est propagée et explique les écarts de dose importants obtenus en sortie dans la reconstruction de D_T à partir de la mesure du MOSFET n° 5. Dans la même idée, un écart de dose supérieur à 10 %, lié au mauvais positionnement du MOSFET n° 4 (angle = 70°), à $18 \times 18 \text{ mm}^2$ a été obtenu pour la contrainte n° 4, mais n'est pas retrouvé pour la contrainte n° 5. En effet, le positionnement du détecteur a été modifié dans ce dernier cas (angle = 55° , variation de dose de -1,1 %).

En intégrant la réponse de tous les détecteurs dans le calcul de la dose totale D_T délivrée à l'isocentre, la méthode inverse donne des résultats satisfaisants pour chaque contrainte. L'écart de dose est compris entre -2,4 % et 0,75 % pour la taille de champ de $30 \times 30 \text{ mm}^2$ et de -2,5 %, à -3,7 % pour la taille de champ de $18 \times 18 \text{ mm}^2$ (or contrainte n° 4 où 2 des 5 mesures sont erronées).

L'atténuation mesurée par la chambre d'ionisation PinPoint en position verticale pour chaque contrainte est négligeable pour toutes les contraintes à la surfaces obtenues pour la taille de champ de $30 \times 30 \text{ mm}^2$. Lorsque la taille du champ diminue, elle est maximale pour la contrainte n° 2, qui fait intervenir un plus grand nombre de détecteurs dans le champ du volume sensible de la chambre d'ionisation (-2,57 %). L'atténuation devient alors assimilable à celle obtenue en faisceau fixes. Cependant pour les autres contraintes, elle est plus faible, de l'ordre de -1,5 %. En effet, bien que pour ces dernières contraintes, un détecteur (MOSFET n° 3) soit toujours situé sur l'axe de la chambre, sa présence est moins délétère sur la dose délivrée à l'isocentre comme le faisceau est délivré sur l'ensemble de l'arc. L'anisotropie de réponse de la chambre PinPoint utilisée dans cette étude est évaluée inférieure à $\pm 0,5 \%$ pour des rotations de faisceau autour de l'axe de la chambre, et inférieure à $\pm 1 \%$ lorsque l'axe de

la chambre est inclinée de $\pm 20^\circ$ incidence radiale et $\pm 15^\circ$ pour l'incidence axiale (PTW, 2011).

Chaque contrainte présente des avantages et des limitations à intégrer en fonction des paramètres d'irradiation explorés tels que la taille du champ, l'amplitude de l'arc, la dose à l'isocentre et la position de l'angle de début et de fin de l'arc. Le tableau 6.4 synthétise ces éléments.

Dans la littérature, il n'existe pas à notre connaissance de méthode analogue de reconstruction de la dose à l'isocentre en arthrothérapie impliquant de mesures de détecteurs placés à surface. Il est toutefois possible de noter l'usage intra-cavitaire de détecteurs MOSFET en technique d'arthrothérapie impliquant des traitements du mur rectal (Hardcastle, 2010). La reconstruction de la dose à l'isocentre délivrée en arthrothérapie est en effet principalement rapportée pour des travaux effectués à partir de signal de transmission mesuré par les détecteurs EPID mais reste relativement rare. Ainsi, une précision de $\pm 4\%$ a été rapportée pour l'étude de Piermattei *et coll.* réalisée sur patients, mais cette dernière impliquait des tailles de champs comprises entre $30 \times 30 \text{ mm}^2$ et $50 \times 50 \text{ mm}^2$ en technique d'arthrothérapie et des doses à l'isocentre de 17 Gy par fraction sur trois jours (51 Gy) (Piermattei *et coll.*, 2008).

Notre méthode donne des résultats satisfaisants pour des tailles de faisceau plus faibles. Toutefois, la limitation principale de ce travail réside dans le fait que certains secteurs angulaires de l'amplitude de l'arc sont aveugles pour les détecteurs.

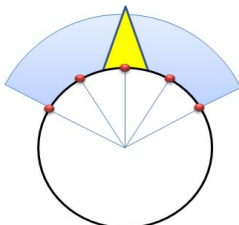
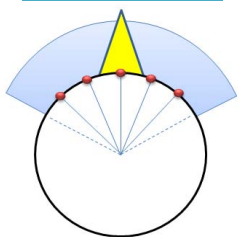
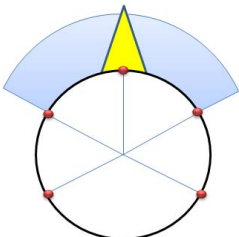
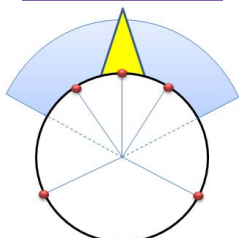
Distribution spatiale	Avantages	Limitations
<p>Contrainte n° 1</p> 	<ul style="list-style-type: none"> - Mesure début/ fin de l'arc - Positionnement des détecteurs simplifié - Faibles tailles de champ 	<ul style="list-style-type: none"> - Pas de mesure de sortie de l'arc - Secteurs angulaires aveugles
<p>Contrainte n° 2</p> 	<ul style="list-style-type: none"> - Faibles doses - Irradiation uniforme des détecteurs en entrée - Positionnement simplifié des détecteurs - Faibles tailles de champ - Couverture angulaire optimisée 	<ul style="list-style-type: none"> - Pas de mesure en sortie de l'arc - Atténuation (-2,6 %)
<p>Contrainte n° 3</p> 	<ul style="list-style-type: none"> - Mesure en sortie de l'arc - Atténuation des détecteurs - Irradiation uniforme des détecteurs en sortie 	<ul style="list-style-type: none"> - Atténuation des MOSFET d'angle de début/fin de l'arc sur les MOSFET de sortie - Faibles doses - Positionnement plus délicat en sortie pour les faibles tailles de champ - Secteurs angulaires de l'arc aveugles
<p>Contrainte n° 4</p> 	<ul style="list-style-type: none"> - Mesure en sortie de l'arc - Mesure du début et fin de l'arc - Atténuation des détecteurs - Irradiation uniforme des détecteurs en entrée - Irradiation uniforme des détecteurs en sortie 	<ul style="list-style-type: none"> - Positionnement plus délicat des détecteurs en sortie pour les faibles tailles de champ - Faibles doses - Secteurs angulaires de l'arc aveugles

TABLEAU 6.3 : Synthèse des avantages et inconvénients des contraintes de positionnement des 5 MOSFET pour la mesure en conditions dynamiques d'irradiations par arcthérapie conformationnelle.

SYNTHESE

Une méthode de reconstruction inverse de la dose à partir de mesures effectuées à la surface par détecteurs MOSFET, équipés de leur capuchon de RW3, a été développée pour l'usage en arcthérapie conformationnelle en radiochirurgie stéréotaxique. Cette méthode s'appuie sur la résolution d'un problème direct reconstruisant la dose reçue des détecteurs pour des paramètres d'irradiation donnés sur leur fenêtre angulaire de détection. Quatre répartitions spatiales de détecteurs à la surface adaptées aux situations cliniques rencontrées en radiochirurgie stéréotaxique ont été étudiées :

- Contrainte n° 1 : Positionnement uniforme des 5 détecteurs en entrée de l'arc.
- Contrainte n° 2 : Irradiation uniforme des 5 détecteurs en entrée.
- Contrainte n° 3 : Positionnement uniforme de 3 détecteurs en entrée et de 2 détecteurs en sortie.
- Contrainte n° 4 : Irradiation uniforme de 3 détecteurs en entrée et de 2 détecteurs en sortie de l'arc.

Pour l'ensemble des contraintes, la dose minimale à l'isocentre permettant d'obtenir une variabilité acceptable de mesure des MOSFET (~2 %) est comprise entre 1 et 4 Gy pour des amplitudes d'arc comprises entre 90 ° et 170 °.

Puis un algorithme inverse a été développé afin de reconstruire la dose à l'isocentre à partir des mesures des détecteurs réalisée en surface et disposés successivement selon les quatre contraintes spatiales à la surface. L'évaluation en conditions expérimentales de la méthode inverse a été effectuée sur un fantôme sphérique en considérant pour chaque contrainte : l'atténuation causée par la distribution spatiale des détecteurs à la surface, la couverture de l'amplitude de l'arc, la dose inverse à l'isocentre mesurée pour chaque détecteur et la dose totale délivrée .

Les résultats ont montré que l'atténuation liée à la contrainte n° 2 est plus importante (-2,57 %) par rapport aux autres contraintes (~-1,5 %) pour la plus petite taille de champ explorée, mais reste négligeable en conditions de plein équilibre électronique latéral.

Lorsque les mesures sont réalisées en entrée au début/fin et à la sortie de l'arc, la dose mesurée par les détecteurs est plus sensible au mauvais positionnement des détecteurs, ce qui peut induire des variations de dose importantes lorsque la dose à l'isocentre est faible et que la taille de champ est réduite.

Cependant, en intégrant la réponse de tous les détecteurs dans le calcul de la dose totale D_T délivrée à l'isocentre, la méthode inverse donne des résultats satisfaisants pour chaque contrainte. L'écart de dose est compris entre -2,4 % et 0,75 % pour la taille de champ de $30 \times 30 \text{ mm}^2$ et de -2,5 %, à -3,7 % pour la taille de champ de $18 \times 18 \text{ mm}^2$ (sauf pour la contrainte n° 4 où 2 des 5 mesures sont erronées).

Ces résultats, qui répondent à une étude de faisabilité, permettent de valider le modèle direct et la méthode inverse développés dans ce travail, se basant sur des mesures ponctuelles par MOSFET pour la dosimétrie in vivo en arthrothérapie conformationnelle impliquant des petits champs.

Conclusion Générale et perspectives

CONCLUSION GENERALE

L'objectif général de ce travail de thèse était d'évaluer la possibilité de réaliser la dosimétrie in vivo en radiochirurgie stéréotaxique en utilisant des détecteurs MOSFET et/ou microMOSFET,

Le premier chapitre a été consacré à la présentation des enjeux de l'étude : les dimensions des volumes lésionnels usuels en radiochirurgie stéréotaxique intracrânienne nécessitent l'utilisation de petits champs qui présentent toujours un challenge pour la dosimétrie absolue et par extension pour la dosimétrie in vivo. Le dosimètre idéal devrait présenter une indépendance au débit de dose, une forte équivalence au tissu, une haute résolution spatiale et un volume sensible de faibles dimensions afin de minimiser les perturbations du champ d'irradiation et l'effet de volume partiel. Comme il n'existe pas de consensus sur le détecteur à utiliser pour la dosimétrie absolue dans les conditions de petits champs, plusieurs dosimètres in vivo utilisés en radiothérapie sont potentiellement utilisables. Parmi eux, les détecteurs à technologie MOSFET. Par ailleurs, d'abord développée pour la radiothérapie, la dosimétrie in vivo nécessite d'être aménagée pour son application en radiochirurgie stéréotaxique. En effet, en radiothérapie, la dosimétrie in vivo est réalisée sur quelques fractions de l'ensemble du traitement: l'influence de l'atténuation du détecteur est donc lissée sur la dose totale délivrée. Si la pertinence de la dosimétrie in vivo n'est pas à remettre à cause, les modalités d'application en radiochirurgie stéréotaxique soulèvent cependant des questionnements sur l'influence du détecteur en regard du fractionnement en dose unique et de la faisabilité de mesure de dose ponctuelle en technique d'arc-thérapie.

Le deuxième chapitre a présenté le principe de fonctionnement des détecteurs MOSFET en l'absence et en présence de rayonnements et a permis d'appréhender de façon théorique leur mode d'utilisation en tant que dosimètre. Le principe de détection des MOSFET repose sur la quantification indirecte de la charge résiduelle piégée dans le volume sensible, obtenue d'après le modèle élémentaire de séparation paire électron-trou et suite à des mouvements de charges complexes au sein du détecteur. La dégradation du volume sensible (SiO_2) est mesurée avant et après irradiation par la variation de la tension seuil ΔV_{th} ,

proportionnelle à la dose délivrée. Cependant, la densité de pièges du volume sensible, définie lors du processus de fabrication des détecteurs, est fixe et confère au détecteur une durée de vie limitée ce qui constitue le désavantage majeur de ce type de détecteurs.

Le troisième chapitre a présenté le matériel utilisé pour ce projet et les résultats de l'investigation préliminaire liée aux considérations d'utilisation des détecteurs à la surface, équipés de leur capuchon de mise en équilibre électronique dans les petits champs. L'étude des capuchons de mise en équilibre électronique a été menée et a permis de borner le domaine d'utilisation des détecteurs sur la gamme de champs utilisée en radiochirurgie stéréotaxique. Ainsi, les MOSFET équipés de leur capuchon commercial de RW3 ont permis d'explorer des tailles de champ jusqu'à $18 \times 18 \text{ mm}^2$. Pour les microMOSFET un capuchon de mise à l'équilibre de diamètre de 10 mm en bolus a été développé. Les microMOSFET équipés du capuchon de bolus permettent d'explorer des tailles de champ jusqu'à $6 \times 6 \text{ mm}^2$. Enfin l'étude de caractérisation des faisceaux fixes a permis d'établir l'incertitude intrinsèque des MOSFET à $\pm 3,24 \%$ et des microMOSFET à $\pm 2,67 \%$.

Dans le quatrième chapitre, la méthode de calibration développée et optimisée pour l'utilisation de détecteurs MOSFET et microMOSFET équipés de capuchon et positionnés à la surface du fantôme a été détaillée. Elle implique la calibration individuelle des détecteurs à la surface, réalisée dans les conditions d'utilisation proches de celles de la clinique. Les coefficients de sensibilité sont déterminés à partir de trois mesures réalisées à une DSP et pour une taille de champ donnée à partir d'un nombre d'UM calculés par le TPS afin de délivrer une dose de 2,5 Gy. Le nombre de mesures à réaliser peut être réduit par l'utilisation de la loi de l'inverse carré des distances, tout en conservant un échantillonnage fin (6 mm) des tailles de champ en condition de déséquilibre électronique latéral, en accord avec le formalisme d'Alfonso *et coll.* (Alfonso *et coll.*, 2008). Un intervalle de 5 minutes, entre irradiation et lecture, pour la méthode de calibration optimisée, présente une solution acceptable pour l'activité clinique en regard du gain de précision obtenu pour les coefficients de sensibilité (+1,80 %). L'uniformité du lot étant du même ordre que la répétabilité de mesure du détecteur, les résultats ont démontré que la calibration d'un seul MOSFET pour un lot en une seule fois avec un intervalle de 5 minutes permet de réaliser le meilleur compromis entre temps de calibration et précision des coefficients de sensibilité. La méthode de calibration a été validée dans les conditions géométriques d'irradiation (l'écart moyen est de $|2,53 \%$ pour les MOSFET, et de $|2,88 \%$ pour les microMOSFET dans les tailles de champ irrégulières).

Une formule du champ carré équivalent développée à partir de celle de Thomas, adaptée au déséquilibre électronique latéral rencontré dans les plus petites tailles de champ, a été développée.

Le cinquième chapitre a permis d'étudier la sensibilité, c'est-à-dire le seuil de détection de l'erreur introduite dans l'un des paramètres de traitement par les MOSFET et microMOSFET dans le cas de faisceaux fixes de dimensions variables. L'étude a consisté en la reconstruction en 3D de l'erreur de distribution de dose aux structures d'intérêt à partir de modélisation numériques. Pour chaque type d'erreur (position du bras, taille des mâchoires, position et angle du collimateur, position de l'isocentre en 3D), un seuil de détection a été obtenu à partir de la dose à l'isocentre. Les résultats des simulations ont montré que l'erreur induit des gradients négatifs et positifs dans la distribution de dose du plan de référence, susceptibles de se compenser lors de la mesure par plusieurs capteurs, et donc d'être indétectables lors de l'utilisation d'un détecteur ponctuel dans les faisceaux fixes. La synthèse de ces résultats a abouti à la proposition d'une méthode de positionnement de 5 détecteurs à la surface en situation clinique permettant d'obtenir une sensibilité maximale à l'erreur rencontrée dans l'un des paramètres de traitement.

Le sixième chapitre a proposé une méthode inverse de dosimétrie in vivo développée pour l'irradiation en conditions d'arthérapie conformationnelle par des faisceaux de petites dimensions. Dans la première partie de cette étude, les travaux ont consisté à la résolution du problème direct en déterminant la réponse des détecteurs à la surface à partir de la connaissance de la dose à l'isocentre (soit en profondeur). Puis, les résultats des simulations numériques ont permis d'aboutir à une méthode de positionnement optimal des détecteurs à la surface pour des paramètres d'irradiation en arthérapie. En seconde partie, la méthode de résolution du problème inverse a été développée afin de reconstruire la dose délivrée à l'isocentre à partir de la mesure de détecteurs placés à la surface. Enfin, une évaluation de la méthode en condition d'arthérapie conformationnelle a été réalisée en corrélant les solutions théoriques obtenues par calcul direct aux solutions inverses mesurées par détecteurs MOSFET sur un fantôme. Ces résultats, ont permis de valider le modèle direct et la méthode inverse développés dans ce travail, se basant sur des mesures ponctuelles par MOSFET pour la dosimétrie in vivo en arthérapie conformationnelle impliquant des petits champs, jusque-là jamais abordée.

PERSPECTIVES

L'ensemble de ce travail a répondu à la problématique du projet de recherche et a permis de valider sur fantôme, la mesure de dose in vivo en radiochirurgie stéréotaxique par MOSFET et microMOSFET en conditions de faisceaux fixes et d'arthérapie conformationnelle.

La première perspective à envisager est l'application clinique de cette méthode afin :

- d'évaluer en conditions cliniques la méthodologie globale,
- de permettre l'entraînement de l'équipe au système et d'optimiser l'utilisation des détecteurs,
- de définir le niveau d'intervention.

Dans un deuxième temps, il s'agira d'améliorer la méthode inverse développée pour l'arthérapie. Les étapes suivantes sont alors envisageables:

- corréler la mesure à la surface des détecteurs avec la réponse en 3D d'un gel de dosimétrie (MAGIC) (étude en cours).
- augmenter le nombre de détecteur à la surface lorsque des faibles dimensions de faisceau sont rencontrées afin de réduire les secteurs angulaires aveugles sur la course de l'arc.
- intégrer l'arthérapie dynamique conformationnelle et le mouvement du collimateur micro multi-lames.

.

Bibliographie

- Aspradakis M.M., Byrne J.P., Palmans H., Conway J., Rosser K., Warrington J.A.P., Duane S., (2010) "Small field MV photon dosimetry", IPEM Report 103, IPEM, 2010.
- AAPM Radiation Therapy Committee TG66, (2003), "Quality assurance for computed-tomography simulators and the computed-tomography-simulation process", Med. Phys., 30(10).
- AAPM Report No 87, (2005), "Diode in-vivo dosimetry for patients receiving external beam radiation therapy, AAPM" Report of Task Group 62.
- Alecu R., Alecu M., Ochran T.G., (1998), "A method to improve the effectiveness of diode in vivo dosimetry", Med Phys., 25(5):746-749.
- Alfonso R., Andreo P., Capote R., Saiful Huq M., Kilby W., Kjäll P., Mackie T. R., Palmans H., Rosser K., Seuntjens J., Ullrich W., Vatnitsky S., (2008), "A new formalism for reference dosimetry of small and nonstandard fields", Med. Phys., 35, 5179.
- Andersen C.E., Nielsen S.K., Lindegaard J.C., Tanderup K., (2009), "Time-resolved in vivo luminescence dosimetry for online error detection in pulsed dose-rate brachytherapy", Med. Phys., 36(11), 5033-5043.
- Andreo P., Burns D.T., Hohlfield K., Huq M.S., Kanai T., Laitano F., Smyth V., Vynckier S., (2000), "Absorbed dose determination in external beam radiotherapy: An International Code of Practice for dosimetry based on standards of absorbed dose to water," IAEA Technical Reports Series No. 398 (International Atomic Energy Agency, Vienna).
- Aspradakis M.M., (2005), "Challenges in small field MV photon dosimetry", AAPM meeting, presentation orale, Med Dos 30, 233.
- Benedetto J. et Boesch Jr H.E., (1986), "The relationship between ^{60}Co and 10 keV X-ray damage in MOS devices", IEEE Trans Nucl Sci., 33(6) 1318.
- Berger L., (2006), "Utilisation d'un système d'imagerie portale électronique avec détecteur au silicium amorphe pour vérifier la dose reçue par les patients en radiothérapie", Thèse de Doctorat, Université de Toulouse.

-
- Bhangle J.R., Sathiya Narayanan V.K., Deshpande S.A., (2007), “Dose linearity and uniformity of Siemens ONCOR impression plus linear accelerator designed for step-and-shoot intensity-modulated radiation therapy”, *J Med Phys.*, 32,103-107.
- Bloemen-van Gorp E.J., Mijnheer B.J., Verschueren T.A., (2007), “Total body irradiation, toward optimal individual delivery: dose evaluation with metal oxide field effect transistors, thermoluminescence detectors, and a treatment planning system”, *Int J Radiat Oncol Biol Phys.*, 69 1297-1304.
- Boellaard R., van Herk M., Mijnheer B.J., (1996), “The dose response relationship of a liquid-filled electronic portal imaging device”, *Med. Phys* 23,1601–1611.
- Boesch Jr H.E., McLean F.B., Benedetto J.M., McGarrity J.M., (1986), “Saturation of threshold voltage shift in MOSFETs at high total dose”, *IEEE Tran Nucl Sci.*, 33(6), 1191-1197.
- Bortfeld T., Burkelbach J., Boesecke R., Schlegel W., (1990), “Method of image reconstructions from projections applied to conformation therapy”, *Phys. Med. Biol.*, 35:1423 1434.
- Bortfeld T., Kahler D.L., Waldron T.J., Boyer A.L., (1994), “X-ray field compensation with multileaf collimators”, *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Med. Phys.* ,28:723–730.
- Bouchard H., Seuntjens J.P., (2004), "Ionization chamber-based reference dosimetry of intensity modulated radiation beams", *Med. Phys.* 31, 2453-2464.
- Boudenot J. C. (1995) “Les Environnements Radiatifs”, *L'Onde électrique*, 75, (3), 6-12.
- Bower M.W. et Hitenlang D.E., (1998), “The characterization of a commercial MOSFET dosimeter system for use in diagnostic x-ray”, *Health Phys.*, 75 197-204.
- Boyer A.L., Desobry G.E., Wells N.H., (1991), “Potential and limitations of invariant kernel conformal therapy”, *Med. Phys.*, 18:703–712.
- Brahme A., (1988), “Optimisation of stationary and moving beam radiation therapy techniques”, *Radiother. Oncol.*, 12:129–140.
- Brahme A., Roos J.E., Lax I., (1982), “Solution of an integral equation encountered in rotation therapy”, *Phys. Med. Biol.*, 27:1221–1229.

-
- Capote R., Sanchez-Doblado F., Leal A., Lagares J.I, Arrans R., Hartmann G, (2004), “An EGSnr Monte Carlo study of the microionization chamber for reference dosimetry of narrow irregular IMRT beamlets” *Med. Phys.* 31 2416–22.
- Carol M.P., Targovnik H., Campbell C., Bleier A., Strait J., Rosen B., Miller P., Scherch D., Huber R., Thibadeau B., Dawson D., and Ruff D., (1993), “An Automatic 3D Treatment Planning and Implementation System for Optimised Conformal Therapy in Three-dimensional Treatment Planning”, P. Minet (ed.). Geneva: WHO, pp.173–187.
- Chang K.S., Yin F.F., Nie K.W., (1996), “The effect of detector size to the broadening of the penumbra--a computer simulated study”, *Med Phys.*, 23(8):1407-11.
- Chauvenet B., Bordy J.M. et Barthe J., (2009) “Perspectives en métrologie de la dose face aux évolutions techniques de la radiothérapie externe”, *Revue française de métrologie*, 17, 41-49.
- Cherpak A., Studinski R.C., Cygler J.E., (2008), “MOSFET detectors in quality assurance of Tomotherapy Radiotherapy and Oncology”, *Radiother Oncol.*, 86, 242-250.
- Cherry P. et Duxbury A., (1998), “Practical Radiotherapy : Physics and Equipment”, Wiley Blackwell.
- Cheung T., Butson M.J., Yu P.K.N., (2004), “Effects of temperature variation on MOSFET dosimetry,” *Phys. Med. Biol.*, 49(13),191-196.
- Chuan Z., (1993), “Semiconductor Interfaces, Microstructures and Devices”, Ch. 10, 230, IOP Publishing.
- Chuang C.F., Verhey L.J., Xia P., (2002) “Investigation of the use of MOSFET for clinical IMRT dosimetric verification”, *Med. Phys.*, 29(6), 1109-1115.
- Chung J.B., Lee J.W., Suh T.S., Lee D.H., Choe B.Y., Kim Y.S., Kim J.S., Kim I.A., Choi K.S., Ye S.J., (2009), “Dosimetric Characteristics of Standard and Micro MOSFET Dosimeters as In-vivo Dosimeter for Clinical Electron Beam *J Korean Phys Soc*, 55(6) 2566-2570
- Clarkson JR., (1941), “A note on depth doses in fields of irregular shape”, *Br J Radiol.*, 14:265–268.
- Convery D.J. et Rosenbloom M.E., (1992), “The generation of intensity-modulated fields for conformal therapy by dynamic collimation”, *Phys. Med. Biol.*, 37, 1359–1374.

-
- Das I.J., Ding G.X., Ahesjö A., (2008) “Small fields: Nonequilibrium radiation dosimetry”, *Med. Phys.*, 35(1) 206-215.
- Das I.J., Downes M., BKassae. A., Tochner Z., (2000), “Choice of radiation detector in dosimetry of stereotactic radiosurgery-radiotherapy” , *J. Radiosurg.* (3), 177:85.
- David B., (2008), “Mise au point et évaluation d'un système fibré de dosimétrie en ligne utilisant des matériaux phosphorescents stimulables optiquement - Application à la mesure de dose en radiothérapie et au monitoring de faisceaux”, Thèse de Doctorat, Université de Toulouse.
- De Angelis C., Onori S., Pacilio M., Cirrone G.A.P., Cuttone G., Raffaele L., Bucciolini M., Mazzocchi S., (2002), “An investigation of the operating characteristics of two PTW diamond detectors in photon and electron beams”, *Med Phys.*, 29(2) 248–254.
- Dennehy W.J., Brucker G.J., Holmes-Sieldle A., (1966), “A radiation-induced instability in silicon MOS transistors”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-13(6), 273-281.
- Di Betta E., Fariselli L., Bergantin A., Locatelli F., Del Vecchio A., Broggi S., Fumagalli M.L., (2010), Evaluation of the peripheral dose in stereotactic radiotherapy and radiosurgery treatments, *Med. Phys.*, 37(7),3587–3594.
- Ding G.X., Duggan D.M., Coffey C.W., (2008), “A theoretical approach for non-equilibrium radiation dosimetry”, *Phys. Med. Biol.*, 53, 3493.
- Dong S.L., Chu T.C., Lee J.S., Lan G.Y., Wu T.H., Yeh Y.H., Wang J.J, (2002), “Estimation of mean-glandular dose from monitoring breast entrance skin air kerma using a high sensitivity metal oxide semiconductor field effect transistor (MOSFET) dosimeter system in mammography”, *Appl. Radiat. Isotopes.*, 57 791–799.
- Duggan, D.M., Coffey, C.W. 2nd., (1998) Small photon field dosimetry for stereotactic radiosurgery. *Med Dosim.* 23, 153-159.
- Dusseau L., Polge G., Mathias S., Vaillé J.R., Germanicus R., Broadhead R., Camanzi B., Glaser M., Saigné F., Fesquet J., Gasiot J., (2001), “High-Energy Particle Irradiation of Optically Stimulated Luminescent Films at CERN”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 48(6), 2056-2060.
- Edwards C.R., Green S., Palethorpe J.E. et Mountford P.J., (1997), “The response of a MOSFET p-type, semiconductor and LiF TLD to quasi-monoenergetic X-rays”, *Phys. Med. Biol.*, 42(12), 2383-2391.

-
- Essers M. et Mijnheer B.J., (1999), "In vivo dosimetry during external photon beam radiotherapy", *Int J Radiat Oncol Biol Phys.*, 43, 245-59.
- Esteban J., Ibbott G., Hanson W., Horton J., White A. et Cho S., (2003), "Energy Dependence of TLD System for Characterizing Low Energy Brachytherapy Sources (WIP)", *Med. Phys.*, 30(6) 1349.
- Fleetwood D.M, Winokur P.S., Reber Jr R.A., Mesenheimer T.L., Schwank J.R, Shaneyfelt M.R., Riew L.C., (1993), "Effect of oxide traps, interface traps and "border traps" on metal-oxide-semiconductor devices", *J. Appl. Phys.* 73(10), 5058-5074.
- Fleetwood D.M, (1992), ""Border Traps" in MOS Devices," *IEEE Trans.Nucl.Sci.*, 39(2): 269–271.
- Fleetwood D.M, H. Xiong, Z.-Y. Lu, C. Nicklaw, J. Felix, R. Schrimpf, et S. Pantelides, (2002), "Unified Model of Hole Trapping, 1/f Noise, and Thermally Stimulated Current in MOS Devices," *IEEE Trans.Nucl.Sci.*, 49(6):2674–2683.
- Francescon P., Cora S., Cavedon C., (2008), "Total Scatter Factors of Small 6 MV Photon Beams Estimated by Simulating the Response of Small Detectors", *Med. Phys.*, 35, 2785.
- Francescon P., Cora S., Cavedon C., Scalchi P., Reccanello S., Colombo F., (1998), "Use of a new type of radiochromic film, a new parallel-plate micro-chamber, MOSFETs, and TLD 800 microcubes in the dosimetry of small beams," *Med. Phys.* 25, 503–511.
- Franken E.M., de Boer J.C., Barnhoorn J.C., Heijmen B.J., (2004), "Characteristics relevant to portal dosimetry of a cooled CCD camera-based EPID", *Med. Phys.* 31:2549–2551.
- Glendinning A.G., Bonnett D.E., (2000), "Dosimetric properties of the Theraview fluoroscopic electronic portal imaging device", *Br. J.Radiol.* 73,517–530.
- Goitein M., Abrams M., Rowell D., Pollari H., Wiles J., (1983), "Multidimensional treatment planning: II. Beam's eye view, back projection, and projection through CT sections", *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.*, 9, 789-797.
- González-Castaño D.M., Brualla González L., Gago-Arias M.A., Pardo-Montero J., Gómez F., Luna-Vega V., Sánchez M., Lobato R., (2012), "A convolution model for obtaining the response of an ionization chamber in static non standard fields", *Med. Phys.*, 39, 482-492.

-
- Gopiraj A. et Ramasubramanian V., (2009), “Entrance and Exit Dose Measurements with MOSFET Detectors During Radiotherapy Treatments”, *Aust Asia J Can.*, 8(3), 151-158.
- Grattarola M. et Massobrio G., (1998), “Bioelectronics Handbook – MOSFETs, Biosensors and Neurons”, McGraw-Gill.
- Greer P.B., (2005), “Correction of pixel sensitivity variation and off-axis response for amorphous silicon EPID dosimetry”, *Med. Phys.*, 32, 3558–3568.
- Hardcastle N., Cutajar DL., Metcalfe PE., Lerch M.L.F., Perevertaylo V.L., Tome W.A., Rozenfeld A.B., (2010), “In vivo real-time rectal wall dosimetry for prostate radiotherapy”, *Phys. Med. Biol.*, 55(13), 3859-3871.
- Hazelton J.R., Yukihara E.G., Jacobsohn L.G., Blair M.W., Muenchausen R., (2010), “Feasibility of using oxyorthosilicates as optically stimulated luminescence detectors”, *Rad. Meas.*, 45(3-6):681– 683.
- Heijmen B.J, Pasma K.L., Kroonwijk M., Althof V.G., de Boer J.C., Visser A.G., Huizenga H., (1995), "Portal dose measurement in radiotherapy using an electronic portal imaging device (EPID)", *Phys. Med. Biol.*, 40, 1943–1955.
- Higgins P.D., Alaei P., Gerbi B.J., Dusenbery K.E., (2003), “In vivo diode dosimetry for routine quality assurance in IMRT”, *Med Phys.*, 30(12) 3118-3123.
- Holmes-Siedle A. et Adams L., (1983), “The mechanisms of small instabilities in irradiated MOS transistors”, *IEEE Trans Nucl Sci.*, 30(6), 4135-4140.
- Holmes-Siedle A., (1974), “The space-charge dosimeter”, *Nucl Instrum., Meth*, 121 169-179.
- Horowitz Y.S., (1981), “The theoretical and microdosimetric basis of thermoluminescence and applications to dosimetry,” *Phys. Med. Biol.*, 26, 765–824.
- Hu Y. et Zhu T.C., (2011), “Backscatter correction factor for megavoltage photon beam”, *Med. Phys.*, 38, 5563.
- Huyskens D., Bogaerts R., Verstraete J., Loof M., Nystrom H., Fiorino C., Broggi S., Jornet N., Ribas M., Thwaites D.I., (2001), “Practical Guidelines for the Implementation of in vivo Dosimetry with Diodes in External beam Radiotherapy”, *ESTRO Series: Clinical Physics for Radiotherapy*, Bk 5 (ESTRO:Brussels).

-
- International Commission on Radiological Protection, "Prevention of Accidental Exposures to Patients Undergoing Radiation Therapy," (ICRP Publication 86), (Oxford: Pergamon Press) Ann. ICRP, 30, n°3, pp. 1-70, September 2000.
- Bhatnagar J.P., Novotny Jr. J, Huq M S., (2011), "Dosimetric characteristics and quality control tests for the collimator sectors of the Leksell Gamma KnifeVR PerfexionTM", Med Phys., 39(1), 231-236.
- Johns H.E. et Cunningham J.R., (1983), "The Physics of Radiology", (Fourth edition), Ed: Charles C. Thomas, Springfield, Illinois, U.S.A.
- Jornet N., Carrasco P., Jurado D., Ruiz A., Eudaldo T., Ribas M., (2004), "Comparison study of MOSFET detectors and diodes for entrance in vivo dosimetry in 18 MV x-ray beams", Med. Phys., 31, 2534.
- Jursinic P.A., Yahnke C.J., (2011) "In vivo dosimetry with optically stimulated luminescent dosimeters, OSLDs, compared to diodes; the effects of buildup cap thickness and fabrication material." Med Phys. 38(10):5432-40.
- Jursinic P.A., (2007), "Characterization of optically stimulated luminescent dosimeters, OSLDs, for clinical dosimetric measurements", Med. Phys., 34(12), 4594-4604.
- Källman P., Lind B., Eklöf A., Brahme A., (1988), "Shaping of arbitrary dose distributions by dynamic multileaf collimation", Phys. Med. Biol., 33,1291–1300.
- Kalnitsky A., Ellul J.P., Poindexter E.H., Caplan P.J., Lux R.A., Boothroy A.R., (1990), "Rechargeable centres in silicon-implanted SiO₂ films", J. Appl Phys., 67(12), 7359-7367.
- Khan F.M., (2003), "The physics of radiation therapy", 3rd ed. Philadelphia (PA): Lippincott Williams and Wilkins.
- Kilby W. et Savage C., (2003), "The effect of the Varian amorphous silicon electronic portal imaging device on exit skin dose", Phys. Med. Biol., 48, 3117–3128.
- Kinhikar R.A., Sharma P.K., Tambe C.M., Mahantshetty U.M., Sarin R., Deshpande D.D., Shrivastava S.K., (2006), "Clinical application of a OneDose MOSFET for skin dose measurements during internal mammary chain irradiation with high dose rate brachytherapy in carcinoma of the breast", Phys. Med. Biol., 51(14), 263-268.

-
- Kinhikar R.A., Pai R., Master Z., Deshpande D.D., (2009), “Characterization of metal oxide field-effect transistors for first helical tomotherapy Hi-Art II”, unit in India, 5 (4)284-289.
- Kirkpatrick S., Gelatt Jr C.D., Vecchi M.P., (1983), “Optimization by Simulated Annealing”, Science, 220, 4598, 671-680.
- Klein J., Leger A., (1968), “Tunneling measurement of phonon spectrum in granular Al”, Phys. Letters A, 28, 134.
- Knnöös T., Ahlgren L, Nilsson M., (1986), “Comparison of measured and calculated absorbed doses from tangential irradiation of the breast”, Radiother. Oncol., 7:81-88.
- Kohno R., Hirano E., Nishio T., Miyagishi T., Goka T., Kawashima M., Ogino T., (2008); “Dosimetric evaluation of a MOSFET detector for clinical application in photon therapy”; Radiol Phys Technol., (1)55-61.
- Kron T., Duggan L., Smith T., Rosenfeld A., Butson M., Kaplan G., (1998), “Dose response of various radiation detectors to synchrotron radiation”, Phys Med Biol.,43, 3235–3259.
- Lambert G.D, Liversage W., Hirst A.M., Doughty D., (1983,) “Exit dose studies in megavoltage photon therapy”, Br J of Radiol., 56, 329-334.
- Lambert J., Nakano T., Law S., Elsey J., McKenzie D., Suchowerska N., (2007), “In vivo dosimeters for HDR brachytherapy: A comparison of a diamond detector, MOSFET, TLD, and scintillation detector”, Med. Phys., 34, 1759–1765.
- Lapostolle P., (1966), “Les accélérateurs de particules”, Bilan de la Science, Fayard.
- Laub W.U. et Wong T., (2003), “The volume effect of detectors in the dosimetry of small fields used in IMRT”, Med. Phys., 30, 341.
- Lavallee M.C., Gringas L., Beaulieu L., (2006), “Energy and integrated dose dependence of MOSFET dosimeter sensitivity for irradiation energies between 30 kV and 60Co”, Med. Phys., 33, 3683–3689.
- Le Roy M. (2011) “Etude de références dosimétriques nationales en radiothérapie externe – application aux irradiations conformationnelles”, Thèse de doctorat. Université de Nice.

-
- Lee H.R., Pankuch M., Chu J. C., Spokas J.J., (2002) "Evaluation and characterization of parallel plate microchamber's functionalities in small beam dosimetry," *Med. Phys.*, 29, 2489–2496.
- Leksell L., (1951), "The stereotactic method and radiosurgery of the brain", *Acta Chir Scand.*, 102, 316-319.
- Létourneau D., Pouliot J., Roy R., (1999), "Miniature scintillating detector for small field radiation therapy," *Med. Phys.* 26, 2555–2561.
- Leunens G., Verstraete J., Van Dam J., Dutreix A. van der Schueren E., (1990b), "Quality assurance in radiotherapy by in vivo dosimetry . 2. Determination of the target absorbed dose.", *Radiother. Oncol.*, 19:73-87.
- Li X.A., Soubra M., Szanto J., Gerig L.H., (1995), "Lateral electron equilibrium and electron contamination in measurements of head-scatter factors using miniphantoms and brass caps," *Med. Phys.*, 22, 1167:1170.
- Loring DW., (2010) "History of Neuropsychology Through Epilepsy Eyes", *Arch. Clin. Neuropsychol.*, 25(4), 259-273.
- Lot G., (1989), "Étude analytique des trajectoires du système stéréotactique de Leksell", Thèse, Paris.
- Heydarian M., Hoban P.W., Beckham W.A., Borchardt I.M., Beddoe A.H., (1993), "Evaluation of a PTW diamond detector for electron beam measurements," *Phys. Med. Biol.*, 38(8), 1035-1042.
- Mack A., Scheib S. G., Major J., Gianolini S., Pazmandi G., Feist H., Czempiel H., Kreiner H.J., (2002), "Precision dosimetry for narrow photon beams used in radiosurgery-determination of Gamma Knife output factors" , *Med. Phys.*, 29, 2080–2089.
- Mackie T.R., Scrimger J.R., (1982), "Contamination of a 15-MV photon beam by electrons and scattered photons", *Radiology*, 144, 403–409.
- Mackie T.R., Holmes T., Swerdloff S., Reckwerdt P., Deasy J.O., Yang J., Paliwal B., Kinsella T., (1993), "Tomotherapy: A new concept for the delivery of dynamic conformal radiotherapy", *Med. Phys.*, 20,1709–1719.
- Macklis R.M., Meier T., Weinhaus M.S., (1998), "Error rates in clinical radiotherapy", *J Clin Onco.*, 16 (2) 551-556.

-
- Mageras G.S., and Mohan R., (1992), “Application of fast simulated annealing to optimization of conformal radiation treatments”, *Med. Phys.*, 20,639–647.
- Manigandan D., Bharanidharan G., Aruna P., Devan K., Elangovan D., Patil V., Tamilarasan R., Vasanthan S., Ganesan S., (2009), “Dosimetric characteristics of a MOSFET dosimeter for clinical electron beams”, *Phys. Med. Biol.*, 25(3):141-147.
- Marcie S., Charpiot E., Bensadoun R.J., Ciais G., Herault J., Costa A., Gerard J.P., (2005), “In vivo measurements with MOSFET detectors in oropharynx and nasopharynx intensity-modulated radiation therapy”, *Int J Radiat Oncol Biol Phys.*, 61, 1603-1606.
- Martens C., De Wagter C., De Neve W., (2000), “The value of the PinPoint ion chamber for characterization of small field segments used in intensity-modulated radiotherapy”, *Phys. Med. Biol.*, 45(9):2519-30.
- McDermott L.N., Louwe R.J., Sonke J.J., van Herk M.B., Mijnheer B.J., (2004), “Dose-response and ghosting effects of an amorphous silicon electronic portal imaging device”, *Med Phys.*, 31, 285-95.
- McKerracher C, Thwaites D.I, (2002), “Verification of the dose to the isocentre in stereotactic plans”, *Radiother Oncol.* 64(1):97-107.
- Meiler R.J. et Podgorsak E.B., (1997), “Characterisation of the response of commercial diode detector for in vivo dosimetry”, *Med Dosim.*, 22(1) 31-37.
- Metcalfe P., Kron T., Elliott A., Wong T., Hoban P., (1993), “Dosimetry of 6-MV x-ray beam penumbra”, *Med Phys.*, 20(5), 1439-45.
- Metropolis N., Rosenbluth A., Rosenbluth M., Teller A., Teller E., (1953), “Equation of State Calculations by Fast Computing Machines”, *J. Chem. Phys.*,21, 6, 1087-1092
- Mohammadi M., Bezak E., (2005), “The Physical Characteristics of a SLIC-EPID for transmitted dosimetry”, *Iran J. Radiat Res*, 2(4), 175-183.
- Mohan R., Barest G., Brewster L., Chui C.S., Kutcher G., Laughlin J.S., Fuks Z., (1988), “A comprehensive three-dimensional radiation treatment planning system”, *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.*, 15, 481-495.
- Mohr P., Brieger S., Stahl J., Witucki G., (2007), “Linearity of the Dose Monitor System at Low Monitor Units”, *Strahlentherapie und Onkologie*, 183(6), 327-331.

-
- Morton J.P., Bhat M., Kovendy A., Williams T., (2007), "Evaluation of MOSFETs for entrance dose dosimetry for 6 and 10 MV photons with a custom made build up cap", *Australas. Phys. Eng. Sci. Med.*, 30(2), 120-126.
- Nam T., Keddy R., Burns R., (1987), "Synthetic diamonds as in vivo detectors", *Med. Phys.*, 14(4) 596-601.
- Nicollian E.H. et Brews JR., (1982), "MOS Metal Oxide Semiconductor, Physics and Technology", Jogn Wiley & Sons.
- Noel A., Aletti P., Bey P., Malissard L., (1995), "Detection of errors in individual patients in radiotherapy by systematic in vivo dosimetry", *Radiother Oncol.* 34(2):144-51.
- Noel A., (2003), "Verification of the dose delivered to the patient by means of TLD, SC, PID, What future?", *Cancer Radiother*, 7 Suppl 1, 78-84.
- Novotny Jr J., Spevacek V., Dvorak P., Hrbacek J., Novotny J., Tlachacova D., Schmitt M., Vymazal J., Tintera J., Cechak T.,(2004), "Application of polymer-gel dosimetry in stereotactic radiosurgery", *J. Phys.:* Conference Series 3, 288–292.
- Oldham T.R et McLean F.B., (2003), "Total Ionizing Dose Effects in MOS Oxides and Devices", *IEEE Trans. Nuclear Science*, 50(3):483-499.
- Panettieri V., Amor Duch M., Jornet N., Ginjaume M, Carrasco P., Badal A., Ortega1 X, Ribas M., (2007), "Monte Carlo simulation of MOSFET detectors for high-energy photon beams using the PENELOPE code", *Phys. Med. Biol.* 52, 303.
- Piermattei A., Stimato G., Gaudino D., Ramella S., D'Angelillo R.M., Cellini F., Trodella L., D'Onofrio G., Grimaldi L., Cilla S., Fidanzio A., Placidi E., Azario L., (2008), "Dynamic conformal arc therapy: Transmitted signal in vivo dosimetry *Medical Physics*", 35 (5), 1830-1839.
- Podgorsak E.B., (2006), "Radiation oncology physics: a handbook for teachers and students", IAEA.
- Podgorsak EB, Podgorsak MB. (2003) "Quality assurance of external beam radiotherapy " In:Podgorsak EB, editor. *Radiation oncology physics: a handbook for teachers and students.* Vienna: International Atomic Energy Agency; 407:50.
- Podgorsak E.B., (2003), "Review of Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students", 1-550, International Atomic Energy Agency (IAEA), Vienna, Austria.

-
- PTW, (2011) Small Field dosimetry – Application guide.
- PTW, (2011) Detectors, including codes of practice.
- Radiation Products Design, Inc., “Diodes, dosimeters & electrometers”, Technical Note, 1-26.
- Ramani R., Ketko M.G., O'Brien P.F., Schwartz M.L., (1995), “A QA phantom for dynamic stereotactic radiosurgery: Quantitative measurements”, *Med Phys.*, 22(8),1343-1346.
- Ramani R., Russell S., O'Brien P, (1997), “Clinical dosimetry using MOSFETs”, *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.*, 37(4) , 959-964.
- Ramaseshan R., Kohli K.S., Zhang T.J., Lam T., Norlinger B., Hallil A., Islam M., (2004), “Performance characteristics of a microMOSFET as an in vivo dosimeter in radiation therapy”, *Phys Med Biol.*,49,4031–4048.
- Ramaseshan R., Lam T., Perkins G., Heaton R., Islam M., (2002), "In vivo dosimetry for IMRT using MOSFET dosimeter", poster paper and presentation, AAPM
- Rapport final du groupe de travail IRSN/SFPM/SFRO - Rapport DRPH/SER (2008) “Mesure de la dose absorbée dans les faisceaux de photons de très petites dimensions utilisés en radiothérapie stéréotaxique”,18.
- Ravotti F., (2002), “Studio della risposta di dosimetri a stato solido da utilizzare per la misura dei campi di radiazione nell'esperimento CMS a LHC”. Tesi di Laurea. Politecnico di Torino.
- Rice R.K., Hansen J.L., Svensson G.K., Siddon R.L., (1987), “Measurements of dose distributions in small beams of 6-MV x-rays”, *Phys Med Biol.*, 32, 1087–1099.
- Rikner G. et Grusell E., (1987), “Patient dose measurements in photon fields by means of silicon semiconductor detectors”, *Med Phys.*, 14(5) 870-873.
- Rizzoti A., Compri C., Garusi GF., (1985), “Dose evaluation to patients irradiated by ^{60}Co beams, by means of direct measurements on the incident and on the exit surfaces”, *Radiother. Oncol.*, 3, 279-283.
- Rosenfeld A.B, Carolan M.G, Kaplan G.I, Allen B.J, Khivrich V.I., (1995), “MOSFET dosimeters: The role of encapsulation on dosimetric characteristics in mixed gamma-neutron and megavoltage x-ray fields”, *IEEE Trans Nucl Sci.*, 42(6), 1870-1877.

-
- Rosenfeld A.B, (2011), “Advanced Semiconductor dosimetry in radiation therapy” in a book “Concepts and trends in medical radiation dosimetry”, p. 48-74, 2001 American Institute of Physics—Eds.A.B. Rosenfeld, T. Kron, F. d’Errico and M. Moscovitch
- Salter B.J., (2001), "Nomos Peacock IMRT utilizing the BEAK™ post collimation device", *Med Dos.*, 26(1), 37-45
- Sanchez-Doblado F., Andreo P., Capote R., Leal A., Perucha M., Arrans R., Nunez L., Mainegra E., Lagares J. I., and Carrasco E., (2003), “Ionization chamber dosimetry of small photon fields: A Monte Carlo study on stopping-power ratios for radiosurgery and IMRT beams,” *Phys. Med. Biol.* 48, 2081–2099.
- Sarrabayrouse G. et Polischuk V., (2001), “MOS ionizing radiation dosimeters: from low to high dose measurement”, *Rad. Phys. and Chem.*, 61:511-513.
- Sauer O.A, (2009), “Determination of the quality index (Q) for photon beams at arbitrary field sizes”, *Med Phys.*, 36 (9), 4168-4172.
- Scalchi P. et Francescon P., (1998), “Calibration of a MOSFET detection system for 6 MV in vivo dosimetry”, *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.*, 40(4), 987-993.
- Scalchi P., Francescon P., Rajaguru P., (2005), “Characterization of a new MOSFET detector configuration for in vivo skin dosimetry”, *Med Phys.*, 32(6) 1571-1578.
- Sharland C. et Smith D., (1992), "Application of MOS dosimeters", Presentation, IEE Colloquium on Modern Methods of Detectin Measuring Ionising Radiations, London.
- Scher H. et Lax M., (1973), “Stochastic transport in a disordrered solid”, I. Theory. *Phys Rev B* 4502.
- Schüle E. et Hodapp N., (1992), “Un nouveau détecteur à haute résolution spatiale pour la mesure de la distribution de la dose en radiothérapie”, *Compte-rendu du XXXI^{ème} Congrès de la Société Française des Physiciens d’Hôpital (Biarritz)*, 135-142.
- Seuntjens J. et Verhaegen F., (2003b), “Comments on ‘ionization chamber dosimetry of small photon fields: A Monte Carlo study on stopping-power ratios for radiosurgery and IMRT beams,” *Phys. Med. Biol.* 48, L43–45.
- Sibata C.H., Mota H.C, Beddar A.S., Higgins P. D., Shin K.H., (1991), “Influence of detector size in photon beam profile measurements,” *Phys.Med. Biol.* 36, 621–631.

-
- Soubra M., Cygler J., Mackay G., (1994), "Evaluation of a dual bias dual metal-oxide-semiconductor field effect transistor detector as radiation dosimeter", *Med Phys.*, 21(4), 567-572.
- Spirou S.V., and Chui C.S., (1994), "Generation of arbitrary intensity profiles by dynamic jaws or multileaf collimators", *Med. Phys.* 21:1031–1041.
- Stein J., Bortfeld T., Dörschel B. Schlegel W., (1994), "Dynamic x-ray compensation for conformal radiotherapy by means of multileaf collimation", *Radiother. Oncol.* 32, 163–173.
- Steiner L., Lindquist C., Adler J.R., Torner J.C., Alves W., Steiner M., (1992), "Clinical outcome of radiosurgery for cerebral arteriovenous malformations", *J Neurosurg*, 77(5):823.
- Sterling T.D., Perry H., Katz L., (1964), "Automation of radiation treatment planning. iv. derivation of a mathematical expression for the per cent depth dose surface of cobalt 60 beams and visualization of multiple field dose distributions", *Br J Radiol.* 37, 544-550.
- Svensson R., Källmann P., Brahme A., (1994), "Analytical solution for the dynamic control of multileaf collimators", *Phys. Med. Biol.* 39, 37–61.
- Tantot L. et Seuntjens J., (2008) "Modelling ionization chamber response to nonstandard beam configurations" *J. Phys.: Conf. Ser.*
- Tanyi J.A., Krafft S.P., Hagio T., Fuss M., Salter B.J., (2008), "MOSFET sensitivity dependence on integrated dose from high-energy photon beams", *Med. Phys.*, 35(1), 39-47.
- Teh B.S., Woo S.Y., Butler E.B., (1999), "Intensity Modulated Radiation Therapy (IMRT): A New Promising Technology in Radiation Oncology", *The Oncologist*, 4, 433-442.
- Thomas S.J, Eaton D.J., Tudor G.S.J, Twyman N.I., (2008), "Equivalent squares for small field dosimetry", *Br J. Radiol.*, 81, 897–901.
- Thomson & Nielson Electronics LTD, (1995) Dose reproducibility assessment for the Thomson and Nielsen electronic dosimetry systems. Technical Note N°1
- Thomson and Neilson Electronics Ltd. (1996), MOSFET calibration JIG, instructions for use" Ottawa, Canada: Thomson and Neilson Electronics Ltd. TN #102046.01

-
- Trujillo G., (1998), "Evaluation of the TN-RD-50 patient dosimetry system MOSFET- based., paper.
- Vadash P., Bjärngard B., (1993), "An equivalent-square formula for head-scatter factors", Med Phys 20:733–734.
- Vahc Y.W, Chung W.K., Park K.R., Lee J.Y., Lee Y.H., Kwon O., Kim S., (2001), "The properties of the ultramicrocylindrical ionization chamber for small field used in stereotactic radiosurgery", Med Phys. 28(3), 303-309.
- van Elmpt W., McDermott L., Nijsten S., Wendling M., Lambin P, Mijnheer B., (2008), "A literature review of electronic portal imaging for radiotherapy dosimetry", Radiother Oncol., 88, 289–309.
- Varadhan R., Miller J., Garrity B., Weber M., (2006), "In vivo prostate IMRT dosimetry with MOSFET detectors using brass buildup caps", J Appl Clin Med Phys. 7, 22-32.
- Verhaegen F. et Seuntjens J., (2003), "Monte Carlo modelling of external radiotherapy photon beams" Phys. Med. Biol 48.
- Verhaegen F., Das I.J., Palmans H., (1998), "Monte Carlo dosimetry study of a 6 MV stereotactic radiosurgery unit," Phys. Med. Biol. 43, 2755–2768.
- Webb S., (1991), "Optimization by simulated annealing of three-dimensional conformal treatment planning for radiation fields defined by a multileaf collimator", Phys. Med. Biol., 36, 1201–1226.
- Webb S., (1989), "Optimization of conformal dose distributions by simulated annealing", Phys. Med. Biol., 34, 1349–1370.
- Weste N. et Harris D., (2005), "CMOS VLSI Design", Addison-Welsey, 800p.
- Winokur P.S. et Boesch H.E., (1981) "Annealing of MOS capacitors with implications for test procedures to determine radiation hardness », IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-28(6) 4088
- Worthley B., (1966), "Equivalent squares of rectangular fields", Br J Radiol. 39,559.
- Xiang H.F., Song Jun S., Chin, D.W.H., Cormack R.A., Tishler R.B., Makrigiorgos G.M., Court L.E., Chin L.M., (2007), "Build-up and surface dose measurements on phantoms using micro-MOSFET in 6 and 10 MV x-ray beams and comparisons with Monte Carlo calculations", Med. Phys., 34, 1266.

Yin Z., Hugtenburg R.P. Beddoe A.H. (2004), “Response corrections for solid-state detectors in megavoltage photon dosimetry”, *Phys. Med. Biol.*, 49, 3691.

Zachary J., (1996), *Introduction to scientific programming. Computational problem solving using maple and C.* Springer; 1ère édition.

Zhang W.D, Zhanf J.F, Lalor M., Burton D., Groeseneken G., Degraeve R., (2001), “On the mechanism of electron trap generation in gate oxides”, *Microelectronig Engineering*, 50, 89-94.



Liste des publications

REVUES INTERNATIONALES:

Sors A., Cassol E. , Hallil A., Latorzeff I., Duthil P. , Lotterie JA., Redon A., Berry I. et Franceries X 2012. “An optimized calibration method for surface measurements with MOSFET in shaped-beam radiosurgery” *Radiation measurements*. - état : soumis

X. Franceries, N. Chauveau, A. Sors, M. Masquere and P. Celsis, (2012), “Conjugate Gradient Method Applied to Cortical Imaging in EEG/ERP”, *Finite Volume Method - Powerful Means of Engineering Design*, 311-326, <http://www.intechopen.com/books/finite-volume-method-powerful-means-of-engineering-design> - état : paru

CONFERENCES INTERNATIONALES:

Sors A., Cassol E. , Hallil A., Latorzeff I., Duthil P., Lotterie JA., Redon A. , Berry I. et Franceries X (2010), “Calibration and Use of MOSFET as In Vivo Dosimeter in stereotactic radiosurgery”, *29th meeting of European Society of Therapeutic Radiology and Oncology (ESTRO)* , 12-16 Septembre, Barcelone – communication affichée, état : paru.

Sors A., Cassol E., Hallil A., Latorzeff I., Duthil P., Lotterie JA., Redon A., Berry I. et Franceries X., (2011), “Challenging small fields dosimetry with the use of MOSFET as in-vivo dosimeter in radiosurgery”, *10th International stereotactic radiosurgery society congress (ISRS) - Brain & Body Radiosurgery* , Palais des Congrès - Paris, France - communication orale, état : paru.

Sors A., Cassol E., Hallil A., Latorzeff I., Duthil P., Lotterie JA., Redon A., Berry I. et Franceries X., (2011), “Micro-mosfet For Small-field In-vivo Dosimetry in Radiosurgery”, *53th annual meeting of American Society for Therapeutic Radiology and Oncology (ASTRO)*, Miami Beach Convention Center -Miami, Florida, USA 2-6 Octobre - communication affichée, état : paru.

Sors A., Cassol E., Hallil A., Latorzeff I., Duthil P., Lotterie JA., Redon A., Berry I. et Franceries X., (2012), “Small field entrance in-vivo dosimetry in Radiosurgery down to

6x6mm² using microMOSFET”, *4th european RT user meeting - BrainLab* , Copenhague, Danmark 17 Mars, Righospitalet university hospital - communication orale, état : paru.

Sors A., Cassol E., Hallil A., Latorzeff I., Duthil P., Lotterie JA., Redon A., Berry I. et Franceries X. (2012), “Small –field in-vivo dosimetry in radiosurgery for field sizes down to 6x6 mm² using an optimized calibration method for microMOSFET”, *World Congress on Medical Physics and Biomedical Engineering* , Beijing, China 27 - 31 Mai - communication affichée, état : accepté.

CONFERENCES NATIONALES

Sors A., Cassol E. , Hallil A., Latorzeff I. , Duthil P., Lotterie JA. , Redon A. , Berry I. et Franceries X., (2010), “Des capteurs MOSFET pour la dosimétrie in vivo en radiochirurgie stéréotaxique ?”, *49èmes Journées Scientifiques de la Société Française de Physique Médicale (SFPM)*, Palais des Congrès - Bordeaux, France, 20 Mai, - communication orale, état : paru.

Sors A., Cassol E., Hallil A., Latorzeff I., Duthil P., Lotterie JA., Redon A. , Berry I. et Franceries X., (2010), “Optimisation de la calibration de capteurs de type MOSFET pour la mise en œuvre de la dosimétrie in vivo en radiochirurgie stéréotaxique”, *21ème Congrès National de la Société Française de Radiothérapie Oncologique (SFRO)* , 6-8 Octobre, Palais des Congrès - PARIS, France – communication affichée, état : paru.

Sors A., Cassol E., Hallil A., Latorzeff I., Duthil P., Lotterie JA., Redon A., Berry I. et Franceries X., (2010), “Optimisation de la calibration de détecteurs MOSFET et microMOSFET en microfaisceaux. Evaluation en faisceaux fixes de radiochirurgie stéréotaxique”, *27èmes journées des Laboratoires Associés de Radiophysique et Dosimétrie (L.A.R.D)*, Institut de Recherche Thérapeutique de l’Université de Nantes – Nantes, France, 21 Octobre - communication orale, état : paru.

Sors A., Cassol E., Hallil A., Latorzeff I., Duthil P., Lotterie JA., Redon A., Berry I. et Franceries X. (2011), “Amélioration de la calibration des détecteurs MOSFET et microMOSFET en radiochirurgie stéréotaxique pour la DIV”, *50èmes Journées Scientifiques de la Société Française de Physique Médicale (SFPM)*, Palais des Congrès - Nantes, France Jeudi 8-10 Juin 2011 – communication affichée, état : paru.

Sors A., Cassol E., Hallil A., Latorzeff I., Duthil P., Lotterie JA., Redon A., Berry I. et Franceries X., (2011), “Dosimétrie in vivo en radiochirurgie stéréotaxique”, meeting Physiciens d’Occitanie (*PHOC*) , Institut Claudius Régaud – communication orale, état : paru.

Sors A., Cassol E., Hallil A., Latorzeff I., Duthil P., Lotterie JA., Redon A., Berry I. et Franceries X (2011), “Optimisation de la calibration de MOSFET pour la dosimétrie in vivo en radiochirurgie. Réduction des incertitudes de mesure en conditions pré-cliniques”, *22ème Congrès National de la Société Française de Radiothérapie Oncologique (SFRO)*, Palais des Congrès - PARIS, France – communication affichée, état : paru.

Sors A., Laval R., Duthil P., Latorzeff I., Sabatier J., Lotterie J.A., Redon A., Berry I., Courbon F., Franceries X., Cassol E., (2012), “Evaluation de la dose délivrée en arcthérapie conformationnelle : utilisation de capteurs MOSFET et d’un gel de polymères pour des applications en radiochirurgie stéréotaxique”, *51èmes journées scientifiques, Congrès SFPM - EFOMP*, Strasbourg, 12 - 15 Juin, Palais des congrès et de la musique – communication affichée, état : accepté.

Sors A., Cassol E., Hallil A., Latorzeff I., Duthil P., Lotterie JA., Redon A., Berry I. et Franceries X., (2012), “Influence de l’erreur dans les paramètres de traitement sur la dose délivrée en faisceaux fixes de Radiochirurgie Stéréotaxique”, *51èmes journées scientifiques - Congrès SFPM – EFOMP*, Strasbourg, 12 - 15 Juin , Palais des congrès et de la musique - communication affichée, état : accepté.

Annexe 1 : article soumis à la revue “Radiation Measurements”

An optimized calibration method for surface measurements with MOSFETs in shaped-beam radiosurgery

Aurélie Sors ^{a,d,*}, Emmanuelle Cassol ^{a,b}, Igor Latorzeff ^{d,e}, Pierre Duthil ^b, Jean-Albert Lotterie ^{a,d}, Alain Redon ^{d,e}, Isabelle Berry ^{a,d}, Xavier Franceries ^{a,f,g}.

^a Inserm Imagerie cérébrale et handicaps neurologiques, UMR 825, F-31059 Toulouse, France

^b Unité de Radiophysique et de Radioprotection, CHU Toulouse

^d Centre de Radiochirurgie Stéréotaxique, CHU Rangueil, Toulouse

^e Groupe Oncorad Garonne

^f Université de Toulouse; UPS, INPT; LAPLACE Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie ; 118 route de Narbonne, F-31062 Toulouse cedex 9, France

^g Université de Toulouse, UPS, Imagerie cérébrale et handicaps neurologiques, UMR 825, F-31059 Toulouse, France

*Corresponding author : Aurélie Sors

Biophysique Médicale – CHU Rangueil

av.J.Poulhès - TSA 50032

31059 TOULOUSE Cedex 9, France.

E-mail address: sors.aurelie@hotmail.fr

Tel : +33(0)561341252

Fax : +33(0)561322754

Abstract

Nowadays MOSFET (Metal-Oxide Semiconductor Field-Effect Transistor) dosimeters are widely used for dose verification in radiotherapy procedures. Although their sensitive area satisfies size requirements for small-field dosimetry, their use in radiosurgery has rarely been reported. The aim of this study is to propose and optimize a calibration method to perform surface measurements in 6 MV shaped-beam radiosurgery for field sizes down to 18×18 mm². Two sets of sensitivity coefficients (SC) were determined for TN-502RD MOSFET dosimeters using experimental and calculated calibration; the latter being developed using an inverse square law model. The effect of different parameters such as recovery time between 2 readings, batch uniformity and build-up cap attenuation was studied. Validation measurements were performed on a realistic head phantom in irregular fields with different irradiation geometries. MOSFET dose values obtained by applying either measured or calculated SC were compared. For calibration, optimal results were obtained for an inter-measurement time lapse of 5 minutes. Batch uniformity was found to be within 2 % and isocenter dose attenuation due to the build-up cap over the MOSFET was near 2 % irrespective of field size. We also found that fitting the SC values with the inverse square law reduced the number of measurements required for calibration. The study with the realistic head phantom demonstrated that combining inverse-square law and Sterling-Worthley formula resulted in an underestimation of up to 4 % of the dose measured by MOSFETs for complex beam geometries. With the inverse square law, it is possible to reduce the number of measurements required for MOSFET calibration for multiple field size and SSD combinations. Our results suggested that MOSFETs are suitable sensors for dosimetry when used at the surface in shaped-beam radiosurgery for field sizes down to 18×18 mm². Further work is in progress to investigate the use of microMOSFETs in smaller irradiation fields.

Key words: in-vivo dosimetry, MOSFET, radiosurgery, calibration, small-field dosimetry

1. INTRODUCTION

Nowadays MOSFET (Metal-Oxide Semiconductor Field-Effect Transistor) dosimeters are widely used for dose verification in radiotherapy procedures. But in narrow beams, flatness of the crossbeam profile is only achieved over a small fraction of the full-width half maximum (Duggan and Coffey, 1998): most of the field is penumbra, and the dose received by the detector may fall off significantly from the center to the periphery (Rice et al., 1987). The ideal dosimeter should present the following characteristics: tissue equivalent, energy/dose rate independent, minimal field perturbation, very high spatial resolution and a small sensitive volume to minimize the volume averaging effect and to avoid measurement artifacts (Bjarngard et al., 1990). Small field dosimetry still poses a problem for measurements of Total Scatter Factor (S_{pc}), TMR and OAR parameters especially with the use of traditional ionization chambers for field diameters less than about 17 mm (Francescon et al., 1998). For diameters down to 8 mm (Serago et al., 1992), better results seem to be obtained using diodes, TLDs or films to determine the physical parameters mentioned above. Moreover, in clinical conditions, the detector has to be convenient, well suited to small field requirements and the irregular skin surface of the head. In consequence, diodes and films are not suitable. The use of TLD could be an alternative but several studies have reported their fragility and the requirement for lengthy calibration and tedious readout procedure (Kurjewicz et al., 2007). The sensitive area of a MOSFET is so small it can be considered as a point measurement. Therefore, MOSFETs could be suitable for *in-vivo* assessment of radiosurgery microbeams (Francescon et al., 1998; Kurjewicz et al., 2007; Francescon et al., 2009). Their use has been widely described in the literature for *in-vivo* procedures such as: *in-vivo* dosimetry for external radiotherapy (Ramaseshan et al., 2004; Tung et al., 2008; Chen et al., 2007), dose verification in intensity-modulated radiotherapy treatment (IMRT) (Chuang et al., 2002; Marcié et al., 2005; Varadhan et al., 2006), head and neck measurement during Tomotherapy treatments (Cherpak et al. 2008), skin dose measurement (Scalchi et al., 2005), entrance dosimetry (Morton et al., 2007), implantable detectors for *in-situ* testing during radiation therapy treatment (Briere et al., 2005), dose verification of permanent low-dose-rate implants (Cygler et al., 2006) and as a dosimeter for imaging in radiological procedures (Ehringfeld et al., 2005). Additional studies have reported excellent linearity, dosimetric accuracy in the build-up region and directional independence (Ramaseshan et al., 2004; Bloemen-van Gorp et al., 2006). Besides, MOSFETs have no dose-rate dependence (Ramaseshan et al., 2004; Rosenfeld, A.B., 2002; Ramani et al., 2007) and can be read in real time. Several MOSFET calibration methods are described in the literature with numerous correction/conversion factors applied to the measurements given by the detector. MOSFETs are generally calibrated under full build-up

conditions, i.e. inserted into the phantom for a $10 \times 10 \text{ cm}^2$ field size, placed at D_{max} depth (Ramani et al., 2007) or deeper (Cherpak et al., 2008). The disadvantage of this method is that calibration is performed under conditions which differ from clinical use when dosimeters are located at the surface to perform *in vivo* measurements. An alternative method is to position the MOSFET, equipped with build-up cap, at the phantom surface. MOSFET located at the surface have to be individually calibrated when they are equipped with build-up cap, whereas in depth, up to five MOSFETs can be calibrated at once (Varadhan et al., 2006). Most of the time, MOSFET dose is defined either from simultaneous ionization chamber measurements or from previously defined LINAC output (Morton et al., 2007). Therefore, the monitor units to be delivered are consequently corrected by the daily output factor, thus reducing the overall error in dose measurements. Using an ionization chamber above the detectors to perform calibration is more time consuming than using a previously defined LINAC output. TPS, if correctly commissioned, is expected to give the same results as commissioning measurements when a water phantom and beams orthogonal to the water surface are used, but the “true” dose could be different if different phantoms are used (also solid water with cavities, or solid water with angled incident beams, or body phantoms with tissue-simulator inserts) as well as inside the real patient where inhomogeneities exist. Therefore, this implies that a CT scan of a semi-infinite homogeneous phantom must be performed prior to calibration.

Although these calibration procedures seem to be well suited to conventional radiotherapy, the methodology has to be reconsidered for the use of MOSFETs at the surface in stereotactic radiosurgery. Indeed, generating a unique calibration coefficient under a $10 \times 10 \text{ cm}^2$ reference field size constitutes a limitation to the precise characterization of the detector behavior under lateral electronic disequilibrium conditions without adding further correction factors. Therefore, additional measurements have to be performed for typical field sizes encountered in stereotactic radiosurgery. However, this can considerably lengthen the overall calibration procedure and increases customer cost, since the end of the MOSFET’s useful life of 20 000 mV is reached more quickly. Therefore, there is a need to develop a calibration method satisfying stereotactic radiosurgery requirements, calibration time minimization and MOSFET lifespan preservation for the use of detectors located at the surface. To our knowledge there is no published study describing how to perform calibration when MOSFET are used as *in-vivo* dosimeters located at the surface of the calibration phantom in small fields. In-vivo dosimetry for intracranial radiosurgery treatments presents an urgent challenge because they are usually delivered in a single fraction with small fields. So, to evaluate the use of MOSFETs (TN-502RD type) in shaped-beam radiosurgery, the aim of this work is to propose an optimized calibration method for field sizes down to $18 \times 18 \text{ mm}^2$.

Firstly, measured Sensitivity Coefficients (SC_m) were acquired experimentally at different SSDs and for different field sizes. To reduce the time and number of measurements, the inverse square law model was used to fit the data and to obtain calculated Sensitivity Coefficients (SC_c). Then SC_m and SC_c were applied to MOSFETs measurements performed on a head phantom to simulate clinical conditions of surface measurements in regular (3 symmetric, 1 asymmetric) and in irregular field shapes.

2. MATERIALS AND METHODS

2.1 Dosimetry system and detectors studied

The study was performed on a Novalis (Varian) accelerator equipped with an m3 micro-MLC (BrainLab®) delivering a 6 MV photon beam. The treatment planning system (TPS), used was Brainscan version 5.3.1 (BrainLab®), using a pencil-beam algorithm for dose computation. The mobileMOSFET dose verification System (TN-RD-70W, Best Medical Canada, Ottawa, Canada) was used as a dose measurement and readout device. It is composed of a small reader volume which communicates wirelessly to a computer using a Bluetooth transceiver module. The MOSFET dosimeters used in this study are p-channel and of the dual-MOSFET type (TN-502RD type, Best Medical Canada, Ottawa, Canada). One to five MOSFET detectors can be connected to the reader at once. The MOSFETs studied had the following dimensions: 1.3 mm (thickness) x 2.5 mm (width) x 8 mm (length). The dimensions of the sensitive detector area were 0.2 mm × 0.2 mm. The MOSFET threshold voltage shift $|\Delta V_{th}|$, due to irradiation, is proportional to dose deposition. The MOSFET detector can be used up to 20,000 mV in threshold voltage change with an acceptable linear response, reported to be within 4 % at ⁶⁰Co energy (Scalchi and Francescon, 1998). The associated maximum dose measured depends on the reader bias sensitivities selected. Thus, the associated maximum dose measured for standard sensitivity (1 mV.cGy⁻¹) is approximately 200 Gy and 66 Gy for high sensitivity (3 mV.cGy⁻¹).

The radiation measurement cycle consists of pre-irradiation reading of dosimeters (initialization), followed by dose reading immediately after irradiation delivery. MOSFETs were read-out 30 s after each irradiation in order to obtain a stable read-out without fading effect. For calibration studies, the inter-measurement cycle intervals tested were 3 and 5 minutes. The aim of inter-measurement interval study was to find the best compromise between fast measurement sequences with a shaped beam and optimal reproducibility in sensitivity coefficient determination. Indeed, after MOSFET read-out (30 s post irradiation), it takes at least 3 minutes in our centre to prepare LINAC parameters and MOSFET positioning for the next irradiation. A maximum inter-

measurement cycle interval of 5 minutes was chosen, which was in agreement with the manufacturer's recommendations of 2 to 5 minutes (Thomson and Neilson Electronics Ltd. 1996). For pre-clinical measurements performed on head phantom, the inter-measurement cycle interval was thus set to 3 minutes. MOSFET dosimeters were used in standard bias mode (Nominal sensitivity of 1 mV.cGy⁻¹) to extend the lifespan of the device. Further details on the physical principle of detection can be found here (Rosenfeld, 2007).

2.2. Calibration

All dose measurements performed during calibration were done using MOSFETs of the same batch. Measurements were made on the same day after measuring the accelerator output. The system was warmed up for approximately 60 minutes before use, as recommended (Ramaseshan et al, 2004). Detectors were calibrated at the surface of a XWU-IMRT Phantom ($\rho = 1.18 \text{ g.cm}^{-3}$; $20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$). For all measurements, the sensor was oriented with the dome upwards towards the radiation source. The MOSFET was covered by an RW3 hemispherical build-up cap ($\rho = 1.04 \text{ g.cm}^{-3}$ and diameter = 13 mm) in a close-fitted groove to avoid air gaps. From the geometrical dimensions of the cap and detector, the total buildup water-equivalent thickness above the dosimeter's active area was estimated to be 7.1 mm (inherent build-up thickness was determined to be 0.8mm at 6 MV). PDD curves were measured under reference conditions with a PTW 31014 PinPoint ® type ionization chamber (volume 0.015cm³), with a vertical setup. For each field size ranging from 98×98 down to 18×18 mm², the area under the PDD curve was computed from the surface to the depth of maximum dose ($(A_{\text{max}})_{\text{field size}}$) using the trapezoid method from MATLAB software computations (MATLAB, MathWorks®). By using equally spaced node formalism, subintervals were defined in step sizes of 0.5 mm. With the same numerical integration method, the area under the PDD curve was computed from the surface to a depth of water-equivalent thickness induced by the corresponding build-up caps i.e. 7.1 mm ($(A_{7.1})_{\text{field size}}$). To estimate of the progression of the overall process of charge particle equilibrium due to the build-up cap the ratio of the two areas was computed for each field size. Equivalent dose depositions along the beam axis were extracted from PDD profiles at 7.1 mm and compared over the range of field sizes studied.

Effect of inter-measurement cycle interval of 3 and 5 minutes on (SCm) variability was studied.

Batch uniformity was estimated at 200 monitor units (MU) of radiation exposure using the standard deviation calculation for 3-average readings of the 5 dosimeters positioned at the surface and at 98.5 cm SSD for square field size series of 98×98, 80×80, 42×42, 30×30, 24×24 and 18×18 mm². Measurements were obtained from MOSFETs at different points in their lifetime. The lifespan of 20,000 mV was divided by 11 in order to obtain 10 different ages. For the kth

MOSFET of the same batch, measurements were taken from the kth and the 11- kth region to randomly cover the useful lifespan of detectors. Dose attenuation due to the MOSFET-build-up cap was measured at 1 Gy for each field size by a PTW 31014 PinPoint ® type ionization chamber (volume 0.015 cm³) placed at the depth of Dmax. By changing SSD values (SSD = 87, 90, 92, 95, 97, 98.5 cm), isocenters were located at different depths in the center of the cross section of the phantom. Irradiation was always performed in isocentric conditions, 100 cm from the source. MUs were computed from TPS to deliver a dose of 2.5 Gy for each SSD-field size combination. The water-equivalent or radiological thicknesses was computed from TPS to obtain the corresponding SSD. Sensitivity Coefficients (SCm) in mV.cGy-1 were then obtained from the average of 3 measurements. Phantom and MOSFET setup took less than 10 minutes. Sensitivity Coefficients (SCm) were obtained for each field size-SSD combination by repeating the following measurement cycle three times: Irradiation was performed in order to deliver 2.5 Gy. Time for dose delivery was estimated to be within 30 to 90 seconds since it depends on SSD and field size value selected. The MOSFET response was read 30 seconds after dose delivery. The next measurement was then obtained after a required tested waiting time of 3 or 5 minutes. Moreover, according to the manufacturer's guidelines, to obtain optimal reproducibility, the waiting period between two consecutive exposures should be within 2-5 minutes (Thomson and Neilson Electronics Ltd. 1996). In this work 3 and 5 minutes were chosen to obtain the best compromise between the calibration process duration and accuracy. For both short and long inter-measurement cycle intervals, total calibration time obtained using either complete or optimized methods was estimated.

A matrix M_m was generated from the SCm values using a 2D bi-linear interpolation function computed with Matlab Software (The Mathworks® Inc., Natick, MA). The matrix contains 101,598 nodes linking SSD (from 87 to 98.5 cm) and square field sizes (from 18×18 to 98×98 mm²). The interpolation step was 0.1 mm for field size and 1mm for SSD. From measurements performed at SSD = 98.5 cm, the inverse square law prediction was used to find the expected voltage shift values (V_{th}) using Eq. 1:

For a given field size:

$$(\Delta V_{th})_x = (SSD_{98.5})^2 / (SSD_x)^2 \times (\Delta V_{th})_{98.5} \text{ Eq. 1}$$

Where:

- $SSD_{98.5}$ corresponds to SSD = 98.5cm

- SSD_x , corresponds to SSD = x cm

- $(V_{th})_{98.5}$ is the voltage shift obtained at SSD = 98.5cm

- $(V_{th})_x$ is the voltage shift obtained at SSD = x cm

The values of $(V_{th})_x$ were divided by the prescribed dose to compute the corresponding calculated sensitivity coefficients SCc. Then the corresponding matrix Mc was generated by applying the 2D bilinear interpolation method previously described. Comparison between measured and calculated shifts was performed using the Pearson correlation coefficient (R^2). To cover the whole range of field sizes and SSD described in this work, 36 SCm have to be measured whereas with our calibration method, only 6 SCm have to be determined for all field sizes at SSD of 98.5 cm. A waiting time of 5 minutes was used for our calibration method.

2.3 Clinical validation measurements

Clinical validation measurements were performed on a head phantom containing solid water, bone and vascular inserts in the right hemispherical part of the brain. As shown in fig.1, MOSFET covered with build-up caps, were centered on the beam axis for all gantry rotations studied. All measurements were performed with MOSFETs coming from the same calibrated batch. The effect of beam geometry on the MOSFET response was studied as described below. Time for realistic head phantom positioning was lower than 10 minutes. For both regular and irregular field shapes, one measurement was performed for each field size-gantry angle combination studied. MOSFET reading was performed 30 seconds after beam delivery. Between each geometrical irradiation condition, a waiting time of 3 minutes was applied. Only SCm determined using a waiting time of 5 minutes were used for clinical measurements on the head phantom. for in vivo dosimetry, it was reported that it is possible to use entrance dose measurements, if it they are converted to the corresponding target dose using patient and treatment set-up information (Podgorsak et al., 2003; Morton et al., 2007; Zhu, 2000; Varadhan et al., 2006).

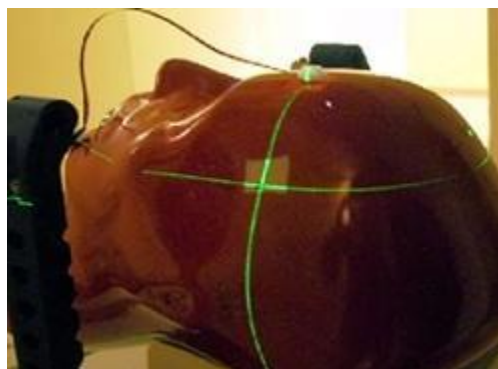


Fig.1 MOSFET positioning on the beam axis after verification of head phantom positioning using the orthovoltage X-rays generated by the Exactrac System (BrainLab®).

2.3.1. Regular shape

MOSFET response was studied for the following regular field sizes: symmetric shapes of 80×80, 30×30, 24×24, 18×18 mm² and one asymmetric shape of 24×36 mm². A dose of 1 Gy was prescribed at the isocenter at a depth of 10 cm from the surface of the head phantom at 0° (beam gantry incidence). Different gantry incidences were applied to provide different SSD with a multiple-static converging beam similar to that used in radiosurgery. For all field sizes and gantry angles of 0, 30, 60, 90, 120 and 240°, SSD were respectively: 90, 91.39, 93.03, 93.42, 92.66 and 90.41 cm. The dose was determined by successively applying SCm and SCc to the MOSFET reading. In the event of missing data, either SCm or SCc, interpolation was performed from the nearest SSD or field size values respectively. For example, to find SCm corresponding to a 24×24 mm² field size and SSD = 91.39 cm measurement, an interpolation is required between SSD = 90 cm and SSD = 92 cm. The results were compared using: standard deviation, mean value, deviation from prescribed dose. A coefficient of variation (CoV = standard deviation/mean) was calculated to study MOSFET distribution for a field size series. In this step, to study the inverse square law reliability in small fields, no interpolation was required for field size dimension (except for the asymmetric one).

2.3.2. Irregular shape

As shown in fig.2, four different target volumes were delineated and located at different depths from the surface of the head phantom.

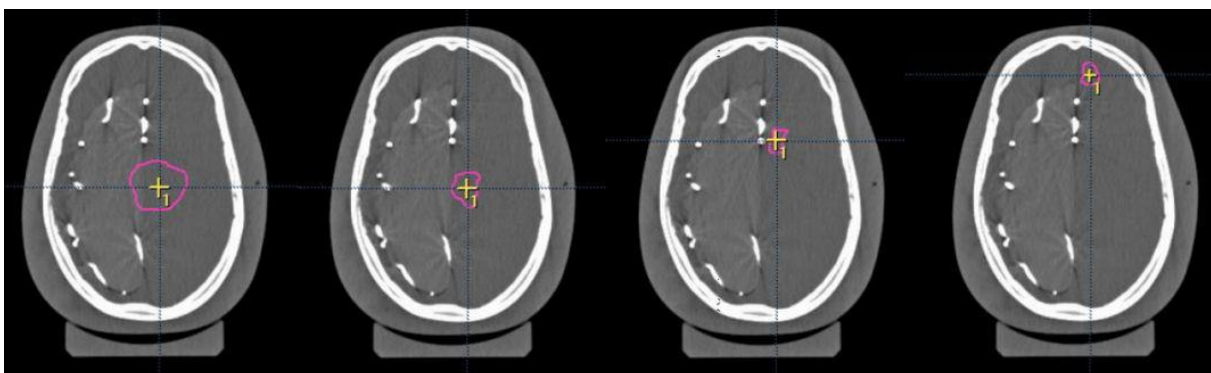


Fig.2 From left to right, transversal slices with the four different target volumes delineated on TPS.

The prescribed isocenter dose was 1 Gy. As previously seen, different SSD were obtained by varying gantry angles. On a geometrical plane P, passing through the isocenter and orthogonal to the beam axis for a given gantry angle, the field size is defined by the MLC with target 2-D boundaries of 1 mm margin. Jaws were adapted to MLC shape (with a 2 mm and 8 mm margin in X and Y dimensions respectively). From each irregular shape defined with MLC, the equivalent square field, A, was calculated by the Sterling-Worthley formula (Sterling et al., 1964; Worthley, 1966). Indeed, for in-vivo dosimetry, it was reported that it is possible to use entrance dose measurements, if they are converted to the corresponding target dose using patient and treatment set-up information (Podgorsak et al., 2003; Morton et al., 2007; Zhu, 2000; Varadhan et al., 2006). As recommended, in our study, set-up information was extracted from the simulated treatment plan using the water equivalent depths computed from the TPS and field sizes for each beam condition studied on the head phantom.

Therefore, we consider the water-equivalent or radiological thicknesses computed from TPS to obtain the corresponding SSD. These last parameters were used as entrance parameters in matrices M_m and M_c to find appropriate SC_m and SC_c to apply to MOSFET reading. At a 0° gantry angle, equivalent field sizes corresponding to the 4 delineated target volumes were: 32.7×32.7 , 22.4×22.4 , 19.7×19.7 and 18.2×18.2 mm².

- For the two first PTV, beam gantry angles were $0, 10, 30, 60, 90, 120$ and 240° , and the corresponding SSD were: 90.02, 90.08, 91.39, 93.03, 93.42, 92.66 and 90.41 cm respectively.

- For the 3rd, beam gantry angles were $0, 10, 30, 60, 90, 120$ and 240° , and the corresponding SSD were: 93.02, 93.05, 93.31, 94.2, 93.86, 92.22 and 90.11 cm respectively.

- For the 4th, beam gantry angles were $0, 30, 90, 120, 263, 320$ and 348° , and the corresponding SSD were: 97.02, 96.76, 95.48, 93.03, 93.29, 96.31 and 96.98 cm respectively.

The results were obtained and compared using same methods as described above. In this final step, we studied the efficiency of 2D interpolation between field size and SSD by finding appropriate sensitivity coefficients using the inverse square law and Sterling-Worthley formula.

3. RESULTS AND DISCUSSION

3.1 Calibration

In the study of the influence of build-up cap dimensions on MOSFET response, for field sizes from 98×98 to 18×18 mm² the progression of the overall charge particle equilibrium process ranged from 38.1 to 42.7% respectively at a depth of 7.1 mm. The amount of the percentage depth

dose released to the detector ranged from 92.1 % to 94.3%. In the study of MOSFET recovery time, maximal variability of (SC_m) SSD, A was 2.4 % for a calibration inter-measurement time lapse of 3 minutes against 1.8 % for 5 minutes for all square field sizes at SSD = 98.5 cm. Table 1 reports the mean of Measured Sensitivity Coefficient (SC_m) and associated variability obtained at SSD=98.5 cm on the range of field size studied for inter-measurement interval of 3 and 5 minutes. Batch uniformity was found to be within 2.1 %. Dose attenuation due to the sensor equipped with build-up cap was 2.60 % ±0.12 % for all field sizes. With complete calibration, 108 measurements have to be performed to explore all field size and SSD combinations. The corresponding calibration time was about 9 hours for a long waiting time of 5 minutes against 7 hours for a short waiting time of 3 minutes. With optimized calibration, the number of measurements required can be significantly reduced down to 18, since SCs are acquired only at SSD=98.5 cm for all field sizes. The SC linking other field sizes and SSD combinations were calculated with the use of inverse square law. Thus, the optimized calibration time was only about 1 hour 32 minutes for a long waiting time of 5 minutes. Thus, the actual calibration time was only about 1 hour 32 minutes for a long waiting time of 5 minutes.

Fig.3 shows matrices M_m (3.a) and M_c (3.b) from 2D interpolation and fig.4 shows the variation between the two.

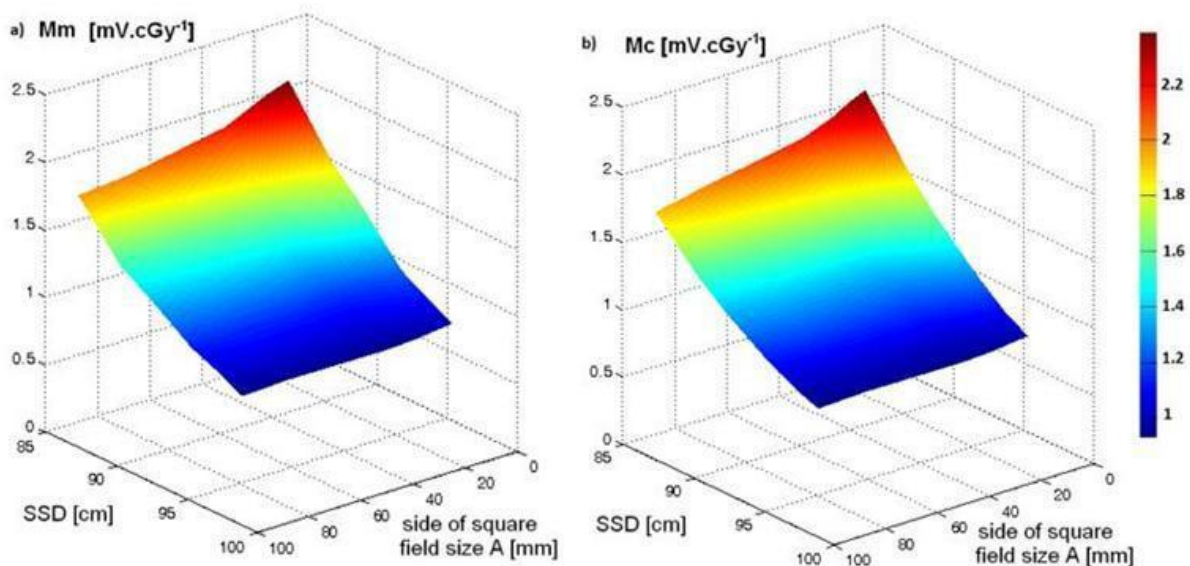


Fig.3 M_m (a) and M_c (b) obtained from 2D interpolation between SSD and field size.

Table 1 Mean of Measured Sensitivity Coefficient (SC_m) [mV.cGy⁻¹] and associated variability [%] obtained at SSD=98.5 cm on the range of field size studied for inter-measurement interval of 3 and 5 minutes

	Square field size (mm ²)											
	18×18		24×24		30×30		42×42		80×80		98×98	
	SCm	Var	SCm	Var	SCm	Var	SCm	Var	SCm	Var	SCm	Var
3 minutes	0.96	2.30	0.97	1.37	0.94	2.36	0.93	1.29	0.92	0.96	0.93	1.38
5 minutes	0.97	0.59	0.98	1.80	0.95	0.61	0.95	1.64	0.93	1.06	0.92	1.65

Highest variations were encountered for:

- 18×18 to 42×42 mm² field sizes, SSD = 97 cm, range [-1 %; -3.5 %]
- 18×18 to 98×98 mm² field sizes, SSD = 95 cm, range [0 %; +3.23 %].

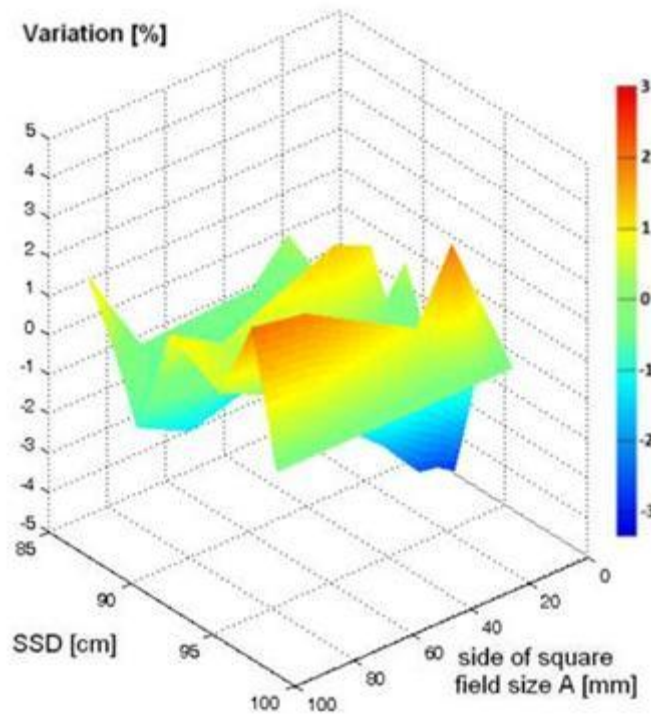


Fig. 4 Variation [%] between M_m and M_c .

Table 2 reports the deviation between calculated shift values with the inverse square law and mean of 3 MOSFET measurements. For a given SSD or square field size, mean deviation was found to be $|1.55 \text{ %}|$ for all combinations. All deviations ranged from -3.50 % to $+3.23 \text{ %}$. A strong correlation was observed between measured and calculated shift values ($R^2 = 0.983$) for all field sizes.

Table 2 Deviation [%] between voltage shifts calculated with the inverse square law and mean measurements for a given SSD-field size combination

SSD [cm]	Square field size [mm ²]					
	18×18	24×24	30×30	42×42	80×80	98×98
87	-0.79	-0.34	0.81	-0.21	-0.38	1.97
90	-1.07	-1.47	-0.20	-0.96	-1.76	-1.10
92	0.94	0.16	1.82	2.19	0.93	1.80
95	-3.50	-3.21	-3.16	-2.13	0.45	1.15
97	0.99	2.03	3.10	1.48	3.04	3.23
98.5	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00

3.2. Clinical validation measurements

3.2.1. Regular shape

For clinical measurements for both regular and irregular field shapes performed on the head phantom, the total *in-vivo* measurement time was 3 hours 24 minutes. Fig.5 plots the measured dose normalized to the prescribed dose [%] for regular fields at different gantry angulations when either SC_m or SC_c were applied to the MOSFET reading. Using SC_m , the mean deviation is |1.70 %| for all SSD and the whole range of regular field sizes explored. All measurements are spread between -2.03 % and +5.24 % of the prescribed dose. The CoV is equal to 1.77 %. Using SC_c the mean deviation was |1.71 %|. All calculated doses are spread between -2.60 % and +5.24 %. CoV is equal to 1.82 %.

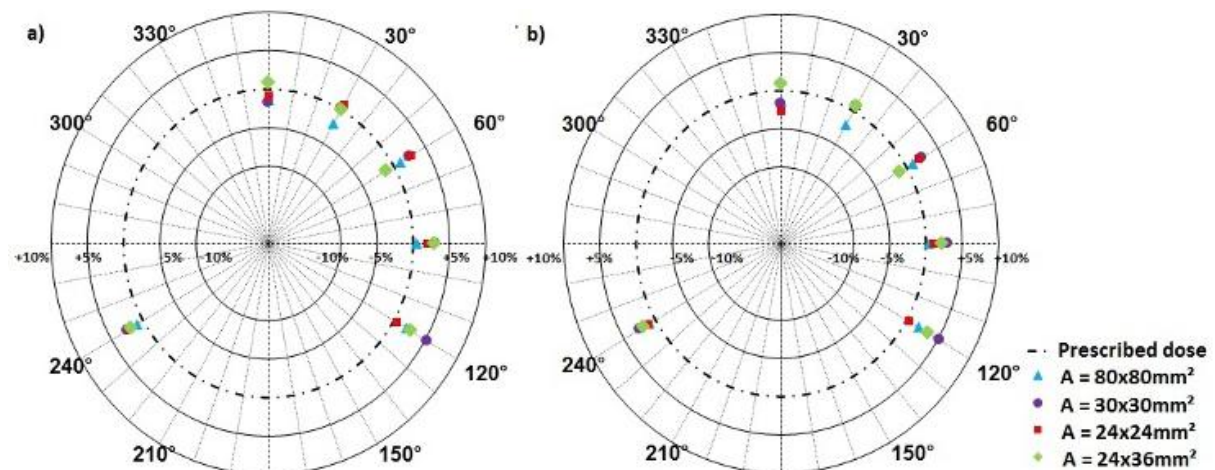


Fig.5 Measured dose normalized to the prescribed dose for regular shapes using SC_m (a) and SC_c (b). Dotted lines represent prescribed dose whereas the colored symbols show the data measured for each series of field size explored.

3.2.2. Irregular shape

Fig. 6 shows the results for the measured dose normalized to the prescribed dose [%] for irregular fields at different gantry angulations when either SC_m or SC_c were applied to the MOSFET reading. Using SC_m , the mean deviation was $|2.28 \%$ for all SSD and the whole range of irregular field sizes explored. All measurements are spread between -7.62% and $+1.3 \%$. The CoV is equal to 2.08% . Using SC_c the mean deviation was $|2.53 \%$ for all SSD and the whole range of irregular field sizes explored. All calculated doses are spread out between -7.0% and $+1.49 \%$. CoV is equal to 1.82% . For all field sizes (except one), CoV was smaller using SC_c [-7.00% ; $+1.49 \%$], against [-7.62% ; $+1.3 \%$] using SC_m . Results obtained using either SC_m or SC_c are summarized in Table 3.

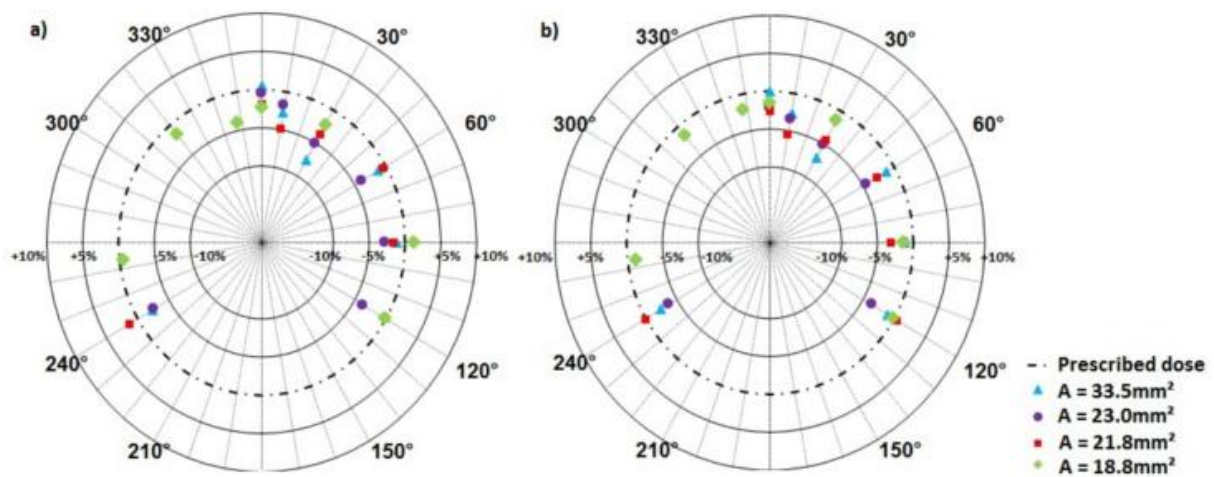


Fig.6 Measured dose normalized to the prescribed dose for irregular fields [mm] using SC_m (a) and SC_c (b). Dotted lines represent prescribed dose and the colored symbols show the data measured for each field size series A explored.

Table 3 Results obtained using either SC_m or SC_c for each square field size series A explored in irregular shapes

	Average of each equivalent field size series [mm ²]							
	33.5×33.5		23.0×23.0		21.8×21.8		18.8×18.8	
	SC	SC _c	SC _m	SC _c	SC _m	SC _c	SC _m	SC _c
Mean [cGy]	97.	97.7	97.11	96.1	98.3	97.4	98.6	98.66
Std deviation [cGy]	2.5	2.28	1.50	0.92	2.10	2.19	1.71	0.61
CoV [%]	2.6	2.34	1.54	0.96	2.13	2.25	1.73	0.61
Mean deviation [%]	2.5	2.23	2.89	3.84	2.01	2.73	1.74	1.34

4. DISCUSSION

Here, we proposed and optimized a method to calibrate MOSFET located at the surface, applicable to shaped-beam radiosurgery for field sizes of 98×98 to 18×18 mm².

The influence of the RW3 build-up cap on the MOSFET response was considered. The results showed that the amplitude of the equivalent dose deposition (%) released to the MOSFET is about 2.5 % over the range of field sizes studied since the depth of maximum dose shifts toward the surface when field sizes diminish (Podgorsak). From 98×98 to 18×18mm² field sizes, MOSFET response should be corrected by the variation of the equivalent dose deposition released to the detector. An advantage of our optimized calibration method is that this additional correction factor is built into the SC values obtained in the several field sizes explored at the calibration step. Over the whole range of field sizes studied, the characteristics of the build-up cap were chosen to minimize variations of progression of the overall process of charge particle equilibrium, variations of dose deposition along the beam axis, dose attenuation and to satisfy geometrical conditions of the field at the phantom surface. Therefore, we assume that performing entrance in-vivo dosimetry in small-fields, the build-up cap dimensions have to ensure only partial charge particle equilibrium.

A post-irradiation time of 30s was chosen to perform MOSFET reading but, a 10 s post-irradiation time was reported (Kohno et al., 2008). However, we assume that 10 s are not a sufficient delay to perform detector reading since a signal drift occurs in the first seconds following the end of irradiation. This effect was identified by Ramani et al. via the creep up effect, as the drift between two post irradiations readings – one taken immediately after irradiation, and a second after a time delay. In fact as it at 30 s the signal drift due to charge movement in the detector is only about 1 mV which is in the order of the sensitivity bias chosen (e.g. 1 mV.cGy⁻¹) for this study. We studied consistent time intervals (3 and 5 minutes) between consecutive irradiations to minimize dose reading variability due to fading effect. It is known that the radiation stored in a MOSFET fades over time (Kohno et al., 2006; Kohno et al., 2008). In our case, the most accurate SC_m values were obtained for a 5 minute-delay (using a 5 minutes delay, maximal variability was 1.8 % against 2.40 % using a 3 minutes delay). This could be explained by the low holes mobility that increases their probability of all being trapped and restabilized with time.

Moreover, frequent calibration of the device is usually recommended since SC values decrease with high threshold voltage due to previous irradiation. This effect is especially important in low energy beams but quite stable for high energy irradiations ($E \geq 1$ MeV) because of an alteration of the effective electric field applied to the MOSFET (Lavallée et al., 2006). Prior to this work, we first studied the influence of accumulated dose on MOSFET sensitivity. We

observed no variation in sensitivity with accumulated dose during MOSFET lifetime. This result (not shown) is similar to those obtained by Jornet et al. (Jornet et al., 2004). On average and irrespective of field size, the dose attenuation due to the detector equipped with the RW3 build-up cap was near 2 %. This attenuation value is small compared to in-vivo dosimetry studies conducted with diodes or with OSLDs (Jursinic and Yahnke, 2011; Sen et al., 1996; Colussi, et al., 2001). It can also be compared to the 6 % reported by Morton et al. using MOSFET covered with an aluminum build-up cap (Morton et al., 2007). In conventional radiotherapy in vivo measurements are performed for each beam. However, as the dose actually received by the patient is attenuated by the presence of the dosimeter, measurements are not performed on each fraction in conventional radiotherapy. Indeed, according to the guidelines published in AAPM report No 87, a global dose attenuation of 0.5 % remains negligible and is equivalent to a “cold spot” of 10 % obtained using a diode as in-vivo dosimeter in one fraction out of a total of 30 (AAPM, 2005). However, in stereotactic radiosurgery, most treatments are delivered in a single dose. Therefore, to minimize the shadowing effect, and reach clinical acceptability, we suggest for example:

- To measure a single beam (the first one, and if possible the least dose contributive).
- To measure all the beams delivered but only for a fraction of their duration.

Batch uniformity ($2.1 \% \pm 0.05 \%$) was found to be similar to the range provided by the manufacturer (2 %) (Thomson & Nielsen: Technical Note No.1) and also to results of other studies (Chuang et al., 2002; Rah et al., 2011).

In this work, for the method exploring all field size-SSD combinations, the total calibration time was between 7 and 9 hours. In the literature, the time constraint for detector calibration is often mentioned as a crucial element to be taken into account when *in-vivo* dosimetry is employed for treatment verification in a clinical activity center. However, comparison to other methodologies is difficult due to lack of papers detailing total detector calibration time. Thus, it has been mentioned that EPID dosimetry is time consuming and complicated due to the assessment of absolute dose from *in-vivo* measurement in radiotherapy (Higgins et al., 2003; Cho et al., 2007). The use of TLD was reported to be more time-consuming, since it requires complicated annealing, with careful hand calibration of the processor (Kinhikar et al., 2006). For diodes, largely described as *in-vivo* dosimeters, calibration seems to be faster. However, the introduction of the diode response factors, to calculate the actual dose measured can be a time consuming process (Alecú et al., 1998). In our work, reducing the waiting time from 5 to 3 minutes decreases total calibration time by 2 hours for complete MOSFET calibration. Moreover, a shorter waiting time of 3 minutes induced maximal variability on SC_m accuracy (2.4 % against 1.8 %). With our optimized calibration method, this time difference would only be of the order of 17 minutes (1h32 for 5 minutes waiting time against 1h15 for 3 minutes, results not

shown), since the total calibration time and number of measurements to perform is divided by six. Therefore, applying an inter-measurement cycle interval of 5 minutes for optimized MOSFET calibration remains reasonable for us in a clinical activity, with regard to the SC accuracy improvement obtained. Therefore, calibrating only one MOSFET from a given batch from 98×98 down to 18×18 mm², just once with an inter-measurement time lapse of 5 minutes seems to be the best compromise between SC_m determination accuracy and calibration time for use in stereotactic radiosurgery. We first intended to validate a calibration method with a well-known MOSFET device (with build-up cap) known to be efficient for in-vivo surface measurements in IMRT (Chuang et al., 2002; Marcié et al., 2005; Varadhan et al., 2006), where small fields are encountered. We are also currently working on microMOSFET. This work on MOSFETs was necessary because, to our knowledge there is no published data investigating small field sizes with standard MOSFETs in stereotactic radiosurgery.

Indeed, a commercial RW3 build-up cap exists for the use of the MOSFETs as entrance detectors. In this study, we assumed that the minimal square field size efficiently explored has to be greater than the build-up cap dimensions (diameter of 13mm) (Rice et al., 1987). Therefore, the cap size constitutes the limit for the smallest field sizes used in radiosurgery. The smallest field size explored in this study was 18×18 mm² as defined at the isocenter plane. At the surface, the side of the equivalent field size at the phantom surface ranges from 17.64 to 15.66 mm, i.e. remains larger than the build-up cap diameter, for SSDs ranging from 98.5 cm to 87 cm. If smaller field sizes were explored, for example 12×12 mm² with the same SSDs, the side of the equivalent field size at the phantom surface would have been from 11.76 to 10.44 mm, and could have led to larger beam disturbances using MOSFET TN-502RD with the commercial RW3 build-up cap.

Similarly, microMOSFET detectors, smaller than MOSFET, are efficient in-vivo dosimeters, but mostly reported for intracavity and skin dose measurements (Cygler et al., 2006; Court et al., 2008). Hence, there is no commercial build-up cap available to perform in-vivo dosimetry with microMOSFET placed at the surface. Also, by placing a microMOSFET in the groove of a MOSFET build-up cap leads to an unacceptable air gap. Therefore, for microMOSFET, the build-up cap has to be home-made if surface measurements are to be envisaged.

The objective of the present work was first to develop and evaluate a calibration method suited to MOSFET technology and radiosurgery constraints using a robust device that had proved to be a valid option for surface measurements in small fields. MOSFET dosimeters have been demonstrated to be more suitable than the reference pinpoint chamber with vertical direction for dose measurement of small field sizes (Kohnno et al., 2008). To minimize discrepancies between

calibration and measurement setups, MOSFETs were calibrated at the surface since they should be positioned at the skin surface in clinical measurements.

An additional way to reduce the number of calibration measurements was to use the inverse square law to predict voltage shifts from each field size measurement obtained at $SSD_{98.5}$, including small field conditions, since a good agreement between SC_m and SC_c values was observed and a strong correlation between measured and calculated voltage shifts ($R^2 = 0.983$) was obtained. This SSD value was chosen because it is representative of usual calibration SSD encountered in *in-vivo* dosimetry at 6 MV, and represents the minimal depth of radiosurgery treatments. SC_c were calculated for each field size-SSD combination for which SC_m were measured i.e. from 98×98 to 18×18 mm² and 98.5 to 87 cm. We consider the use of both inverse square law and SC measurements at all field sizes between (98×98 and 18×18 mm²) as the best compromise to minimize number of measurements to be performed at the MOSFETs calibration step. Indeed, for typical field sizes encountered in stereotactic radiosurgery, it is difficult to accurately predict by a model the lack of scattered components that occurs for field sizes under lateral electronic disequilibrium conditions (Das et al., 2000, Martens et al., 2000). Indeed, with regard to microbeam metrology, high variability in Total Scatter Factors value is described in the small fields depending on the type or position of the reference dosimeter.

Moreover this statement is in agreement with a recent formalism for reference dosimetry of small and non-standard fields to avoid calibration to a unique field size but instead introduce intermediate field sizes (Alfonso et al., 2008). To test our calibration method, different irradiation geometric conditions were applied on a realistic head phantom. Considering the time constraints of a clinical activity, processing time for *in-vivo* dosimetry measurements should be kept minimal so as not to overextend total treatment time. In this work, phantom study duration was estimated to be 3 hours 24 minutes. We determined the shortest waiting time ensuring fast measurement sequences with a shaped beam. With intracranial radiosurgery shaped beam treatment, it only takes 3 minutes to set up beam parameters before delivery and perform MOSFET positioning.

Therefore, no added waiting time was needed to perform MOSFET irradiation. In a real clinical situation, dose reading would be obtained 30 seconds after delivery. In consequence, the total processing time to perform *in-vivo* measurements per treatment would essentially be conditioned by beam set-up time. The method described in this paper, i.e. entrance dose measurement on the beam axis at the skin surface of the patient for stereotactic radiosurgery, is difficult to apply to the Cyberknife®, since the treatment times are already long and may require about 300 static non-isocentric beams for typical intracranial cases. It is therefore not feasible to wait between each beam for the MOSFET to stabilize. Indeed, using the Cyberknife®, the treatment time for single-shot stereotactic radiosurgery is 3-4 hours and ranges between 60-90

minutes per session for fractionated treatment. However, the use of MOSFET for *in-vivo* dosimetry has been reported for Cyberknife application with detectors implanted in the tumour (Scalchi et al., 2010). In regular fields, SSD interpolation led to good results since mean deviation and CoV were $<2\%$. Equivalent results were found using SC_c .

In fact angular dependence exists for MOSFETs, but here it is not a concern because the relative angle between the detector and the beam axis was always 0° . Anisotropy of *in vivo* dosimeters is well known and is mainly explicable for MOSFET by beam attenuation due to detector geometry. Several studies published before 1999 reported strong anisotropy when TN-502 RD detectors are used. Indeed, variations of up to 17 % (on 360° angles), 28 % for beam angles between $0-180^\circ$ and 7 % for beam angles between $0-90^\circ$ have been reported (Bower and Hintenlang, 1998; Meiler and Podgorsak, 1997; Rikner and Grusel, 1987; Rosenfeld et al, 1995).

However, angular dependency was only 3-3.5 % for the most recent isotropic models (Scalchi and Fransescon, 1998; Chuang et al., 2002; Consorti et al., 2005). For irregular field shapes, 2D interpolation between field size and SSD to find appropriate sensitivity coefficients using the inverse square law and the Sterling-Worthley formula gave satisfactory results for *in-vivo* dosimetry ($<5\%$). Using SC_m , the mean deviation was $|2.28\%|$ versus $|2.53\%|$ using SC_c . Unexpectedly, the largest mean deviation using SC_c was 3.84 % and was encountered not for the smallest but for intermediate field sizes ($23\times 23\text{ mm}^2$). However, the CoV value remained lower using SC_c for this field size series. This seemed to show that an underestimation of the delivered dose was introduced by the inverse square law itself. For field sizes below $30\times 30\text{ mm}^2$, it has been described that loss of lateral electronic equilibrium is not taken into account when SSD decreases (Duggan and Coffey, 1998). This phenomenon had a greater effect when the edges of the field approached lateral electronic equilibrium conditions (field sizes ranging from $20\times 20\text{ mm}^2$ to $30\times 30\text{ mm}^2$), and could then explain differences between calculated doses obtained using SC_m and SC_c . For irregular shapes, underestimation of the overall dose was observed using either SC_m or SC_c . This effect could be mainly caused by the use of the equivalent square Sterling-Worthley formula. Thus, this was not the case when the equivalent square calculation was not required (regular fields) and when the lateral electronic equilibrium was reached at least in one dimension (case of the asymmetric field). Indeed, it has been reported that this formula failed to predict collimator exchange effects and losses of lateral electronic equilibrium in small fields (Thomas et al., 2008). Finally, our results seem to be acceptable for *in-vivo* dosimetry studies (deviation in irregular fields $<5\%$) since they are similar to those obtained for IMRT plan verification for MOSFETs located at the surface with a build-up cap (Varadhan et al., 2004) and for phantom inserts (Chuang et al., 2002).

5. CONCLUSIONS

With the inverse square law, it is possible to reduce the number of measurements required for MOSFET calibration for multiple typical field size and SSD combinations encountered in stereotactic radiosurgery. We have developed an optimized calibration method to find the best compromise between SC_m determination accuracy and calibration time. Only one MOSFET from a given batch was calibrated just once with an inter-measurement time lapse of 5 minutes at a SSD=98.5 cm for several field sizes ranging from 98×98 mm² down to 18×18 mm². This optimized method preserves the useful life of the detector for in-vivo measurements in comparison to complete calibration. Good results were observed in shaped beam radiosurgery for equivalent square field sizes of 18.8×18.8 mm² to 33.5×33.5 mm² on a realistic head phantom. Our results have shown that MOSFETs are suitable for use as dosimeters when located at the surface for irradiation fields of 98×98 mm² down to 18×18 mm² and SSD from 87 to 98.5 cm. Moreover, this calibration method is also well suited for the multiple-static converging beam technique. Nevertheless, further geometric conditions of irradiation should be explored to investigate a broader range of radiosurgery treatments and specifically, field sizes below 18×18 mm². One of the major perspectives of the present work could be investigations into the use of microMOSFETs.

6. ACKNOWLEDGEMENTS

The authors would like to acknowledge John Thomas and Abdelbasset Hallil from Best Medical Canada and Patrice Gatinois from Arplay Medical for their support on the technology of the mobileMOSFET system and for valuable discussions about the project.

Conflict of Interest Notification: There is no conflict of interest related to this project.

REFERENCES

- [Alfonso R.](#), [Andreo P.](#), [Capote R.](#), [Huq M.S.](#), [Kilby W.](#), [Kjäll P.](#), [Mackie T.R.](#), [Palmans H.](#), [Rosser K.](#), [Seuntjens J.](#), [Ullrich W.](#), [Vatnitsky S.](#), 2008. A new formalism for reference dosimetry of small and nonstandard fields. *Med Phys.* Nov;35(11):5179-86
- Bjarngard, C.F., Tsai, J.S., Rice, R.K., 1990. Doses on the central axes of narrow 6-MV x-ray beams. *Med Phys.* 17, 794–799.

- Bloemen-van Gulp, E.J., Minken, A.W., Mijnheer, B.J., Dehing-Oberye, C.J., Lambin, P., 2006. Clinical implementation of MOSFET detectors for dosimetry in electron beams. *Radiother Oncol.* 80, 288-295.
- Bower M.W. and Hintenlang D.E., 1998. The characterization of a commercial MOSFET dosimeter system for use in diagnostic x-ray. *Health. Phys.* 75, 197-204.
- Briere, T.M., Beddar, A.S., Gillin, M.T., 2005. Evaluation of precalibrated implantable MOSFET radiation dosimeters for megavoltage photon beams. *Med Phys.* 32, 3346-3349.
- Chen, Z., d'Errico, F., Nath, R., 2007. Principles and requirements of external beam dosimetry. *Radiation Measurements.* 41, S2–S21.
- Cherpak, A., Studinski, R.C., Cygler, J.E., 2008. MOSFET detectors in quality assurance of Tomotherapy *Radiotherapy and Oncology.* 86, 242-250.
- Chuang C.F., Verhey L.J., Xiaa, P., 2002. Investigation of the use of MOSFET for clinical IMRT dosimetric verification. *Med. Phys.* 29, 1109-1115.
- CIPR - International Commission on Radiological Protection, (2000) "Prevention of Accidental Exposures to Patients Undergoing Radiation Therapy," (ICRP Publication 86), (Oxford: Pergamon Press) 30(3), 1-70.
- Colussi, V.C., Beddar, A.S., Kinsella, T.J., Sibata, C.H., 2001. In vivo dosimetry using a single diode for megavoltage photon beam radiotherapy: Implementation and response characterization. *J Appl Clin Med Phys.* 2, 210-218.
- Consorti R., Petrucci A., Fortunato F., Soriani A., Marzi S., Iaccarino G., Landoni V., Benassi M., 2005. In vivo dosimetry with MOSFETs: dosimetric characterization and first clinical results in intraoperative radiotherapy. *Int J Radiat Oncol Biol Phys.* 63(3):952-960.
- Cygler, J.E., Saudi, A., Perry, G., Morash C., Cohan, C.E., 2006. Feasibility study of using MOSFET detectors for in vivo dosimetry during permanent low-dose-rate prostate implants. *Radiotherapy and Oncology.* 80, 296-301.
- Das J., Downes M.B., Kassae A., and Tochner Z., 2000. Choice of radiation detector in dosimetry of stereotactic radiosurgery-radiotherapy. *J. Radiosurg.* 3, 177-85
- Duggan, D.M., Coffey, C.W. 2nd., 1998. Small photon field dosimetry for stereotactic radiosurgery. *Med Dosim.* 23, 153-159.
- Ehringfeld, C., Schmid, S., Poljanc, K., Kirisits, C., Aiginger, H., Georg, D., 2005. Application of commercial MOSFET detectors for in vivo dosimetry in the therapeutic x-ray range from 80 kV to 250 kV. *Phys Med Biol.* 50, 289-303.
- Francescon, P., Cora, S., Cavedon, C., Scalchi, P., Reccanello, S., Colombo, F., 1998. Use of new types of radiochromic film, a new parallel plate chamber, MOSFETs and TLD 800 microcubes in the dosimetry of small beams. *Med Phys.* 25, 503–511.

- Francescon, P., Cora, S., Cavedon, C., Scalchi, P., 2009. Application of a Monte Carlo based method for total scatter factors of small beams to new solid state micro-detectors. *J Appl Clin Med Phys.* 10, 2939.
- Jornet N., Carrasco P., Jurado D., Ruiz A., Eudaldo T., Ribas M., 2004. Comparison study of MOSFET detectors and diodes for entrance in vivo dosimetry in 18 MV x-ray beams. *Med. Phys.* 31(9) 2534-2542.
- Jursinic, P.A, Yahnke, C.J., 2011. In vivo dosimetry with optically stimulated luminescent dosimeters, OSLDs, compared to diodes; the effects of buildup cap thickness and fabrication material. *Med Phys.* 38, 5432-5440.
- Kohno R., Nishio T., Miyagishi T., Hirano E., Hotta K., Kawashima M., Ogino T., 2006. Experimental evaluation of a MOSFET dosimeter for proton dose measurements. *Phys Med Biol.* 51:6077-86
- Kohno R., Hirano E., Nishio T., Miyagishi T., Goka T., Kawashima M., Ogino T., 2008. Dosimetric evaluation of a MOSFET detector for clinical application in photon therapy. *Radiol Phys Technol.* (1)55-61.
- Kurjewicz, L., Berndt, A., 2007. Measurement of Gamma Knife® helmet factors using MOSFETs. *Med Phys.* 34, 1007-1012.
- Lavallée, M.C., Gingras, L., Beaulieu, L., 2006. Energy and integrated dose dependence of MOSFET dosimeter sensitivity for irradiation energies between 30 kV and 60Co. *Med Phys.* 33, 3683-3689.
- Marcié, S., Charpiot, E., Bensadoun, R.J., Ciais, G., Herault, J., Costa, A, Gerard, J.P., 2005. In vivo measurements with MOSFET detectors in oropharynx and nasopharynx intensity-modulated radiation therapy. *Int J Radiat Oncol Biol Phys.* 61, 1603-1606.
- Martens C., De Wagter C., De Neve W., 2000. The value of the PinPoint ion chamber for characterization of small field segments used in intensity-modulated radiotherapy. *Phys Med Biol.* 45, 2519-2530
- Meiler R.J. and Podgorsak M.B, 1997. Characterisation of the response of commercial diode detectors used for in vivo dosimetry. *Med. Dosim.* 22(1), 31-37.
- Morton, J.P., Bhat, M., Kovendy, A., Williams, T., 2007a. Evaluation of MOSFETs for entrance dose dosimetry for 6 and 10 MV photons with a custom made build up cap. *Australas Phys Eng Sci Med.* 30, 120-126.
- Morton, J.P., Bhat, M., Williams, T., Kovendy, A., 2007b. Clinical results of entrance dose in vivo dosimetry for high energy photon in external beam radiotherapy using MOSFETs *Australas Phys Eng Sci Med.* 30, 252-259.

- Murphy K.T., Stereotactic Radiosurgery: Competing Technologies, oral presentation. Department of Radiation Oncology, University of California San Diego. http://radonc.ucsd.edu/patient-info/treatment-options/procedures/Documents/Competing_Technologies.pdf
- Podgorsak E.B., Podgorsak M.B., 2003. Quality assurance of external beam radiotherapy. In: Podgorsak EB, editor. Radiation oncology physics: a handbook for teachers and students. Vienna: International Atomic Energy Agency; 407-50.
- Ramani, R., Russell, S., O'Brien, P., 1997. Clinical dosimetry using MOSFETs. *Int J Radiat Oncol Biol Phys.* 37, 959-964.
- Ramaseshan, R., Kohlil, K.S., Zhang, T.J., Lam, T., Norlinger, B., Hallil, A., Islam, M., 2004. Performance characteristics of a microMOSFET as in vivo dosimeter in radiation therapy. *Phys Med Biol.* 49, 4031-4048.
- Rice, R.K., Hansen, J.L., Svensson, G.K. Siddon R.L., 1987. Measurements of dose distributions in small beams of 6-MV x-rays. *Phys Med Biol.* 32, 1087–1099.
- Rikner G., and Grussel E., 1987. Patient dose measurements in photon fields by means of silicon semiconductor detectors. *Med. Phys.* 14(5), 870-873.
- Rosenfeld A.B., Carolan M.G., Kaplan G.I., Allen B.J. and Khivrich V.I., 1995. MOSFET dosimeters : The role of encapsulation on dosimetric characteristics in mixed gamma-neutron and megavoltage x-ray fields. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-42(6), 1870-1877
- Rosenfeld, A.B., 2002. MOSFET dosimetry on modern radiation oncology modalities. *Radiat Prot Dosimetry.* 101, 393-398.
- Rosenfeld, A.B., 2007. Electronic dosimetry in radiation therapy. *Radiation Measurements.* 41, S134–S153.
- Scalchi, P., Francescon, P., 1998. Calibration of a MOSFET detection system for 6-MV in vivo dosimetry. *Int J Radiation Oncology Biol Phys.* 40, 987-993.
- Scalchi, P., Francescon, P., Rajaguru, P., 2005. Characterization of a new MOSFET detector configuration for in vivo skin dosimetry. *Med Phys.* 32, 1571-1578.
- Sen, A., Parsai, E.I., McNeeley, S.W., Ayyangar, K.M., 1996. Quantitative assessment of beam perturbations caused by silicon diodes used for in vivo dosimetry. *Int J Radiat Oncol Biol Phys.* 36, 205-211.
- Serago, C.F., Houdek, P.V., Hartmann, G.H., Saini, D.S., Serago, M.E., Kaydee, A., 1992. Tissue maximum ratios (and other parameters) of small circular 4, 6, 10, 15 and 24 MV x-ray beams for radiosurgery. *Phys Med Biol.* 37, 1943–1956.
- Sterling, T.D., Perry, H., Katz, L., 1964. Automation of radiation treatment planning. iv. derivation of a mathematical expression for the per cent depth dose surface of cobalt 60 beams and visualization of multiple field dose distributions. *Br J Radiol.* 37, 544-550.

- Thomson and Neilson Electronics Ltd. 1996, MOSFET calibration JIG, instructions for use”
Ottawa, Canada: Thomson and Neilson Electronics Ltd. TN #102046.01
- Tung, C.J., Wang, L.C., Wang, H.C., Lee C.C., Chao, T.C., 2008. In vivo dose verification for photon treatments of head and neck carcinomas using MOSFET dosimeters Radiation Measurements. 43, 870 – 874.
- Varadhan, R., Miller, J., Garrity, B., Weber, M., 2006. In vivo prostate IMRT dosimetry with MOSFET detectors using brass buildup caps. J Appl Clin Med Phys. 7, 22-32.
- Worthley, B., 1966, Equivalent squares of rectangular fields. Br J Radiol. 39,559.
- Zhu X.R., 2000. Entrance dose measurements for in-vivo diode dosimetry: Comparison of correction factors for two types of commercial silicon diode detectors. J Appl Clin Med Phys. (1)3 101-7.

Annexe 2

Cette annexe présente les deux solutions disponibles pour l'EPID qui existent en parallèle du dispositif a-Si, à savoir : la matrice à chambre d'ionisation liquide et le système à écran fluorescent à caméra CCD. L'utilisation d'écrans fluorescents associés à un système de caméra optique a également été utilisée pour la mesure. Pour ce système, la matrice de détecteurs peut être attachée au bras d'un accélérateur ou placée sur la table de traitement.

- Matrice à chambre d'ionisations liquide :

Les premières versions consistaient en une matrice de 256 x 256 chambres d'ionisation remplies d'un hydrocarbure liquide (isooctane ou triméthylpentane) sur une surface de 32 × 32 cm². Le temps de lecture d'une image est relativement long (5.6s) ne permet pas au système de mesurer la dose directement mais convient pour la mesure du débit de dose. Dès lors en enregistrant une lecture continue de la chambre moniteur durant l'acquisition et en intégrant le nombre d'UM délivrés pour l'image de dose acquise, le débit de dose peut être converti en dose absolue. La stabilité de la réponse est de l'ordre du 2% pendant deux ans tant que les corrections de température et les dommages causés par les rayonnements sont intégrés. La réponse en fonction du débit de dose doit être corrigée par une relation empirique. Des corrections additionnelles sont nécessaires afin de prendre en compte le diffusé latéral de l'EPID, généralement en appliquant un filtre déconvolution. Une carte de sensibilité relative pour uniformiser la réponse de chaque chambre d'ionisation et électromètre associé est nécessaire. Boellaard et al. ont rapporté que l'épaisseur d'eau équivalente est de 8mm au-dessus des de la couche active de détection (Boellaard *et coll.*, 1996). Pour un faisceau de 25MV, 28mm de polystyrène sont nécessaires. Cependant en contrepartie la charge additionnelle à embarquer s'élève à 4,5kg, et entraîne une détérioration de la qualité de l'image à cette énergie.

- Systèmes à écran fluorescent – caméra CCD :

Les systèmes à écran fluorescents à camera CCD ont été développés il y a une vingtaine d'années. Le dispositif consiste d'un écran fluorescent en phosphore généralement en Oxysulfite de Gadolinium (Gd₂O₂S) couplé à une caméra CCD (Charge Coupled Device) et d'une plaque de métal à l'entrée chargée de convertir des photons de haute énergie en photons visibles. Ces photons sont visualisés à l'aide de caméra CDD et d'un de jeux de

miroirs et lentilles. Une grande part du champ d'irradiation peut être visualisée rapidement grâce à la lecture rapide de la camera et de sa haute résolution. Le niveau de gris mesuré est approximativement linéaire avec la dose et ne dépend pas de l'épaisseur de matériau placé devant le faisceau. Des facteurs de corrections ont été introduits pour intégrer la non-linéarité de l'électronique associée. Il y a cependant une forte dépendance avec la taille de champ, causée par les photons visibles diffusés à l'intérieur du système optique. Cette dépendance peut être corrigée par déconvolution kernel décrivant la diffusion des photons dans le système, ou en usant de grilles anti-diffusé. Des matrices de sensibilités sont également utilisées pour corriger la diffusion résiduelle et la non uniformité de la couche de phosphore. La variation à court terme du système est faible de l'ordre de 1% et sa stabilité comprise entre 1 et 2% sur un an. Lorsque tous les facteurs d'influence sont corrigés, ce dispositif est un excellent système pour la dosimétrie, avec des écarts de dose compris entre 1 et 2%.

TITLE : Evaluation of in-vivo dosimetry in intracranial stereotactic radiosurgery using MOSFET and microMOSFET

ABSTRACT

In vivo dosimetry (IVD) is used to insure security and quality in external radiotherapy treatments. However, in intra-cranial stereotactic radiosurgery, IVD could be considered as technically non applicable. Indeed such treatments are usually delivered in a single fraction with small fields. Recent developments in MOSFETs technology (Metal Oxid Semiconductor Field Effect Transistor), with very small sensitive area, could make these sensors suitable for microbeams. The present work deals with successive steps to evaluate whether these sensors are suitable for IVD in shaped beam radiosurgery and conformal arctherapy. First, small field dosimetry context and IVD methods are reviewed. Characterization study of the MOSFET and microMOSFET response was performed and led us to propose an optimized calibration method adapted to both stereotactic radiosurgery and MOSFET technology constraints. In order to quantify the influence of treatment parameters error on dose distribution released to target volumes, numerical simulations were implemented: the detectability of sensors was obtained given an error value. From irradiation parameters, a direct method was developed to compute an optimized detector positioning at the surface. Finally, by solving an inverse problem, readings of each sensor were used as entrance parameters to compute isocenter dose during conformal arctherapy.

KEYWORDS : stereotactic radiosurgery, small beams dosimetry, in-vivo dosimetry, MOSFET, inverse problem, arctherapy

AUTEUR : Aurélie SORS

TITRE : Evaluation de la dosimétrie in vivo en radiochirurgie stéréotaxique intracrânienne
par détecteurs MOSFET et microMOSFET

DIRECTEUR DE THESE : Xavier Franceries, Emmanuelle CASSOL

LIEU ET DATE DE SOUTENANCE : INSERM U825, CHU Purpan, Toulouse

RESUME en français

La dosimétrie in vivo (DIV) permet d'assurer le contrôle de qualité des applications de radiothérapie externe. Si la réglementation rend l'application de la DIV obligatoire, cette procédure reste cependant considérée comme « techniquement difficilement applicable » dans les techniques d'irradiation rencontrées en radiochirurgie stéréotaxique intracrânienne car les traitements sont délivrés en dose unique par des faisceaux de faibles dimensions. Aujourd'hui, la technologie des MOSFET (Metal Oxid Semiconductor Field Effect Transistor) présente l'avantage de surfaces sensibles extrêmement petites ce qui permet de reconsidérer la question de la mise en œuvre de la DIV dans les minifaisceaux. Ce travail de thèse consiste donc à évaluer les processus de mise en œuvre de la DIV en faisceau fixe puis en arcthérapie conformationnelle. Tout d'abord, la problématique de mesure de la dose dans les petits champs et de la DIV sont rappelées. La caractérisation de détecteurs MOSFET et microMOSFET a été réalisée et a permis de proposer et une méthode de calibration optimisée aux contraintes de la technologie MOSFET et de la radiochirurgie stéréotaxique. Des simulations numériques ont été menées afin d'étudier l'influence de l'erreur des paramètres de traitement sur la distribution de dose au niveau de six volumes lésionnels : la sensibilité des détecteurs à un type d'erreur en fonction de leur importance a ainsi été déterminée. Le problème direct, qui consiste à reconstruire la réponse des détecteurs à la surface connaissant la dose à l'isocentre, a été modélisé et a permis de déterminer le positionnement optimal des capteurs pour des paramètres d'irradiation donnés. Enfin, le problème inverse permettant reconstruire la dose à l'isocentre à partir de mesures de MOSFET à la surface a été résolu. Une évaluation de la méthode en condition d'arcthérapie conformationnelle a été réalisée en corrélant les solutions théoriques obtenues par calcul direct aux solutions inverses mesurées par détecteurs MOSFET sur un fantôme.

MOTS-CLES : radiochirurgie stéréotaxique, dosimétrie des microfaisceaux, dosimétrie in vivo, MOSFET, problème inverse, arcthérapie

DISCIPLINE ADMINISTRATIVE : ED GEET : Radio-physique et Imagerie Médicale

INTITULE ET ADRESSE DE L'U.F.R. OU DU LABORATOIRE : INSERM U825, Imagerie Cérébrale et handicaps neurologiques, CHU Purpan, Pavillon Baudot, TSA 50032, 31059 Toulouse Cedex 9.