



Conception de systèmes tomographiques à imageurs multiples pour la dosimétrie à scintillation volumétrique

Thèse

Madison Rilling

Doctorat en physique
Philosophiæ doctor (Ph. D.)

Québec, Canada

**Conception de systèmes
tomographiques à imageurs multiples pour la
dosimétrie à scintillation volumétrique**

Thèse

Madison Rilling

Sous la direction de:

Louis Archambault, directeur de recherche
Simon Thibault, codirecteur de recherche

Résumé

Cette thèse se cadre dans le développement de systèmes de dosimétrie à scintillation volumétrique. Étant donné la complexité des distributions de dose de radiation qu'impliquent les techniques modernes de traitement en radiothérapie externe, il est nécessaire d'avoir des outils cliniques offrant une mesure complète d'une distribution tridimensionnelle (3D) de dose administrée par un accélérateur linéaire médical. Des solutions prometteuses, ayant une capacité de mesure intéressante autant spatialement que temporellement, résident dans la dosimétrie à scintillation volumétrique. Dans le but de faciliter le développement de prototypes expérimentaux, cette thèse met de l'avant un processus de conception généralisé qui exploite les fonctionnalités de tracé réel de rayons d'un logiciel de conception optique. L'approche proposée permet une modélisation optique complète de systèmes tomographiques employant multiples caméras — de type standard ou plénoptique — pour imager la lumière fluorescente émise d'un volume scintillant sous l'effet de la radiation.

La thèse fournit le bagage à la fois contextuel et théorique de la physique médicale et de l'ingénierie optique nécessaire à la compréhension et l'appréciation des travaux présentés, tout en cadrant la motivation de ceux-ci dans une réalité clinique, soit celle de la radiothérapie externe. Les contributions principales de la thèse se divisent en trois portions. D'abord, des travaux de simulation valident le processus généralisé de modélisation optique de systèmes à imageurs multiples et le calcul de leur modèle tomographique au moyen d'un logiciel de conception optique. Ensuite, à partir du processus de simulation de prototypes virtuels, une étude de faisabilité démontre la mise en application d'un prototype expérimental employant de multiples caméras plénoptiques pour des mesures volumétriques en dosimétrie à scintillation. Enfin, une analyse comparative entre l'emploi des caméras standards versus plénoptiques dans le contexte de tomographie à émission est présentée, puis des pistes à explorer sont discutées afin de mieux élucider la question de leur apport tomographique respectif.

En somme, le processus de conception généralisé mis de l'avant dans cette thèse découple et simplifie les étapes de développement expérimental, offrant une flexibilité accrue de design de futurs outils cliniques pour la dosimétrie 3D. Ce travail ouvre la voie au développement d'une nouvelle génération de systèmes de dosimétrie à scintillation volumétrique.

Abstract

This thesis simplifies and generalizes the developmental workflow of volumetric scintillation dosimetry systems. Due to the high complexity of radiation dose distributions delivered to patients by means of modern radiotherapy treatment techniques, it is essential to have clinical tools capable of measuring the full three-dimensional (3D) dose distributions delivered by medical linear accelerators. Imaging-based volumetric scintillation dosimetry offers promising solutions with potential for both high spatial and temporal resolution. To ease the development of experimental prototypes, this thesis puts forth a generalized design workflow based on the real ray tracing capabilities of optical design software. The proposed method allows for a complete and precise optical modeling of tomographic systems composed of multiple cameras, either standard or plenoptic, used to image the fluorescent light emission induced by radiation in translucent scintillator volumes.

This thesis provides the reader with both the contextual and theoretical background in medical physics and optical engineering to understand fully and to appreciate the work carried out in the context of external beam radiation therapy. The main contributions of the thesis are three-fold. First, a simulative study serves to validate the generalized workflow for optical and tomographic modeling of multiple imager-based scintillation dosimetry systems using optical design software. Subsequently, a feasibility study demonstrates the simulation-to-experimental implementation of a tomographic-based prototype using multiple plenoptic camera images of a plastic scintillator volume for volumetric dose measurements. Finally, a comparative analysis between the use of standard versus plenoptic cameras in the context of emission computed tomography is carried out, leading to the discussion of potential future work needed to better define and quantify the tomographic contribution of each respective type of imaging system.

Concretely, the generalized design workflow based on the innovative use of optical design software elaborated within the pages of this thesis both simplifies and decouples the phases of prototype development, offering increased flexibility in designing future clinical tools for 3D dosimetry. This work thus paves the way for developing next-generation measurement systems in volumetric scintillation dosimetry and other tomography-based imaging applications.

Table des matières

Résumé	ii
Abstract	iii
Table des matières	iv
Liste des tableaux	vii
Liste des figures	viii
Remerciements	xiii
Avant-propos	xv
Introduction	1
1 La dosimétrie à scintillation 3D : un défi en conception optique	5
1.1 La dosimétrie 3D sous toutes ses formes	5
1.1.1 Notions fondamentales en dosimétrie	6
1.1.2 La dosimétrie quasi-3D	9
1.1.3 La dosimétrie pseudo-3D	11
1.1.4 La dosimétrie 3D réelle	13
1.2 La dosimétrie à scintillation	14
1.2.1 La scintillation : un phénomène radioluminescent	14
1.2.2 L'évolution de la dosimétrie à scintillation volumétrique	15
1.2.3 L'alternative <i>Cherenkov</i>	19
1.2.4 L'introduction de la caméra plénoptique	21
1.3 Les caméras plénoptiques	22
1.3.1 Notions de base en optique	23
1.3.2 Une caméra pour imager le champ lumineux	24
1.3.3 Les caméras plénoptiques 1.0 versus 2.0	26
1.3.4 La caméra plénoptique <i>multifocus</i>	28
1.3.5 L'imagerie de volumes translucides : une application possible ?	29
1.4 La reconstruction tomographique	30
1.4.1 L'approche analytique	31
1.4.2 La reconstruction itérative	31
1.4.3 Comparaison des algorithmes itératifs principaux	35
1.5 Le domaine parallèle des processus de combustion	36

1.5.1	Les systèmes tomographiques à imageurs multiples	37
1.5.2	Les systèmes tomographiques avec caméras plénoptiques	38
1.5.3	Les flammes et la dosimétrie à scintillation	39
1.6	Description du projet de recherche	40
1.6.1	Problématique spécifique	40
1.6.2	Objectif de la thèse	41
2	L'implémentation du processus de conception	42
2.1	L'utilisation d'un logiciel de conception optique	42
2.1.1	La conception d'un système optique par tracé de rayons	42
2.1.2	Les modes de tracé de rayons	43
2.1.3	Les limites de modélisation optique	44
2.2	L'agencement des simulations optiques et de la reconstruction itérative	45
2.2.1	Le calcul des éléments de la matrice de projection	45
2.2.2	La simulation des projections	47
2.2.3	L'implémentation avec Python	48
2.3	Un prototype expérimental à multiples projections plénoptiques	50
2.3.1	La sélection de la caméra plénoptique multifocus	50
2.3.2	La construction d'un fantôme pour la dosimétrie à scintillation volumétrique	52
2.3.3	Les modélisations optique et tomographique du prototype expérimental	52
3	Simulating imaging-based tomographic systems using optical design software for resolving 3D structures of translucent media	56
3.1	Résumé	56
3.2	Abstract	57
3.3	Introduction	57
3.4	Emission computed tomography model	60
3.5	Zemax-based simulation method	61
3.5.1	Standard and plenoptic imaging systems	62
3.5.2	System matrix computation	63
3.5.3	Image simulation	64
3.6	Clinical simulation experiment	64
3.7	Simulation results and discussion	68
3.7.1	Simulated projections	68
3.7.2	Quality assessment of 3D reconstructions	69
3.7.3	Flexibility and limits of method	75
3.8	Conclusion	76
4	Tomographic-based 3D scintillation dosimetry using a three-view plenoptic imaging system	78
4.1	Résumé	78
4.2	Abstract	80
4.3	Introduction	81
4.4	Materials and Methods	83
4.4.1	Multifocus plenoptic camera	83
4.4.2	Optical design software-based model	84
4.4.3	Experimental setup	85

4.4.4	Image acquisition and processing	86
4.4.5	3D reconstructions	87
4.4.6	Reconstruction quality assessment	88
4.5	Results	89
4.5.1	Simulated model	89
4.5.2	Background signal correction	90
4.5.3	3D reconstructions	91
4.6	Discussion	93
4.7	Conclusion	96
5	Les caméras plénoptiques en dosimétrie à scintillation volumétrique	97
5.1	L'information mutuelle comme métrique complémentaire	98
5.1.1	L'information mutuelle	99
5.1.2	La comparaison des reconstructions 3D au moyen d'histogrammes	99
5.1.3	L'information mutuelle : une métrique pertinente en tomographie ?	103
5.2	La caméra plénoptique dans un contexte tomographique	105
5.2.1	L'image plénoptique comme projection tomographique	106
5.2.2	Des pistes d'exploration possibles	108
	Conclusion	111
	A Modeling light emission within translucent volumes in an optical design software	115
A.1	Introduction	115
A.2	Modeling volumes and sources : what are our options ?	117
A.3	Comparing modeled volumes and sources	118
A.4	Conclusion	118
	B System matrix generation for 3D tomographic reconstructions using an optical design software	120
B.1	Introduction	121
B.1.1	Context	121
B.1.2	Plenoptic camera-based prototype for 3D dosimetry	121
B.2	3D Emission computed tomography	123
B.2.1	The emission computed tomography model	123
B.2.2	Previous method for determining the system matrix A	123
B.2.3	Using Zemax to calculate system matrices	124
B.3	Characterizing matrices obtained using Zemax	125
B.3.1	Convergence of system matrix elements	126
B.3.2	Computation time	127
B.3.3	Discussion	128
B.4	Conclusion	128
	Bibliographie	129

Liste des tableaux

1.1	Spécifications des principaux systèmes commerciaux de dosimétrie <i>quasi-3D</i> . . .	10
2.1	Spécifications du modèle R42 d'une caméra plénoptique multifocus de la compagnie Raytrix.	51
2.2	Paramètres de calibration de la matrice de microlentilles de la caméra plénoptique R42 de Raytrix employée dans le prototype expérimental.	54
3.1	Specifications of the simulated standard and two focused plenoptic (1f and 3f) imaging systems.	66
3.2	3D correlation coefficients and reconstruction error for reconstructions obtained using 1-3 simulated projections with and without additive noise.	73
4.1	Quality assessment of the U-shaped relative dose distribution using 3D metrics (correlation coefficient, reconstruction error and gamma analysis success rates).	93
5.1	Valeurs d'information mutuelle comparées à celles du coefficient de corrélation pour des reconstructions de dose 3D par rapport à une distribution de référence.	104

Liste des figures

1.1	Différents systèmes commerciaux utilisés en clinique pour la dosimétrie <i>quasi-3D</i> .	10
1.2	Systèmes de dosimétrie pseudo-3D	12
1.3	Différentes géométries possibles pour les volumes de scintillateurs plastiques. . .	16
1.4	Prototypes de recherche de systèmes de dosimétrie à scintillation.	18
1.5	Formes Cherenkov de dosimétrie à scintillation volumétrique proposées.	21
1.6	Prototype de dosimétrie à scintillation volumétrique employant une caméra plénoptique.	22
1.7	Comparaison du cône de rayons sur lequel intègre un pixel dans une caméra standard versus plénotique.	25
1.8	Comparaison de l'échantillonnage du champ lumineux dans une caméra standard versus plénotique.	26
1.9	Les deux régimes de la caméra plénotique : 1.0 versus 2.0.	27
1.10	Appariement des $f/\#$ de la lentille principale et des microlentilles.	28
1.11	Architecture typique d'une itération d'un algorithme de reconstruction itérative.	35
1.12	Prototypes de systèmes tomographiques à imageurs multiples proposés pour l'étude de processus de combustion.	38
1.13	Prototypes de systèmes tomographiques avec caméras plénotiques pour l'étude de processus de combustion.	39
2.1	Fenêtre de travail typique montrant l'interface graphique d'OpticStudio.	43
2.2	Calcul partiel des éléments de la matrice de projection.	46
2.3	Correspondance des indexations de voxels pour l'obtention de la matrice de projection d'un point de vue perpendiculaire par permutation de colonnes.	47
2.4	Impact du crime inverse dans la simulation de projections pour le prototype virtuel d'un système tomographique.	49
2.5	Complémentarité de l'utilisation d'OpticStudio et de l'implémentation Python pour la simulation de systèmes tomographiques à optique imageante.	49
2.6	Le modèle R42 d'une caméra plénotique multifocus de la compagnie Raytrix. . .	51
2.7	Le fantôme pour le prototype expérimental du système tomographique à projections multiples.	53
2.8	Schématisation optique du système combinant le fantôme et la caméra plénotique multifocus du prototype expérimental.	53
2.9	Comparaison de la multiplicité de la caméra plénotique multifocus réelle versus simulée.	54
2.10	Complémentarité de l'utilisation d'OpticStudio et de l'implémentation Python pour la modélisation du prototype expérimental.	55

3.1	Emission computed tomography model showing the imaging process of an individual voxel.	60
3.2	Cone of rays originating from a point on the midplane of a refractive medium and captured by the main lens of a standard versus a plenoptic imaging system.	62
3.3	Clinical target volume treated by radiation therapy and lines of constant dose shown on an axial computed tomography image of the spine.	65
3.4	Orthogonal mid slices of the subvolume sampled from the complete clinical dose distribution and sample 2D slices perpendicular to the superior-inferior axis.	65
3.5	Labeling and position of three perpendicular camera viewing angles with respect to the voxelized object volume.	67
3.6	Relative-valued simulated projections for the standard and plenoptic imaging systems with added 2% Gaussian noise.	69
3.7	Mid 2D slices of the reconstructions obtained using 1-3 projections for each standard and plenoptic imaging system and relative error maps between each 3-projection reconstruction and the reference distribution.	71
3.8	2D correlation coefficients of slices along each axis for reconstructions obtained with 1-3 projections for the standard and plenoptic 1f imaging systems.	72
3.9	2D correlation coefficients of slices along each axis for reconstructions obtained with 3 projections for the standard and plenoptic imaging systems, without and with 2% Gaussian noise added to the projections.	74
4.1	Difference between the image recorded on the sensor of a standard versus a plenoptic camera.	83
4.2	Plenoptic imaging system and plastic scintillator volume mounted on an optical breadboard and an optical schematic of rays originating within the scintillator and arriving at the camera sensor.	86
4.3	Comparison of simulated and experimental multifocus plenoptic images of the scintillating volume irradiated with a cross-shaped radiation field.	89
4.4	Mid SI slices of corrected relative experimental 3D reconstructions for square radiation fields with corresponding cross beam profiles and percent depth dose profiles compared to the reference TPS distribution.	91
4.5	Corrected relative experimental 3D reconstructions obtained with 1-3 projections compared to the TPS relative dose distribution and corresponding mid AP slices along with 2D gamma index maps using the TPS dose distribution as a reference.	92
5.1	Histogramme du signal de la distribution de dose normalisée de référence.	100
5.2	Histogramme du signal des distributions reconstruites de dose normalisée obtenues à partir des projections de caméras standards et plénoptiques.	101
5.3	Nuage de points de la correspondance des valeurs normalisées de voxels entre la distribution de référence et celles reconstruites à partir des projections de caméras standards et plénoptiques.	102
5.4	Histogrammes 2D joints du signal dans les voxels entre la distribution de référence et celles reconstruites à partir des projections de caméras standards et plénoptiques.	103
5.5	Histogrammes 2D joints en échelle logarithmique du signal dans les voxels entre la distribution de référence et celles reconstruites à partir des projections de caméras standards et plénoptiques.	104

5.6	Échantillonnage du sinogramme pour une projection d'une caméra standard versus plénoptique.	106
A.1	3D dosimetry system prototype and plastic scintillator volume.	116
A.2	Example of a non-sequential test setup, showing the projection of rays originating from a rectangular source and transmitting through a slide object.	119
B.1	3D dosimetry system prototype and plastic scintillator volume.	122
B.2	Schematic representation of Zemax's geometric image analysis feature using a discretized cubic source.	124
B.3	Distribution of field points within a discretized volume and normalized energy distributions recorded on the detector for each corresponding voxel.	125
B.4	Root-mean-square deviation of the system matrix elements as a function of the number of rays traced per voxel for three different voxel sizes.	126
B.5	Signal-to-noise ratio (SNR) as a function of the number of rays traced per voxel for different voxel resolutions.	127

This one's for you, Grams ♥

You have brains in your head.
You have feet in your shoes.
You can steer yourself
Any direction you choose.
You're on your own.
And you know what you know.
And YOU are the one who'll
decide where to go...

—*Dr. Seuss*

Remerciements

Malgré que cette thèse soit le résultat d’innombrables heures de travail et de réflexion individuelles, son aboutissement n’a été possible qu’avec l’aide tant essentielle et l’encouragement perpétuel des personnes qui, d’une façon ou d’une autre, ont parcouru un bout de cet ultramarathon à mes côtés. À toutes ces personnes qui, sur le chemin, m’ont appuyée, m’ont conseillée, m’ont propulsée, m’ont écoutée ou m’ont relevée, à vous toutes et tous je dis — très sincèrement — merci.

À Louis et Simon, merci pour votre implication constante et pour vos conseils qui m’ont guidée dans la navigation en eaux inconnues et parfois troubles entre la physique médicale et l’ingénierie optique. Votre confiance en mon travail et, surtout, en ma personne a été pour moi une source d’encouragement soutenue pendant mon doctorat. Votre appui et votre reconnaissance de mes projets entrepris au-delà de ma recherche m’ont permis de vivre des années si riches en expériences. Je complète ce chapitre de ma vie très reconnaissante de vos contributions à mon cheminement professionnel, et ce, sous toutes ses formes. À Luc, merci d’avoir assumé la tâche d’envergure qu’est la prélecture et, se faisant, de m’avoir guidée dans une bonification du contenu de ma thèse et de la qualité de son état final. Merci pour ton accueil dans le groupe de recherche en physique médicale et, bien sûr, pour tous les soupers pizza. À Xavier et François, des stagiaires exceptionnels, merci vos contributions à mon projet.

Au mythique 3134, Charles, Dev, Geoff, Guillaume, Oli et Xav : je me compte chanceuse d’avoir été entourée par bien plus que des collègues pendant ces dernières années. Pour décrire l’esprit de communauté qui animait notre bureau et s’étendait au-delà de ses quatre murs, je citerais nul autre que Michael Scott : « We work hard, we play hard. Sometimes we play hard when we should be working hard, right ? ». Un merci spécial à Charles pour avoir sacrifié sa vie (ou presque) pour mes mesures expérimentales et un énorme merci à Guillaume pour m’avoir accompagnée dans le dernier sprint expérimental de mon projet. Aux fidèles membres du club de course du COPL, en particulier Célia, Diane, Martin et Oli : merci d’avoir affronté, semaine après semaine, la chaleur, la pluie, la neige, le froid extrême et, surtout, la Côte du Verger. Ces sorties en votre compagnie ont été pour moi une source d’équilibre physique et mental pendant mes études graduées. À l’équipe de La terrasse optique, tout particulièrement JC et Guillaume : merci pour cette aventure extraordinaire qui nous a poussés bien en dehors

de notre zone de confort. Votre passion pour le partage de l'optique et de la photonique avec le grand public est inspirante et contagieuse. Ce fut une expérience des plus enrichissantes et une grande fierté de relever ce défi de création et d'organisation avec vous.

Aux membres du CIÉ et ses coordonnateurs : ce fut un honneur de faire partie de ce comité et de travailler avec vous pour ramener la relève au premier plan de l'effort scientifique au Québec. Vous êtes toutes et tous des leaders de demain, et je suis reconnaissante de tout ce que j'ai appris en votre présence. Merci au personnel des Fonds de recherche du Québec pour nous avoir donné les outils et ressources nécessaires dans l'entreprise et la réussite de nos travaux. Merci aux membres du conseil d'administration du FRQNT aux côtés de qui j'ai eu le plaisir de siéger pour m'avoir écoutée et incluse dans les discussions et les prises de décision. Enfin, un merci spécial à Rémi Quirion pour m'avoir impliquée aussi directement à l'interface entre la science et la politique, autant au niveau provincial que fédéral. Je ressors très grandie de cette expérience avec une connaissance privilégiée des différentes sphères de la science.

Aux femmes d'exception qui m'ont inspirée et appuyée au cours de mon doctorat, Maryse Lassonde, Fanny Eugène, Nadia Octave, Haydee Maria, Anne-Sophie Poulin-Girard, Diane Déziel et j'en passe, merci pour vos mots d'encouragement et, surtout, merci d'aller à contre-courant pour assurer une place plus juste et équitable pour celles qui viendront après vous.

To my bride tribe, Julia, Rosalie, Erin and Amanda, thank you for always being by my side — through my PhD and in life. A special shout-out to Ro for being my #1, tireless cheerleader and for helping me make it to the very end of this journey. Merci Julia pour ta bonne humeur inépuisable et ton soutien moral constant, et merci de m'avoir prêté ton petit coin du paradis sur le bord du fleuve pour que je m'assois et que je rédige enfin ma thèse. À Marie-Ève, quelle chance que je pouvais compter sur nos dîners sous le thème de soutien psychologique mutuel entre doctorantes, et pour cela je te dis un très gros merci. À la gang — vous vous reconnaissez — merci de m'avoir permis de décrocher quand j'en avais le plus besoin.

To my family, thank you for being there with me through this whole endeavour, for celebrating all the highs, for supporting me through all the lows and for putting up with me through all the rest. To Mom and Dad, thank you for making it possible for me to be where I am today. You opened so many doors for me and provided me with the love and support to march right through them. To Stabs, thank you for being the shoulder I needed to lean on at times, and for always pushing me to run a little faster and farther, both metaphorically and literally.

À Math, mon mari, celui qui mérite bien plus que ces quelques lignes pour m'avoir accompagnée de si près à travers ces années marquées de joie et de peine, de réussites et d'échecs, de confiance et d'anxiété. Ton amour inconditionnel et ton soutien infaillible m'ont permis de relever chaque défi rencontré sur le chemin, aussi insurmontable qu'il puisse m'avoir paru. Pour t'être investi corps et âme dans l'aboutissement de mon doctorat, je ne pourrai jamais assez te remercier. Tu as été et sera toujours un pilier dans ma vie. Avec toi, tout est possible.

Avant-propos

Cette thèse inclut deux articles scientifiques ainsi que deux actes de congrès, chacun ayant été soumis à un processus de révision par les pairs. L'information quant à chaque publication ainsi que le rôle de chaque auteure et auteur ayant contribué à la publication est fournie ci-après.

Chapitre 3 : Simulating imaging-based tomographic systems using optical design software for resolving 3D structures of translucent media

Madison Rilling^{1,2,3,4}, Louis Archambault^{1,2,3} et Simon Thibault^{1,4}

¹*Département de physique, de génie physique et d'optique, Faculté des sciences et de génie, Université Laval, 1045, av. de la Médecine, Québec, QC G1V 0A6, Canada*

²*Centre de recherche du CHU de Québec-Université Laval, Hôtel-Dieu de Québec, 11 Côte du Palais, Québec, QC G1R 2J6, Canada*

³*Axe oncologie - Centre de recherche sur le cancer de l'Université Laval, 9 rue McMahan, Québec, QC G1R 3S3, Canada*

⁴*Centre d'optique, photonique et laser, Université Laval, 2375 rue de la Terrasse, Québec, QC G1V 0A6, Canada*

L'article a été publié dans la revue Applied Optics (volume 58, numéro 22) en août 2019. Une modification mineure a été apportée à l'article lors de son intégration dans la thèse, notamment un ajout à la légende de la figure 3.2 pour rendre celle-ci plus complète. Je suis l'auteure principale de l'article et, dans ce rôle, j'ai établi le protocole de recherche, effectué les simulations, procédé à l'analyse des résultats et rédigé l'article dans son entier. Louis Archambault et Simon Thibault ont supervisé les travaux et l'analyse des résultats, puis ils ont contribué à la révision de l'article.

Chapitre 4 : Tomographic-based 3D scintillation dosimetry using a three-view plenoptic imaging system

Madison Rilling,^{1,2,3,4} Guillaume Allain,^{1,2} Simon Thibault^{1,2} et Louis Archambault^{1,3,4}

¹*Département de physique, de génie physique et d'optique, Faculté des sciences et de génie, Université Laval, 1045, av. de la Médecine, Québec, QC G1V 0A6, Canada*

²*Centre d'optique, photonique et laser, Université Laval, 2375 rue de la Terrasse, Québec, QC G1V 0A6, Canada*

³*Centre de recherche du CHU de Québec-Université Laval, Hôtel-Dieu de Québec, 11 Côte du Palais, Québec, QC G1R 2J6, Canada*

⁴*Centre de recherche sur le cancer de l'Université Laval, 9 rue McMahon, Québec, QC G1R 3S3, Canada*

L'article a été publié dans la revue Medical Physics (volume 47, numéro 8) en août 2020. Une modification mineure a été apportée à l'article lors de son intégration dans la thèse : une phrase clarifiant le calcul des distributions de dose planifiées a été ajoutée à la section 4.4.6. Je suis l'auteure principale de l'article et, dans ce rôle, j'ai établi le protocole de recherche, effectué les simulations et mesures expérimentales, procédé à l'analyse des résultats et rédigé l'article dans son entier. Guillaume Allain a contribué à la prise des mesures expérimentales en radiation, à l'analyse des résultats et à la préparation de certaines figures. Simon Thibault et Louis Archambault ont supervisé les travaux et l'analyse des résultats, puis ils ont contribué à la révision de l'article.

Annexe A : Modeling light emission within translucent volumes in an optical design software

Madison Rilling^{1,2,3,4}, Louis Archambault^{1,3,4} et Simon Thibault^{1,2}

¹*Département de physique, de génie physique et d'optique, Université Laval, Québec City, Québec, Canada*

²*Center for optics, photonics and lasers, Université Laval, Québec City, Québec, Canada*

³*Centre de recherche du Centre Hospitalier Universitaire (CHU) de Québec-Université Laval, Québec City, Québec, Canada*

⁴*Centre de recherche sur le cancer de l'Université Laval, Québec City, Québec, Canada*

L'acte de congrès a été publié dans Imaging and Applied Optics 2017 (3D, AIO, COSI, IS, MATH, pcAOP) (papier IW3E.2) en juin 2017. Aucune modification n'a été apportée à la publication lors de son intégration dans la thèse. Je suis l'auteure principale de cette publication et, dans ce rôle, j'ai effectué l'évaluation et la comparaison des options de simulation de

volumes translucides avec émission lumineuse dans Zemax OpticStudio. J'ai également rédigé l'acte de congrès dans son entier. Louis Archambault et Simon Thibault ont supervisé les travaux, puis ils ont contribué à la révision de la publication.

Annexe B : System matrix generation for 3D tomographic reconstructions using an optical design software

Madison Rilling^{a,b,c}, François Bourassa^{a,b}, Louis Archambault^{a,b} et Simon Thibault^{a,c}

^a*Département de physique, de génie physique et d'optique, Université Laval, Québec City, Québec, Canada*

^b*Centre de recherche du Centre Hospitalier Universitaire (CHU) de Québec-Université Laval, Québec City, Québec, Canada*

^c*Centre d'optique, photonique et laser, Québec, Canada*

L'acte de congrès a été publié dans Current Developments in Lens Design and Optical Engineering XIX (volume 10745) en septembre 2018. Aucune modification n'a été apportée à la publication lors de son intégration dans la thèse. Je suis l'auteure principale de cette publication et, dans ce rôle, j'ai établi le protocole de recherche, effectué les simulations, procédé à l'analyse des résultats et rédigé l'acte de congrès dans son entier. Louis Archambault et Simon Thibault ont supervisé les travaux, puis ils ont contribué à la révision de la publication.

Avant de s'immerger dans les détails techniques et spécifiques du développement de la thèse, j'aimerais vous proposer une courte analogie pour mettre la table pour le contenu qui suivra. C'est un simple exercice visant à dissocier le défi central de cette thèse du domaine d'application qui le définit, nous permettant de mieux réfléchir à l'enjeu de recherche sans les biais pouvant parfois limiter notre esprit imaginaire dans notre quête vers une solution.

Imaginons, par un soir d'été, que nous sommes un groupe de personnes assises autour d'un feu. Tel que nous semblons être conditionnés à le faire, chacune et chacun fixent les flammes qui dansent dans la noirceur. Leur mouvement dynamique et leur changement de forme continuel captent notre attention.

Appuyons sur pause. À cet instant donné dans le temps, quelle forme ont les flammes que nous regardons toutes et tous ? Chaque personne peut offrir son point de vue sur le feu, sur sa façon de voir les flammes à ce moment précis. Si nous sommes seulement deux personnes, avons-nous assez d'information pour déterminer la forme des flammes ? Et si nous sommes trois, est-ce mieux ? Puis, si je m'approche ? Ou, plutôt, si je m'éloigne de la personne à côté de

moi ? Naturellement, j'aimerais bien regarder le feu du dessus, mais ce n'est certainement pas l'approche la plus pratique. Bref, dans cette situation, comment devrions-nous nous positionner autour des flammes pour avoir le plus d'information possible pour déterminer leur forme ?

Ce n'est qu'une petite analogie, bien banale dans son apparence mais significative dans son sens. Est-ce que cela veut maintenant dire que je ne puisse plus profiter de l'effet calmant d'un feu sans me pencher sur les questions existentielles soulevées par mes recherches doctorales ? Fort probablement.

Sur ce, je vous souhaite une excellente lecture !

Introduction

Le rôle des physiciennes médicales et des physiciens médicaux en radio-oncologie est d'assurer une administration juste, précise et sécuritaire de la radiation, et ce, sur toute la chaîne du traitement de cancer. À cet effet, les systèmes de mesure de la dose de radiation sont pour eux un outil essentiel en radiothérapie externe. Que ce soit pour mettre en service les principales machines de traitement de rayons X à haute énergie (les accélérateurs linéaires médicaux ou *linacs*), pour modéliser ces machines dans le système de planification de traitement ou pour vérifier des plans de traitement, les systèmes dosimétriques sont nécessaires pour assurer la qualité optimale des traitements.

Les deux dernières décennies ont été marquées par une évolution technologique importante des composants mécaniques et des logiciels de contrôle des accélérateurs linéaires. Ceci a mené à une utilisation accrue de techniques de traitement en radiothérapie externe dites *dynamiques* telles l'IMRT (de l'anglais *intensity-modulated radiation therapy*), le VMAT (de l'anglais *volumetric-modulated arc therapy*) et le SBRT (de l'anglais *stereotactic body radiation therapy*). Nous qualifions de *dynamique* une technique de traitement durant laquelle la position du bras de l'accélérateur (le statif), le débit de dose et la forme du champ de radiation peuvent changer de façon continue et simultanée pendant l'irradiation. À cette fin, des collimateurs multi-lames (MLCs de l'anglais *multi-leaf collimators*) individuellement contrôlés sont utilisés à la sortie du faisceau de photons pour moduler le champ de radiation, permettant d'administrer une distribution tridimensionnelle (3D) de dose conforme à la tumeur ciblée tout en minimisant l'exposition des organes à risque.

Aujourd'hui, nous pouvons essentiellement dire que les traitements modernes en radiothérapie externe sont *robotiques* en forme, puisque la haute conformité de la dose administrée est atteinte au moyen d'un synchronisme du mouvement des composants mécaniques des linacs [1]. Cependant, cette conformité est synonyme de complexité : les traitements dynamiques utilisent des champs de radiation souvent de petite taille et de forme irrégulière, impliquant des gradients élevés de dose au sein d'un même plan. De plus, les exigences de modulation impliquées par ces traitements posent des défis mécaniques importants sur l'administration précise et juste de la dose par le linac. Face à cette complexité croissante des distributions de dose atteignables et administrables en radiothérapie externe, il est important d'avoir des

outils cliniques ayant la capacité de vérifier de façon complète qu’une distribution de dose administrée par le linac est telle que planifiée, autant spatialement que temporellement. C’est ce besoin clinique qui motive le développement de systèmes de dosimétrie 3D capables de mesurer la distribution volumétrique entière de la dose [2].

La présente thèse s’inscrit dans une branche de la dosimétrie 3D, plus particulièrement dans le développement de systèmes de dosimétrie à scintillation volumétrique. Comme nous allons l’approfondir dans le prochain chapitre, la dosimétrie à scintillation repose sur la propriété qu’ont certains matériaux d’émettre instantanément une lumière fluorescente qui est proportionnelle à la dose de radiation déposée dans le milieu irradié [3]. Toutefois, une mesure volumétrique en dosimétrie à scintillation implique le défi suivant : elle doit déterminer, à un instant donné, le patron de lumière émise par un volume scintillant. Ce défi en est intrinsèquement un de conception optique, où il devient question de trouver un système d’imageurs optimaux pouvant capter la lumière émise par le volume irradié. Cependant, le défi ne s’arrête pas là : la distribution 3D de lumière émise doit être déterminée à partir des images 2D du volume. En d’autres mots, il faut résoudre un problème de tomographie à émission puis trouver le système optique idéal pour le faire.

Dans ce but, cette thèse met de l’avant l’utilisation d’un outil incontournable en ingénierie optique, c’est-à-dire un logiciel de conception optique, pour la première fois dans un contexte de dosimétrie. La principale contribution de cette thèse est l’élaboration d’un processus de design de prototypes expérimentaux de dosimètres à scintillation 3D qui se base sur une utilisation novatrice du logiciel permettant d’établir des modèles tomographiques de systèmes à imageurs multiples.

Afin de mieux apprécier cet apport scientifique, le Chapitre 1 introduit des notions contextuelles et théoriques pertinentes à cet effet. Plus particulièrement, le chapitre présentera d’abord l’intérêt de la dosimétrie à scintillation volumétrique en lumière des autres formes de mesure tridimensionnelle de la dose en radiothérapie externe. Puis, ce chapitre prendra une tournure davantage *optique* pour introduire la caméra dite *plénoptique* qui, comme nous le verrons, offre un certain avantage théorique pour l’application visée. La reconstruction itérative — l’outil mathématique faisant le pont entre l’acquisition d’images et la mesure 3D de la dose — sera ensuite abordée. Enfin, une brève introduction à un domaine de recherche distinct mais similaire en forme, soit celui de l’étude des processus de combustion, mettra la table pour bien définir la problématique au coeur de cette thèse et les objectifs de recherche résultants.

Le Chapitre 2 servira d’introduction aux fonctionnalités d’un logiciel de design optique et nous permettra de justifier son rôle au sein du processus de conception de systèmes tomographiques à imageurs multiples. De plus, ce chapitre fournira les détails nécessaires aux étapes méthodologiques du projet ayant contribué aux travaux présentés aux Chapitres 3 et 4.

Le Chapitre 3 est un article portant sur le processus généralisé de simulation de systèmes à imageurs multiples et l'établissement de leur modèle tomographique à l'aide d'un logiciel de conception optique.

Le Chapitre 4 est un article portant sur la mise en application, à partir du processus de simulation, d'un prototype expérimental employant multiples images plénoptiques pour des mesures volumétriques en dosimétrie à scintillation.

Le Chapitre 5 fera un retour sur des questions qui, sans être explicitement liées à l'objectif de la thèse, sont naturellement soulevées dans le cadre des travaux, particulièrement celle de l'emploi des caméras standards versus plénoptiques. Ce chapitre servira de discussion sur l'analyse préliminaire entamée et les pistes à explorer afin de mieux répondre à ces questions.

Enfin, ces chapitres forment l'intégralité ou une présentation partielle des contributions scientifiques suivantes, sous forme de publication ou de présentation, faites en lien avec la réalisation de cette thèse :

Publications

- Madison Rilling, Guillaume Allain, Simon Thibault et Louis Archambault, « Tomographic-based 3D scintillation dosimetry using a three-view plenoptic imaging system », *Medical Physics* 47(8), 2020.
- Madison Rilling, Louis Archambault et Simon Thibault, « Simulating imaging-based tomographic systems using optical design software for resolving 3D structures of translucent media », *Applied Optics* 58(22), 2019.
- Madison Rilling, François Bourassa, Louis Archambault et Simon Thibault, « System matrix generation for 3D tomographic reconstructions using an optical design software », *Présentation orale et acte de congrès*, *Proceedings du SPIE* 10745, 1074506, 2018.
- Madison Rilling, Louis Archambault et Simon Thibault, « Modeling light emission within translucent volumes in an optical design software », *Imaging and Applied Optics (3D, AIO, COSI, IS, MATH, pcAOP)*, paper IW3E.2, 2017.
- Louis Archambault, Madison Rilling, Xavier Roy-Pomerleau et Simon Thibault, « Dynamic 3D measurement of modulated radiotherapy : a scintillator-based approach », *IOP Conf. Series : Journal of Physics : Conf. Series* 847 012023, 2017.
- Louis Archambault et Madison Rilling, « Chapter 6 : Basic quality assurance : profiles and depth dose curves » dans Sam Beddar et Luc Beaulieu « *Scintillation Dosimetry* », Taylor and Francis, NY, États-Unis, pp.87-104, 2016.

Présentations

- Madison Rilling, Simon Thibault et Louis Archambault, « Taking advantage of an optical design software to generalize and simplify the conception process of 3D scintillation

dosimetry systems », *Présentation orale*, AAPM 61st Annual Meeting, TX, États-Unis, 2019.

- Madison Rilling, Simon Thibault et Louis Archambault, « System matrix generation for 3D emission tomography using Zemax », *Présentation par affiche*, CARO-COMP-CAMRT Joint Annual Meeting, Montréal, QC, Canada, 2018.
- Madison Rilling, Mathieu Goulet, Luc Beaulieu, Simon Thibault et Louis Archambault, « Noise and Temporal Resolution in a Near Real-Time 3D Dosimeter », *Présentation orale*, Medical Physics 43 (6), AAPM 58th Annual Meeting, DC, États-Unis, 2016.
- Madison Rilling, Mathieu Goulet, Simon Thibault et Louis Archambault, « Temporal Resolution of a 3D Dosimetry System », *Présentation orale*, International OSA Network of Students (IONS), QC, Canada, 2016

Chapitre 1

La dosimétrie à scintillation 3D : un défi en conception optique

Le titre de ce chapitre a été choisi pour refléter la problématique qui se trouve au coeur de cette thèse : la conception de systèmes tomographiques à imageurs multiples. Les prochaines sections consistent en une exploration des cadres contextuel et théorique du projet de recherche qui nous fourniront les outils nécessaires pour converger vers la description du projet en fin de chapitre. En amont de celle-ci, nous allons débiter par la considération du champ d'application plus large, c'est-à-dire celui de la dosimétrie tridimensionnelle (3D) en radiothérapie externe, pour ensuite mieux situer et motiver celui de la dosimétrie à scintillation volumétrique. Nous poursuivrons en considérant les fonctionnalités d'un type de caméra dite *plénoptique* qui trouve sa pertinence dans le cadre de cette thèse par l'information bonifiée en résolution angulaire qu'elle enregistre. Ensuite, nous établirons les notions mathématiques nécessaires pour comprendre et différencier les algorithmes itératifs utilisés en reconstruction tomographique, comme cette technique joue un rôle important pour lier la portion d'imagerie et celle de dosimétrie dans cette thèse. Enfin, nous survolerons le domaine parallèle de l'étude des processus de combustion, un domaine qui partage plusieurs éléments conceptuels et expérimentaux avec celui de la dosimétrie à scintillation volumétrique.

1.1 La dosimétrie 3D sous toutes ses formes

Malgré que la mesure de distributions de dose en trois dimensions soit un défi de taille à relever, autant conceptuellement que techniquement, plusieurs solutions existent au moment de produire cette thèse. Certaines d'entre elles ont déjà mûri à l'étape de commercialisation, mais bien d'autres sont présentes dans la littérature courante sous forme de prototypes de recherche. Pour mieux parcourir l'ensemble des systèmes actuels, nous pouvons les regrouper en trois catégories distinctes : le *quasi-3D*, le *pseudo-3D* et le *3D réel*. Le *quasi-3D* englobe les systèmes mesurant la distribution de dose par échantillonnage, c'est-à-dire que la mesure

3D est extrapolée à partir d'un nombre restreint de mesures ponctuelles ou bidimensionnelles de la dose dans le volume d'intérêt. La catégorie de *pseudo-3D* réfère aux systèmes qui ne mesurent pas la distribution de dose directement dans le volume, mais plutôt infèrent celle-ci à partir d'une mesure de la fluence, c'est-à-dire une mesure du flux d'énergie du faisceau, en amont ou en aval de son passage dans le volume. Enfin, la catégorie du *3D réel* rassemble les dosimètres fournissant une mesure directe de la distribution de dose dans le volume. Ces catégories feront l'objet de sections subséquentes.

Avant de nous aventurer plus loin dans la dimension volumétrique de la dosimétrie, il est important de définir quelques notions fondamentales reliées à la mesure de la dose en un point dans un milieu donné. Ces notions permettront une meilleure comparaison des systèmes de dosimétrie qui seront discutés dans les sections subséquentes, tout en mettant en relief l'avantage d'un détecteur volumétrique.

1.1.1 Notions fondamentales en dosimétrie

Tout d'abord, la *dose* réfère à l'énergie déposée dans un milieu par unité de masse due à la radiation ionisante, que nous exprimons en unités de *Gray* (Gy), où $\text{Gy} = \text{J/kg}$. Un *dosimètre* est alors défini comme tout outil pouvant fournir une mesure r de la dose déposée D_g dans un milieu g [4]. Cette mesure r quantifie un certain effet causé par la radiation ionisante dans le milieu g , telle une hausse de température, une réaction chimique ou une émission lumineuse. Parfois, ces changements radioinduits dans un matériel donné sont proportionnels à la dose qui y est déposée. Dans ces cas, il y a alors intérêt d'employer ce matériel comme volume radiosensible au sein d'un dosimètre. Toutefois, ce volume radiosensible est typiquement différent du milieu dans lequel nous voulons déterminer la dose. Particulièrement, en radiothérapie, le milieu de référence est l'eau dû à la similarité de sa composition avec celle des tissus humains. Il devient donc question de relier la mesure de la dose prise par le dosimètre à la dose déposée dans le milieu d'intérêt.

Lorsqu'un faisceau de photons traverse un milieu donné x , ce sont les électrons mis en branle de par les interactions radiation-matière qui sont responsables du dépôt de dose dans celui-ci. Plus précisément, ces électrons dits *secondaires* interagissent via leur champ électrique avec les électrons ou parfois le noyau des atomes qu'ils rencontrent. Les électrons perdent leur énergie cinétique graduellement en déformant, en excitant ou en ionisant ces atomes. Ceci résulte en le transfert d'une très petite quantité d'énergie à chaque atome rencontré du milieu absorbant ; ces transferts d'énergie sont à la source de la dose déposée dans celui-ci. Maintenant, afin de mesurer la dose déposée à un point P dans le milieu x , un certain volume radiosensible g , soit celui du dosimètre, peut alors être introduit dans ce milieu. À toute fin pratique, le volume radiosensible du détecteur peut être considéré comme une *cavité* (le milieu g) entourée d'une paroi (le milieu w). La théorie des cavités sert alors à relier la dose déposée dans le volume radiosensible d'un dosimètre D_g à la dose déposée dans la paroi D_w , permettant de déterminer

un facteur de conversion de la dose donné par D_g/D_w . Ce facteur servira à déterminer la dose déposée au même point dans le milieu x , tel que décrit subséquemment.

Les définitions suivantes servent à quantifier le processus de dépôt de dose et serviront à expliciter ensuite l'essentiel de la théorie des cavités [4] :

La fluence : La fluence Φ est le quotient du nombre de particules dN d'un certain type (p. ex., photons ou électrons) qui pénètrent dans une sphère par l'aire da du grand cercle de la sphère.

Le kerma : Le kerma K (de l'anglais, *kinetic energy released in matter*) représente l'énergie transférée au milieu en unités de Gy = J/kg. Le kerma se divise en deux composantes $K = K_c + K_r$, soit les composantes collisionnelle K_c et radiative K_r . Le kerma collisionnel K_c représente l'énergie transférée par des processus d'excitation et d'ionisation de la matière, et K_r représente celle emportée par des photons décrite comme pertes radiatives.

L'équilibre électronique : L'équilibre électronique (CPE, de l'anglais *charged-particle equilibrium*) existe dans un volume si la quantité de particules chargées et la quantité d'énergie entrant dans ce volume est la même que celles qui en ressortent. En situation d'équilibre électronique, la dose déposée dans le milieu D est égale à K_c .

Le coefficient d'absorption massique en énergie : Le coefficient d'absorption massique μ_{en}/ρ décrit l'énergie déposée dans un milieu, excluant les pertes radiatives. Ce coefficient, donné en unités de cm^2/g , dépend du matériel traversé et de l'énergie des photons.

Le pouvoir d'arrêt massique : Le pouvoir d'arrêt massique $dT/\rho dx$, exprimé en unités de MeV cm^2/g , représente la perte d'énergie par unité de distance dans un milieu de densité ρ d'une particule chargée ayant une énergie cinétique T . Tel le kerma, le pouvoir d'arrêt massique peut être divisé en une composante collisionnelle et une composante radiative.

À partir de ces définitions, il est maintenant possible d'exprimer la dose déposée D dans un milieu donné en conditions d'équilibre électronique comme suit :

$$D = K_c = \Psi \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right) \quad (1.1)$$

où $\Psi = E\Phi$ est la fluence en énergie d'un faisceau de photons monoénergétiques de fluence Φ et d'énergie E . Il est à noter que la condition d'équilibre électronique assure que toute interaction radiative engendrée par une particule chargée après qu'elle quitte le volume d'intérêt sera remplacée par une interaction identique à l'intérieur du volume. Ceci fait en sorte que la dose déposée soit égale au kerma collisionnel.

Bragg et Gray sont à l'origine de la théorie des cavités, ayant cherché à établir une relation entre la dose déposée dans une sonde remplie de gaz, soit la cavité, introduite dans un milieu et la dose déposée dans ce milieu en l'absence de celle-ci [4]. À cette fin, ils ont modélisé la cavité comme un volume radiosensible g dans un milieu w , soit la paroi entourant le volume.

La théorie Bragg-Gray pose deux conditions définissant l'extrême d'une *petite* cavité : (1) la taille de la cavité est petite en comparaison avec la portée des électrons mis en branle par les interactions radiation-matière, impliquant que la cavité ne perturbe pas la fluence du faisceau ; (2) la dose déposée dans le volume de la cavité est due entièrement aux électrons traversant la cavité. Dans le cas d'une petite cavité rencontrant ces conditions, la relation Bragg-Gray définissant le facteur de conversion D_g/D_w est donné par :

$$\frac{D_g}{D_w} = \frac{m\bar{S}_w}{m\bar{S}_g} = m\bar{S}_w^g \quad (1.2)$$

où $m\bar{S}_w^g$ est le ratio des pouvoirs d'arrêt massique collisionnels moyens, chacun pondéré par la distribution différentielle d'énergie des électrons traversant les milieux g et w .

À l'autre extrême, nous définissons les grandes cavités. Contrairement au cas d'une petite cavité pour laquelle la dose déposée est due seulement aux électrons traversant celle-ci, la taille de la cavité est grande en comparaison de la portée des électrons résultant des interactions radiation-matière. Conséquemment, ce sont les électrons mis en branle dans la cavité et terminant leur parcours dans celle-ci qui contribuent au dépôt de la dose. À partir de l'équation 1.1, le facteur de conversion D_g/D_w est donné par le ratio des coefficients d'absorption massique $(\mu_{en}/\rho)_w^g$. En pratique, les détecteurs se retrouvent typiquement entre les extrêmes d'une petite et d'une grande cavité. Dans ces cas, afin de déterminer un facteur permettant de relier les doses D_g et D_w , des études de simulation Monte Carlo du transport des particules à travers la matière sont de mises.

Maintenant, lorsqu'il est question de déterminer la dose déposée dans un milieu quelconque x , le volume radiosensible, composé de sa cavité g et de sa paroi w , peut être introduit dans le milieu x pour y effectuer une mesure de la dose. En conditions d'équilibre électronique, la dose D_x peut alors être déterminée selon :

$$\frac{D_x}{D_g} = \frac{D_x}{D_w} \cdot \frac{D_w}{D_g} \quad (1.3)$$

où

$$\frac{D_x}{D_w} = \frac{\overline{(\mu_{en}/\rho)_x}}{\overline{(\mu_{en}/\rho)_w}} \quad (1.4)$$

où \bar{D}_g est la dose moyenne déposée dans le volume de la cavité g .

Le survol de ces notions fondamentales en dosimétrie nous permettent de souligner deux éléments importants. D'abord, la théorie des cavités met de l'avant l'avantage d'utiliser des milieux identiques ou, du moins, très similaires afin de simplifier la conversion en dose du milieu du dosimètre à celui typiquement d'intérêt en dosimétrie, soit l'eau. Nous qualifions d'ailleurs d'*équivalent à l'eau* tout matériau permettant d'approximer les propriétés de diffusion et d'absorption de la radiation de l'eau, diminuant ainsi la nécessité de facteurs de

correction pour la mesure de la dose [5]. Plus particulièrement, un matériau est équivalent à l'eau lorsque son coefficient d'absorption massique en énergie et son pouvoir d'arrêt massique sont similaires à ceux de l'eau. Pour les énergies de photons utilisées en radiothérapie externe, ceci nécessite que la densité et la composition atomique du matériau soient similaires à celles de l'eau.

De plus, le développement de la théorie des cavités motive intrinsèquement l'intérêt d'une mesure volumétrique de la dose, lorsque celle-ci est faite dans un milieu équivalent à l'eau qui soit parfaitement homogène et qui ne perturbe pas le passage du faisceau de photons. L'intérêt de la dosimétrie 3D ne se limite donc pas uniquement à l'information géométrique qu'elle fournit sur la distribution de dose mesurée. Plutôt, comme nous allons l'explorer dans les sections subséquentes, certaines formes de dosimétrie 3D, telle la dosimétrie à scintillation volumétrique, nous permettent de nous affranchir des facteurs de correction autrement nécessaires à la mesure de la dose.

1.1.2 La dosimétrie quasi-3D

Les systèmes *quasi-3D* sont généralement composés d'un nombre discret de détecteurs distribués selon une matrice plane ou courbée à l'intérieur d'un fantôme solide [6]. En dosimétrie, un fantôme est un volume servant à remplacer le patient lors d'une mesure de la dose faite soit à l'intérieur ou à la surface du volume employé. Typiquement, ces détecteurs sont des chambres à ionisation ou des diodes, le premier constituant la mesure de référence de la dose en un point en radiothérapie externe. Par contre, l'avantage des diodes réside dans leur petite taille, permettant des mesures plus précises de la dose dans des régions à gradient élevé. Cela permet d'éviter le moyennage de la dose sur le volume du détecteur, un effet dont peuvent souffrir les chambres à ionisation [7].

Présentement, les systèmes *quasi-3D* constituent une majeure partie des dosimètres 3D disponibles commercialement. Parmi ceux-ci, nous retrouvons l'OCTAVIUS[®] 4D (PTW, Freiburg, Allemagne), l'ArcCHECK[®] (Sun Nuclear Corporation, Melbourne (FL), États-Unis) et le Delta⁴ (ScandiDos AB, Upsala, Suède), chacun présenté à la Figure 1.1. L'aspect commun de leur géométrie cylindrique est vite observable, assurant une symétrie radiale du fantôme indépendamment de l'angle d'incidence du faisceau pendant la vérification de traitements dynamiques. Le système OCTAVIUS[®] 4D (Fig. 1.1A) est composé d'une matrice planaire de chambres à ionisation qui mesurent la dose pendant que son fantôme cylindrique suit de manière synchrone la rotation du statif de telle sorte à ce que la matrice soit toujours perpendiculaire au faisceau [8]. Le système ArcCHECK[®] (Fig. 1.1B) est plutôt composé d'une matrice de diodes distribuées selon un patron hélicoïdal vers l'extérieur du fantôme cylindrique, assurant une symétrie radiale à la fois du fantôme et de la distribution des détecteurs [9]. Le Delta⁴ (Fig.1.1C), quant à lui, est formé de deux plans orthogonaux fixes de matrices de diodes contenus à l'intérieur d'un fantôme en acrylique [10]. Le Tableau 1.1 offre une comparaison

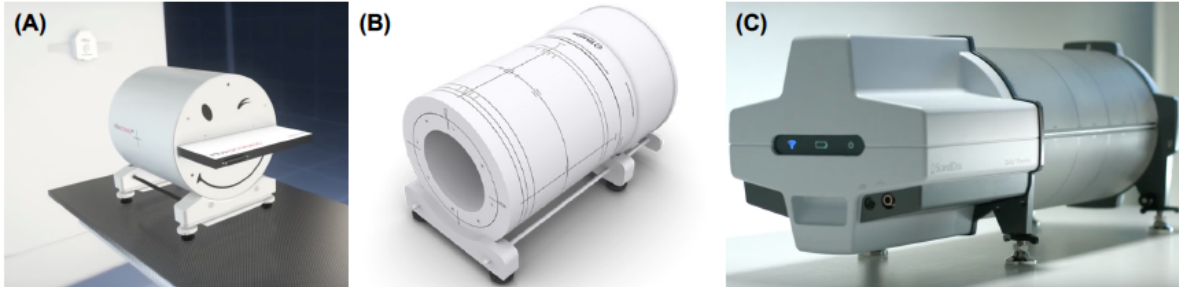


FIGURE 1.1 – Différents systèmes commerciaux utilisés en clinique pour la dosimétrie *quasi-3D* : (A) OCTAVIUS[®] 4D (PTW, Freiburg, Allemagne) [8]; (B) ArcCHECK[®] (Sun Nuclear Corporation, Melbourne (FL), États-Unis) [11]; (C) Delta⁴ (ScandiDos AB, Upsala, Suède) [10].

TABLE 1.1 – Spécifications des principaux systèmes commerciaux de dosimétrie *quasi-3D* [8–10].

	OCTAVIUS [®] 4D	ArcCHECK [®]	Delta ⁴
Type de détecteur	Chambre à ionisation	Diode	Diode
Aire d'un détecteur individuel	19.4 mm ²	0.64 mm ²	0.78 mm ²
Distance entre les détecteurs	7.1 mm	10 mm	5 et 10 mm
Nombre de détecteurs	1405	1386	1069

sommaire de la composition de ces produits commerciaux.

Ces systèmes sont typiquement utilisés en clinique afin d'identifier des erreurs systématiques d'administration de la dose par l'accélérateur ou pour le contrôle de qualité des traitements de patients. Toutefois, il est important de souligner, pour cette catégorie de dosimètres 3D, qu'aucun de ces systèmes ne mesure réellement la distribution de dose 3D complète. Pour cette raison, ces systèmes dépendent d'un algorithme de calcul indépendant afin de reconstruire la distribution de dose à l'intérieur du fantôme ou d'un modèle du patient, et ce, à partir de leur nombre restreint de points de mesure. L'impact clinique est donc la dépendance des contrôles de qualité, non seulement sur la précision et justesse de la mesure, mais également sur l'algorithme de calcul de la dose employé avec le produit commercial [12].

Une autre forme de dosimétrie *quasi-3D* que nous retrouvons dans la littérature sont les films radiochromiques. Ces films sont composés d'une couche active de monomères radiosensibles, où l'énergie transférée due à la radiation ionisante induit un changement de couleur par processus chimiques [13]. L'opacité résultante permet alors de quantifier le dépôt de dose dû à la radiation incidente. Les films radiochromiques demeurent présents dans la clinique étant donné leur haute résolution spatiale de l'ordre de 0.1 mm. Malgré que le film soit bidimensionnel en soi, leur résolution spatiale avantageuse a motivé le développement de dosimètres composés de films radiochromiques empilés à l'intérieur de fantômes solides et équivalents à

l'eau, permettant des échantillons planaires à haute résolution de distributions 3D de dose [14–16]. Cependant, une différence importante entre ce type de dosimètre et ceux mentionnés ci-haut est le temps nécessaire pour l'analyse juste et reproductible des mesures. De plus, la reproductibilité des mesures de la dose au moyen de films radiochromiques dépend de plusieurs facteurs, notamment la température et l'humidité d'entreposage des films, le temps d'attente post-irradiation et la technique employée pour numériser les films [17, 18]. L'utilisation de films implique donc une étape additionnelle post-irradiation standardisée afin d'extraire l'information dosimétrique, tandis que les matrices de détecteurs commerciales présentées ci-haut permettent des mesures en temps réel sans manipulation supplémentaire.

1.1.3 La dosimétrie pseudo-3D

La catégorie de *pseudo-3D*, parfois qualifiée de *3D virtuelle*, regroupe principalement les dosimètres basés sur la mesure de fluence du faisceau ; la mesure ne peut être considérée comme 3D qu'à l'aide d'un algorithme de calcul servant à inférer la distribution 3D de dose à partir de la mesure de fluence. Ces types de détecteurs peuvent être utilisés pour mesurer la fluence du faisceau pendant le traitement du patient, soit en amont ou en aval de celui-ci. Parmi les détecteurs de ce type, nous retrouvons l'imageur portal de l'accélérateur ainsi que les détecteurs à transmission.

L'imageur portal, communément appelé l'EPID de l'anglais *electronic portal imaging device*, est un outil d'imagerie MV intégré à la majorité des linacs modernes. L'imageur, identifié sur un linac TrueBeam (Varian Medical Systems, Palo Alto (CA), États-Unis) à la Figure 1.2A, suit la rotation du statif tout en étant aligné perpendiculairement à l'axe du faisceau. L'EPID dans cette figure est un détecteur de radiation indirect : une couche de scintillateur à la surface du détecteur sert à convertir les photons de haute énergie en photons optiques. Une matrice de photodiodes distribuées sur un panneau de silicium amorphe (a-Si) permet de mesurer la quantité de photons optiques incidents au moyen de la charge générée [19].

En clinique, l'EPID sert davantage pour le contrôle de qualité pré-traitement des techniques de radiothérapie dynamiques, ainsi que pour le suivi de la dose intégrale administrée au patient au cours de ses traitements. Ces formes de contrôle de qualité au moyen de l'EPID peuvent être faites de deux façons distinctes, soit par dosimétrie *non transit* ou par dosimétrie *transit*. Dans le premier cas, la distribution de dose 3D administrée au patient ou fantôme est calculée à partir d'une mesure de la fluence *sans* volume atténuant entre la source de radiation et le détecteur [20]. Dans le cas de la dosimétrie dite *transit*, la dose est reconstruite dans le patient ou le fantôme à partir des images acquises en aval de celui-ci avec l'EPID [20]. Dans ce cas, la mesure de fluence de l'EPID est rétroprojetée dans un modèle anatomique du patient afin d'évaluer la dose intégrale administrée [21]. Comme l'EPID est, à la base, un outil d'imagerie, le désavantage majeur est la non-linéarité de son signal par rapport à la fluence mesurée étant donné ses composants non équivalents à l'eau, rendant l'imageur sur-sensible aux photons de

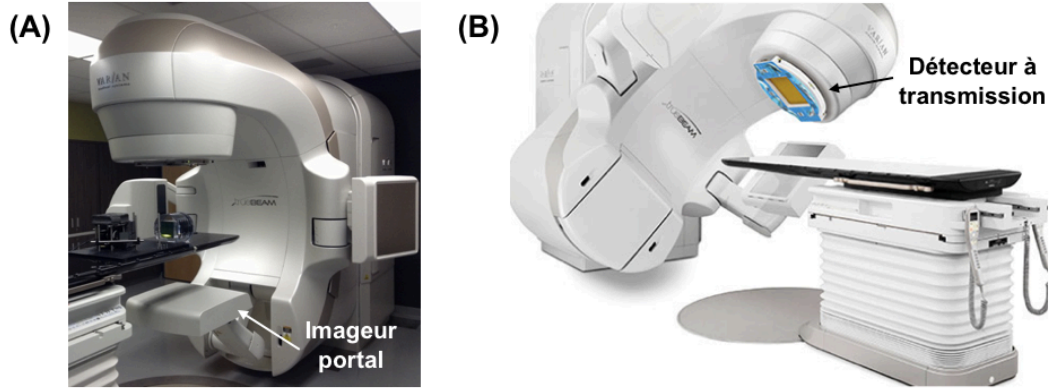


FIGURE 1.2 – Systèmes de dosimétrie 3D virtuelle : (A) L’imageur portal (*EPID*) de l’accélérateur et (B) un détecteur à transmission commercial fixé à la tête du statif [24].

basse énergie [21, 22]. La justesse de la mesure est donc diminuée par la nécessité de corrections hors-axes et en énergie. Malgré son lot d’inconvénients d’un point de vue dosimétrique, l’avantage net de l’EPID est son accessibilité en clinique, permettant son utilisation rapide et à grande échelle pour le contrôle de qualité de traitements [20]. Mijnheer a récemment offert une description plus approfondie des particularités des différents logiciels commerciaux d’imageur portal quant à leur forme respective de dosimétrie pseudo-3D [23].

Dans la catégorie de *pseudo-3D* se trouvent également les détecteurs à transmission. Ce type de détecteur est fixé à la tête du statif, directement à la sortie du faisceau. Tel l’imageur portal, ces détecteurs mesurent la fluence du faisceau de façon instantanée, évitant toutefois les effets de radiation diffusée dûs au passage du faisceau dans le patient. Un exemple commercial de détecteur à transmission est le Dolphin (IBA Dosimetry, Schwarzenbruck, Allemagne), présenté à la Figure 1.2B, formé d’une matrice de chambres à ionisation distribuées à une résolution spatiale de 5 mm. Une autre variante de détecteur de fluence est le système IQM (de l’anglais *Integral Quality Monitor*) plutôt composé d’une chambre à ionisation à grande surface [25]. Toutefois, la mesure offerte par ce système est réduite en dimension dû à son signal 2D à sensibilité spatiale qui est intégré en une valeur 1D. Quelques autres détecteurs à transmission se trouvent dans la littérature, étant similaires dans leur mise en application proposée mais différents dans leur moyen de détection de la fluence [26–29]. Notamment, Goulet et collab. ont proposé un détecteur à base de fibres scintillantes mesurant la fluence à partir de l’atténuation optique du signal lumineux mesuré [30].

Enfin, il est pertinent de faire mention d’une forme de dosimétrie 3D qui, sans intention d’oxymore, est réellement virtuelle. Un exemple commercial est MobiusFX (Varian Medical Systems, Palo Alto (CA), États-Unis) [31]. Avec MobiusFX, aucune mesure physique n’est utilisée. Plutôt, le système utilise les fichiers du serveur de l’accélérateur linéaire enregistrés automatiquement pendant les traitements, c’est-à-dire les fichiers *logs* ; à partir de ces fichiers,

la fluence administrée est déterminée, puis une distribution de dose 3D est subséquentement obtenue via un algorithme de calcul de dose indépendant. Le but d'un tel système est qu'une vérification se fasse complètement en arrière-plan de la clinique, et ce, sans intervention physique. Plus précisément, des erreurs spécifiques au plan de traitement dues, par exemple, à une erreur de transfert du traitement entre le TPS et le système de traitement peuvent être détectées [32, 33]. Malgré son efficacité d'implémentation et sa facilité d'utilisation, l'importance de contrôle de qualité à base de mesures directes persiste étant donné la possibilité d'erreurs au niveau du logiciel utilisé, des fichiers du serveur du linac ainsi que du degré d'approximation dans la modélisation des processus complexes faisant partie intégrale de l'administration du traitement [34]. Conséquemment, cette forme virtuelle de dosimétrie offre un potentiel comme système de vérification secondaire, mais ne remplace pas le besoin d'une vérification rigoureuse en clinique de la dose administrée par le linac.

1.1.4 La dosimétrie 3D réelle

Nous en arrivons donc à la forme de dosimétrie 3D qui est dite *réelle*. Toutefois, ce qualificatif ne fait pas forcément référence à une mesure de la dose absolue, ni à une mesure dans un fantôme simulant *réellement* les inhomogénéités du patient. Plutôt, la dosimétrie *3D réelle* implique une mesure de la distribution de dose 3D complète dans un volume continu. Actuellement, la dosimétrie à base de gel est souvent référenciée comme formant à elle-même la catégorie du 3D réel. Pour tous les gels dosimétriques, le principe de dosimétrie est le même : le gel, qui est équivalent à l'eau, est formé d'un certain composant radiosensible dont les propriétés physiques ou chimiques varient de façon proportionnelle avec l'énergie absorbée par le volume due à la radiation ionisante [35]. Le volume du gel peut alors être soumis à une technique d'imagerie comme la tomodensitométrie (CT, de l'anglais *computed tomography*), la tomographie optique (OCT, de l'anglais *optical CT*), l'imagerie par résonance magnétique (IRM) ou l'ultrason (US) afin d'extraire la distribution 3D de ces changements radioinduits [36–39].

Malgré cette allure prometteuse d'information volumétrique, l'implémentation clinique des gels se trouve limitée à plusieurs niveaux. En particulier, la précision dosimétrique de ceux-ci dépend grandement des conditions de préparation et de manipulation, pouvant mener à une incertitude de la dose absolue mesurée de l'ordre de 3 à 5 % [39–41]. Certains gels contiennent même des composants neurotoxiques, limitant la liberté de manipulation [35, 42]. Malgré ces propriétés non idéales, l'étude des gels et de leurs applications demeure un domaine de recherche actif [43–46]. D'ailleurs, depuis la commercialisation du gel radiochromique PRESAGE™ présentant une précision sous-millimétrique et la possibilité d'être fabriqué sous plusieurs formes [47–50], un intérêt pour les gels est suscité pour la dosimétrie déformable, pouvant simuler la déformation physique d'un organe afin d'évaluer la dose résultante [51, 52]. Néanmoins, il est important d'attirer l'attention vers une caractéristique des gels des plus limitantes : leur propriété intrinsèque de mesure intégrale de la dose. En plus du temps de manipulation et

d'analyse considérable que nécessite la dosimétrie 3D au moyen des gels, ce dosimètre n'offre aucune information temporelle sur le traitement vérifié, mais seulement la distribution volumétrique totale de la dose administrée. Cependant, les facteurs problématiques énoncés ci-haut risquent tout de même de limiter une utilisation clinique accrue de cette forme de dosimétrie.

1.2 La dosimétrie à scintillation

Malgré les facteurs limitants des gels énoncés à la section précédente, l'intérêt d'utiliser des gels dosimétriques est le fait d'avoir un matériau qui sert à la fois de fantôme équivalent à l'eau *et* de détecteur de la dose de radiation. Cependant, les gels ne sont pas uniques à posséder cette double propriété. Dans cette section, nous allons explorer l'utilisation de volumes scintillants au coeur de systèmes dosimétriques comme alternative prometteuse pour la dosimétrie 3D réelle. En débutant par une revue des concepts fondamentaux de la scintillation, nous pourrons alors mieux apprécier l'évolution des systèmes de dosimétrie à scintillation volumétrique. La considération des travaux présentés introduira les défis optiques qu'implique le développement de ces types de systèmes.

1.2.1 La scintillation : un phénomène radioluminescent

La détection de radiation ionisante par scintillation est une technique bien connue depuis le début du 20e siècle et, depuis, les scintillateurs ont fait leur preuve en physique des hautes énergies, se retrouvant dans une gamme importante de détecteurs pour la détection de particules. Aujourd'hui, les scintillateurs sont d'ailleurs bien présents dans le milieu médical, particulièrement en médecine nucléaire, constituant un élément clé pour la détection de particules ionisantes en tomographie à émission de positrons (TEP) et dans les caméras gamma utilisées en tomographie à émission monophotonique (TEM) [53]. L'avènement de scintillateurs plastiques dans le domaine de la dosimétrie expérimentale en radiothérapie a été marqué par deux travaux clés de Beddar et collab., soulignant les caractéristiques dosimétriques d'intérêt pour les énergies mégavoltages en radiothérapie [5, 54]. En particulier, leurs propriétés d'équivalence à l'eau, leur linéarité avec la dose absorbée, leur indépendance en énergie, leur reproductibilité, leur stabilité et leur résistance à la radiation ont motivé un intérêt accru pour leur utilisation en dosimétrie [55].

La scintillation décrit une forme de luminescence : elle se définit par l'émission de lumière visible suite à l'absorption d'énergie dans un milieu luminescent due à une radiation ionisante [56, 57]. Puisque les photons ionisants sont la source d'excitation du milieu causant l'émission lumineuse, ce phénomène est appelé *radioluminescence*, et le terme *scintillation* est communément utilisé pour y faire référence. À l'échelle atomique, les électrons secondaires générés par la radiation ionisante excitent les électrons du milieu traversé à des niveaux d'énergie plus élevés. Le retour de ces électrons à leur état initial résulte en l'émission de photons dans le

spectre visible, ce qui peut servir à quantifier l'énergie déposée localement dans le milieu. Le terme *fluorescence* est employé pour décrire un mécanisme de désexcitation rapide de l'ordre de 10^{-8} ou 10^{-9} s [58]. Les scintillateurs se divisent en deux types, soient les matériaux organiques et inorganiques, chacun caractérisé par des mécanismes luminescents distincts. Dans les matériaux organiques, la radiation ionisante incidente induit une fluorescence due à des transitions énergétiques moléculaires. L'avantage de ce mécanisme moléculaire est que la fluorescence est possible pour le scintillateur sous son état solide, liquide ou même gazeux. De plus, malgré que l'efficacité de scintillation soit souvent moindre que celle des matériaux inorganiques, l'émission quasi-instantanée de l'ordre de la nanoseconde et, surtout, l'équivalence à l'eau constituent l'avantage dosimétrique des scintillateurs organiques [56].

Les scintillateurs plastiques sont produits par la dissolution de scintillateurs organiques dans un solvant polymérisé, un processus par lequel un polymère synthétique, p. ex. du polyvinyltoluène (PVT), est dopé avec un scintillateur organique, p. ex. du 2,5-Diphenyloxazole (PPO), de façon à optimiser son efficacité de scintillation. Divers dopants peuvent servir à modifier la longueur d'onde d'émission, permettant des applications multispectrales ou l'optimisation du système de détection en fonction du pic d'émission. D'ailleurs, les différences entre les mécanismes d'excitation et de désexcitation permettent de séparer spectralement les pics d'absorption et d'émission des scintillateurs, les rendant plutôt transparents à leur propre émission [57]. Ce phénomène est appelé le *Stokes shift*. Un élément d'intérêt à souligner dans le cadre de cette thèse est la diversité de formes sous lesquelles les scintillateurs plastiques organiques peuvent être disponibles, offrant une plus grande flexibilité dans la conception de systèmes de dosimétrie à scintillation. La Figure 1.3 présente d'ailleurs une variété de géométries possibles de volumes de scintillateurs plastiques émettant à différentes longueurs d'onde du spectre visible.

L'utilisation des scintillateurs organiques en dosimétrie est grandement motivée par leur réponse énergétique linéaire dans la plage d'énergie clinique, soit aux énergies mégavoltages utilisées en photonothérapie. De plus, les scintillateurs plastiques montrent une résistance à la radiation jusqu'à près de 10 kGy et sont équivalents à l'eau en termes de composition atomique et de densité électronique [59]. Ces caractéristiques impliquent une perturbation négligeable du faisceau de façon relative à l'eau. Conséquemment, un avantage supplémentaire repose dans le fait qu'un facteur de correction n'est pas nécessaire pour la plupart de leurs applications en radiothérapie [60, 61].

1.2.2 L'évolution de la dosimétrie à scintillation volumétrique

En lumière des propriétés des scintillateurs organiques qui viennent d'être abordées, nous pouvons souligner que les scintillateurs organiques, au même niveau que les gels dosimétriques, ont l'avantage de ne pas perturber le faisceau de radiation relativement à l'eau, et peuvent servir à la fois de détecteur de radiation et de fantôme monolithique. Cependant, qu'ils soient sous un état plastique ou liquide, la propriété intéressante des volumes scintillants est l'émission



FIGURE 1.3 – Différentes géométries possibles pour les volumes de scintillateurs plastiques [62].

quasi-instantanée de la lumière de l'ordre de la nanoseconde due à la dose déposée localement. Cet effet radioinduit, à la fois non perturbant et, surtout, non permanent, nous libère de la limite de mesure de la dose intégrale qu'imposent les gels dosimétriques. Si le patron instantané de l'émission fluorescente à l'intérieur d'un volume scintillant est mesuré, l'idée est que l'information *temporelle* sur l'administration de la dose peut être obtenue. Dans ce cas, la dosimétrie est dite être faite en *temps réel*. Nous convergions donc de plus en plus vers un défi central à cette thèse : comment pouvons-nous mesurer le patron 3D de lumière émise à l'intérieur d'un scintillateur irradié ? Cette section nous permettra de comparer les solutions qui ont été mises de l'avant à cet effet. À noter qu'un thème récurrent en lien avec les prototypes proposés est celui de la reconstruction tomographique, qui sera abordé plus en détails à la Section 1.4. Pour l'instant, il est suffisant de savoir que la reconstruction tomographique est une approche pour déterminer une distribution en n dimensions à partir de projections de celle-ci en $n - 1$ dimensions.

La dosimétrie à scintillation volumétrique prend racine dans les travaux de Kirov et collab. qui ont immergé un applicateur de curiethérapie Ru-106 pour traitements oculaires dans un volume de scintillateur liquide [63]. Des images à 64 angles de vue différents de l'applicateur ont été acquises à l'aide d'une caméra numérique, puis des mesures relatives de la dose 3D ont été obtenues par reconstruction tomographique à partir de ces acquisitions. Malgré des déviations dosimétriques considérables jusqu'à 45%, l'essence de ce travail a été d'ouvrir la voie à la dosimétrie volumétrique à base de scintillation, tout en incorporant l'utilité des algorithmes de reconstruction tomographique. Peu après, Fukushima et collab. ont plutôt porté leur attention sur les volumes de scintillation solides, utilisant un bloc de scintillateur organique plastique et une caméra CCD (de l'anglais *charge-coupled device*) afin de mesurer la portée de faisceaux de protons [64]. Pour leur part, Kojima et collab. ont utilisé un montage

similaire à des fins de curiethérapie : en usinant un trou à travers un bloc de scintillateur, ils ont réussi à identifier la position de la source et suivre son déplacement à l'aide d'acquisitions numériques utilisant une caméra CCD [65]. De façon parallèle, il peut être noté que certains travaux de recherche ont porté sur une forme de dosimétrie *quasi-3D* à scintillation, où des plaques bidimensionnelles de scintillateurs plastiques ont formé la base des systèmes pour des applications en protons et en photons [66–68].

Dans la lignée de systèmes *quasi-3D*, quelques systèmes de dosimétrie à base de fibres scintillantes ont été mis de l'avant dans la littérature, chacun suggérant une extension possible à la dosimétrie 3D par interpolation des points de mesure. En particulier, Guillot et collab. ont construit une matrice de 781 fibres scintillantes, offrant une précision moyenne intéressante de 1% pour des doses supérieures à 6.3 cGy [69]. Par contre, le nombre élevé de fibres impliquées complexifiait sa construction ainsi que son potentiel d'utilisation clinique. Peu après, Goulet et collab. ont développé et validé un système de dosimétrie 2D en utilisant des champs statiques : le système permettait la reconstruction tomographique de la fluence à partir de projections acquises à l'aide de longues fibres scintillantes et d'une caméra CCD [69]. Parallèlement, Lamanna et collab. ont construit un système similaire composé plutôt de fibres carrées ; des mesures de projections du signal scintillant ont été acquises en utilisant des photodiodes, à partir desquelles des mesures relatives de la dose ont été obtenues par reconstruction tomographique [70].

Goulet et collab. ont étendu l'application de longues fibres scintillantes à la dosimétrie 3D par une étude de simulation d'une matrice de fibres ordonnées le long des surfaces de cylindres concentriques, schématisée à la Figure 1.4A [71]. En faisant tourner le fantôme cylindrique autour de son axe central lors d'une irradiation, des projections 1D simulées de la dose ont été obtenues en mesurant l'intensité de la lumière scintillante à l'aide de deux caméras CCD aux extrémités opposées du cylindre. Avec une résolution de $1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$, une précision considérable a pu être obtenue par une reconstruction tomographique de la distribution de dose 3D. Malgré que cette méthode semblait prometteuse, des défis importants se sont présentés au niveau de l'application à des modalités de traitement dynamiques. En effet, Goulet et collab. ont souligné l'apparition d'artéfacts de reconstruction significatifs étant donné la variation continue du champ de radiation incident, dont la correction devrait se faire au coût de la résolution spatiale. À cette complication s'ajoute celle de la construction physique du système et de son opération expérimentale.

L'approche tomographique a également été adoptée par Kroll et collab. afin de mesurer des distributions de dose 3D en utilisant plusieurs caméras CCD pour imager un volume de scintillateur plastique à quatre angles différents [72]. Les auteurs ont construit un prototype d'un système portable, présenté à la Figure 1.4B, utilisant trois caméras distribuées avec 60° entre leur axe optique pour obtenir des projections 2D du champ de lumière scintillante, ainsi qu'une caméra placée derrière le scintillateur dans l'axe du faisceau. Étant donné les systèmes d'ima-

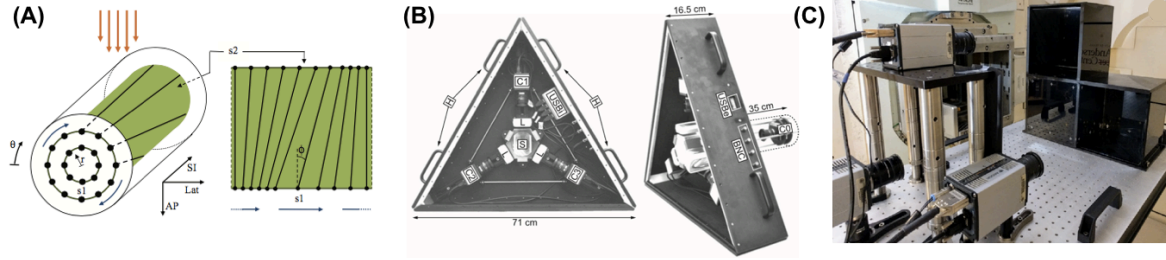


FIGURE 1.4 – Prototypes de recherche de systèmes de dosimétrie à scintillation proposés par (A) Goulet et collab. [71]; (B) Kroll et collab. [72]; (C) Darne et collab. [76].

gerie fixes, le détecteur était limité à des mesures unidirectionnelles. De plus, malgré une reconstruction rapide et précise de distributions de dose 3D complexes en protons et en électrons, le système comme tel ne peut être utilisé en photons étant donné une saturation et des dommages potentiels à la caméra située dans l’axe du faisceau.

Une série de travaux par une équipe de recherche du *University of Texas MD Anderson Cancer Center* portant sur un système à base d’un volume de scintillateur liquide a joué un grand rôle dans le développement de la dosimétrie volumétrique en temps réel. L’intérêt de cette recherche repose principalement sur la dosimétrie pour les faisceaux de protons, étant donné les variations rapides de la position du champ incident et de l’énergie du faisceau impliquées dans certaines techniques de traitement en protonthérapie [73]. Des études de faisabilité ont été complétées simultanément à la fois en protonthérapie par Beddar et collab. et en photonthérapie par Pönisch et collab., utilisant une seule caméra CCD fixe pour imager un volume de scintillateur liquide de $7 \times 7 \times 16 \text{ cm}^3$ [73, 74]. L’intérêt ici était plutôt d’établir la possibilité de la dosimétrie en temps réel, se limitant à des mesures de dose 2D. Archambault et collab. ont marqué la suite du développement de ce système, élargissant son utilité à la vérification de la portée, de la position et de l’intensité de faisceaux de protons [75]. Se limitant encore aux mesures 2D, une résolution spatiale sous-millimétrique de 0.3 mm et une résolution temporelle de 0.05 s ont été atteintes, en faisant un système prometteur pour les mesures instantanées de la dose relative en protons. Dans tous les cas, sans en faire la preuve, les auteurs justifiaient l’extension du système à la dosimétrie 3D par l’acquisition d’images du volume scintillant de points de vue perpendiculaires à l’axe optique primaire.

Pour avancer davantage dans cette voie, Hui et collab. ont fait une étude de simulation, toujours dans le cadre de la protonthérapie. Pour des champs simples et statiques, ils ont évalué la possibilité de reconstructions 3D des distributions de lumière scintillante plaçant trois caméras CCD à des points de vue orthogonaux à l’aide de miroirs pour dévier les axes optiques [77]. Les distributions 3D résultantes ont été obtenues par reconstruction tomographique. Or, la modélisation simulée des systèmes d’imagerie et de scintillation étaient parfaits et non représentatifs des conditions réelles. En parallèle à ces travaux, des études de correction au niveau

de la physique de scintillation et des artéfacts optiques ont davantage contribué au développement de ce système de scintillateur liquide. Il est important de noter un effet de saturation, communément appelé le « *quenching* », se produisant pour des applications en protons près du pic de Bragg, c'est-à-dire au pic du dépôt de dose caractéristique de la protonthérapie. Cette saturation se traduit par une perte de linéarité entre l'émission fluorescente du scintillateur et la dose déposée dans le volume [73, 78]. Afin de contourner cette perturbation dans la mesure de la dose, Robertson et collab. ont établi une méthode de correction du *quenching* [79]. Voulant établir un modèle tomographique plus représentatif des conditions de mesures réelles, Robertson et collab. ont subséquemment développé des méthodes de correction d'aberrations optiques nuisant à la performance de leur système [80]. Plus récemment, Darne et collab. sont partis du système simulé par Hui et collab. pour en faire une démonstration de faisabilité expérimentale [76], dont le prototype expérimental est présenté à la Figure 1.4C. Avec un volume de scintillateur liquide de $20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$, trois acquisitions avec des caméras sCMOS (de l'anglais, *scientific Complementary metal-oxide-semiconductor*) à positions orthogonales ont été acquises de façon synchronisée avec l'administration de faisceau. Chaque acquisition était caractérisée par une résolution spatiale de 0.21 mm et une résolution temporelle de 11 ms. Cependant, aucune reconstruction 3D n'a été faite des distributions lumineuses imagées : seulement des analyses des projections 2D ont été effectuées dans le cadre de cette étude.

Avant de considérer un dernier prototype dans cette lignée de développement expérimental, la prochaine sous-section nous permet de considérer parallèlement des prototypes expérimentaux qui ont été proposés dans le cadre d'une forme de dosimétrie dite *Cherenkov*. Similaires en ce qui a trait à leur motivation de reconstruction de distribution 3D de lumière, les travaux diffèrent toutefois de par leur source fluorescente employée et les défis d'acquisition que celle-ci implique.

1.2.3 L'alternative *Cherenkov*

Au cours de la dernière décennie, une série de travaux a été faite sous la bannière de la dosimétrie Cherenkov, menés par une équipe de recherche du *Dartmouth College Thayer School of Engineering*. Cette forme de dosimétrie, faite dans le cadre de la photonthérapie, est basée sur la radiation Cherenkov émise dans un volume d'eau irradié. Sous l'effet du passage de la radiation ionisante, une fraction de l'énergie des électrons secondaires mis en branle dans l'eau est émise sous forme de photons optiques, caractérisant ainsi l'effet Cherenkov. En relatif à la dosimétrie à scintillation explorée précédemment, cette émission lumineuse est très faible en intensité, c'est-à-dire de l'ordre de quelques pourcents, et surtout est de nature anisotrope [74]. Les premiers travaux par Glaser et collab. ont donc concentré leurs efforts sur des méthodes pour compenser l'émission directionnelle du Cherenkov [81, 82]. La solution retenue jusqu'à ce jour a été l'introduction d'un fluor, le sulfate de quinine, dans le volume d'eau afin de rehausser l'intensité du signal lumineux tout en rendant l'émission isotrope [83–88]. Ré-

amment, Jean et collab. se sont penchés sur la question de si cette solution avait réellement pour effet de rehausser le signal lumineux du Cherenkov [89]. Ils ont conclu que, par l'ajout du sulfate de quinine à l'eau, la fluorescence stimulée par la radiation ionisante contribue en majeure partie à la mesure de la dose via l'acquisition du signal lumineux. Le fluor ne joue donc pas le rôle d'intermédiaire dans le transfert d'énergie de l'effet Cherenkov, mais transforme la technique de dosimétrie Cherenkov en une forme de dosimétrie à scintillation. Ce prélude, à la fois conceptuel et contextuel, nous permet de mieux comprendre pourquoi cette forme de dosimétrie a longtemps été présentée comme une entité distincte de la dosimétrie à scintillation.

Le développement de leurs travaux est pertinent dans le cadre de cette thèse, particulièrement en ce qui a trait aux montages expérimentaux proposés et systèmes d'imagerie utilisés face à un signal lumineux faible. En termes de dosimétrie volumétrique, Glaser et collab. ont proposé une forme de tomographie optique à faisceau conique, impliquant l'acquisition de 180 projections à une résolution angulaire de 2° d'un volume d'eau dopé au sulfate de quinine et irradié avec un champ de radiation statique à multiples angles de collimateur [90]. Utilisant le montage schématisé à la Figure 1.5A, les images du volume d'eau scintillant ont été acquises à l'aide d'une caméra CCD *intensifiée* (ICCD), atteignant une résolution de reconstruction de 1 mm. Malgré l'avantage principal d'amplification du signal, l'utilisation de cette caméra en radiothérapie résulte également en l'intensification de photons diffusés, augmentant le bruit dans les images acquises. De plus, les composants optiques supplémentaires en comparaison avec une simple caméra CCD ont chacun leur propre dépendance spectrale, et leur efficacité de couplage optique peut avoir un effet non négligeable sur la performance globale du système [86]. Étant donné leur limitation aux champs statiques, Bruza et collab. ont opté pour une solution conceptuellement très similaire à une proposée antérieurement par Goulet et collab., qui fera l'objet de la prochaine sous-section. Cette approche impliquait une acquisition en continu avec l'imageur portal (l'EPID) et une caméra ICCD d'un volume d'eau pendant une administration dynamique de la radiation, tel que présenté à la Figure 1.5B [91]. Essentiellement, l'image EPID était rétroprojetée pour former une distribution 3D de dose dans le volume d'eau, et le rendement en profondeur était corrigé au moyen de l'image dite Cherenkov.

Il peut être noté que, dans toutes les études effectuées par ce groupe, la caméra ICCD se trouvait de 3 à 4 m du volume d'eau, contrairement aux distances de 0.5 à 1 m typiques des systèmes considérées précédemment. Cette caméra a d'ailleurs fait l'objet d'une commercialisation, vendue par la compagnie *DoseOptics* [92]. Depuis la commercialisation, l'emphase se détache de la dosimétrie volumétrique, étant plutôt mise sur la dosimétrie par l'imagerie de la radiation Cherenkov émise au passage du faisceau de photons dans le patient pendant son traitement [93, 94].

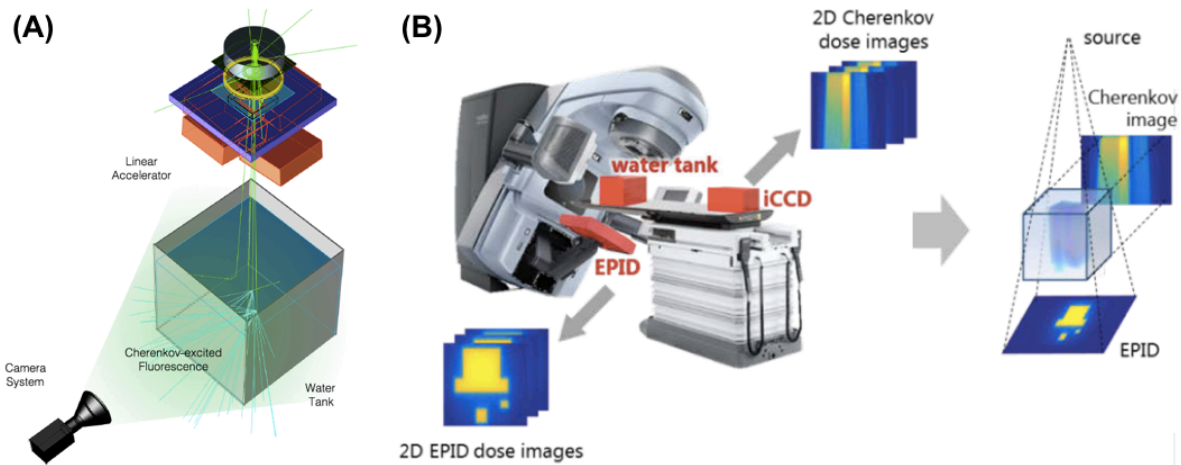


FIGURE 1.5 – Formes Cherenkov de dosimétrie à scintillation volumétrique proposées par (A) Glaser et collab. [90]; (B) Bruza et collab. [91].

1.2.4 L'introduction de la caméra plénoptique

Goulet et collab. ont introduit en 2013 l'utilisation de la caméra plénoptique dans le contexte de la dosimétrie à scintillation volumétrique [95, 96]. Le prototype a formé en quelque sorte le point de départ du projet doctoral, et une poursuite initiale de sa caractérisation est ce qui a motivé un besoin grandissant pour mieux modéliser — afin de mieux concevoir — des systèmes de dosimétrie à scintillation de ce genre. Avant de nous avancer plus loin sur ce sujet, considérons les éléments principaux du prototype, qui sont présentés à la Figure 1.6.

Le prototype introduisait l'utilisation d'une caméra plénoptique dite *multi-focus* dans le domaine de la dosimétrie. Ce système d'imagerie particulier sera abordé en détails à la Section 1.3, mais la motivation de son utilisation était que cette caméra pouvait enregistrer une certaine information *angulaire*, et non seulement *spatiale*, de la lumière incidente sur son senseur numérique. Tel que peut être vu à la Figure 1.6B, l'axe optique de la caméra était dévié dans le but d'ajouter du matériel pour protéger la caméra de photons diffusés. Un volume de scintillateur plastique organique de $10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$ constituait le volume radiosensible, au coeur d'un fantôme cylindrique formé de plaques en acrylique. Lors de l'irradiation d'un champ dynamique, des images étaient acquises avec la caméra plénoptique de la surface frontale du volume scintillant à une fréquence de 1 Hz. Simultanément, des images de fluence étaient acquises au moyen de l'imageur portal. La distribution de dose volumétrique était ensuite reconstruite sur un volume discrétisé en $50 \times 50 \times 50$ voxels cubiques à résolution de 2 mm, et ce, à partir des images plénoptiques via une approche tomographique itérative. Pour chaque reconstruction faite dans le temps de la durée de l'irradiation dynamique, l'image de fluence servait à imposer la forme de la projection 2D de celle-ci le long de l'axe du faisceau. Ceci avait pour effet de contraindre la distribution reconstruite le long de l'axe optique de la caméra. Afin de raffiner le résultat volumétrique de la dose, une supposition du comportement de $1/r^2$ de la dose en

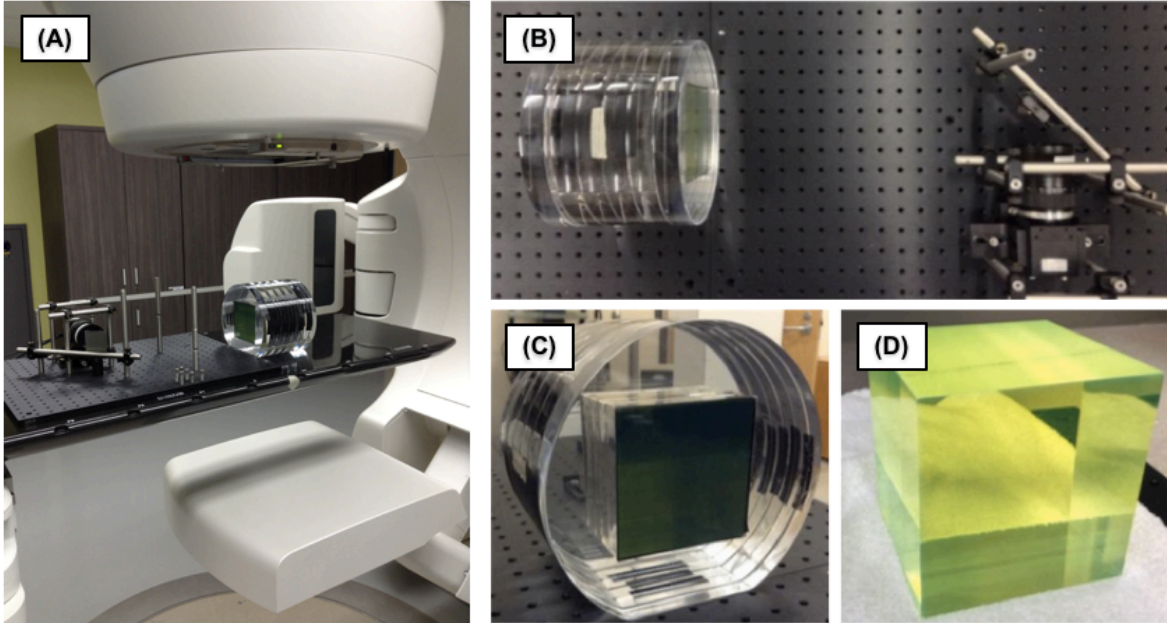


FIGURE 1.6 – Prototype de dosimétrie à scintillation volumétrique employant une caméra plénoptique : (A) le prototype complet sur la table de traitement ; (B) une vue du dessus du fantôme et de la caméra ; (C) le fantôme cylindrique formé de plaques en acrylique ; (D) le cube de scintillateur plastique se trouvant au centre du fantôme.

profondeur était ajoutée. De plus, la modélisation utilisée du système pour les reconstructions tomographiques a été établie à partir d'un tracé paraxial de rayons afin d'alléger le processus de reconstruction.

1.3 Les caméras plénoptiques

La caméra plénoptique a été introduite dans le domaine de la dosimétrie à scintillation volumétrique étant donné son apparente capacité à enregistrer à la fois l'information directionnelle *et* angulaire de la lumière incidente sur son senseur. Or, cela soulève plusieurs questions. Notamment, pourquoi la caméra plénoptique a-t-elle cette double capacité imageante ? D'ailleurs, que sous-entendons-nous par information *angulaire* ? Cette section vise d'abord à présenter ce qu'est une caméra plénoptique, puis à mieux comprendre son fonctionnement en distinguant son processus d'imagerie de celui d'une caméra standard. Ensuite, les différentes familles de caméras plénoptiques seront présentées, nous permettant de mieux apprécier la gamme d'application auxquelles peuvent servir ces caméras. Enfin, en lumière de ses caractéristiques étudiés, nous pourrons alors mieux saisir l'utilisation des caméras plénoptiques dans le contexte de l'imagerie de volumes translucides, comme il est question en dosimétrie à scintillation volumétrique. Tout d'abord, avant de nous lancer dans le cœur du sujet, nous débutons cette section par une brève introduction de certaines notions de base en optique afin de développer un vocabulaire qui nous servira pour la suite de la thèse [97].

1.3.1 Notions de base en optique

Le diaphragme d'ouverture : communément appelé le *stop*, un diminutif de l'anglais *aperture stop*, le diaphragme d'ouverture définit la quantité de lumière qui est captée par un système optique. Plus précisément, il définit le cône de lumière, c'est-à-dire de rayons, accepté par le système. Le diaphragme d'ouverture peut être un composant optique du système, ou une ouverture à l'intérieur de celui-ci.

Les pupilles d'entrée et de sortie : la pupille d'entrée est l'image du *stop* dans l'espace objet, tandis que la pupille de sortie est l'image du *stop* dans l'espace image.

Le diaphragme de champ : communément référencié par son nom en anglais, soit le *field stop*, le diaphragme de champ est l'élément d'un système optique qui limite son champ de vue (FOV, de l'anglais *field of view*). Le capteur, au plan image du système, joue habituellement le rôle de *field stop*.

Le vignetting : Le *vignetting* décrit l'effet d'obscurcissement lorsque certains composants du système, autre que l'*aperture stop*, bloquent une portion du cône de rayons accepté. Cet effet se traduit par une diminution de l'intensité en bordure de l'image.

Le nombre f ($f/\#$) : Le $f/\#$ représente l'ouverture relative ou la *vitesse* d'un système optique et se définit par le ratio de la longueur focale effective sur le diamètre de sa pupille d'entrée. Le $f/\#$ est une mesure importante de la quantité de lumière que peut capter une lentille ou un système optique. Plus le $f/\#$ est petit, plus le cône de rayons accepté est grand, et la lentille est dite *rapide* de par sa capacité à enregistrer une image dans un court laps de temps.

La profondeur de champ : La profondeur de champ (DOF, de l'anglais *depth of field*) définit la profondeur dans l'espace objet le long de l'axe optique pour laquelle l'image est considérée au foyer, c'est-à-dire que la dégradation en qualité de l'image est considérée acceptable pour l'application donnée. La DOF augmente avec le $f/\#$.

La profondeur de foyer : La profondeur de foyer (*depth of focus* en anglais) est analogue au DOF dans l'espace image : elle définit le déplacement du capteur le long de l'axe optique pour lequel la dégradation en qualité de l'image est considérée acceptable pour l'application donnée. Les profondeurs de champ et de foyer sont reliées par le facteur de grandissement longitudinal.

Avec ces notions de base en optique, nous plongeons maintenant dans le vif du sujet, soit la caméra plénoptique.

1.3.2 Une caméra pour imager le champ lumineux

Simplement dit, la caméra plénoptique est une caméra standard à laquelle une matrice de microlentilles a été ajoutée devant son senseur. Ce composant optique additionnel a pour effet de générer une matrice de *micro-images* sur le senseur de la caméra. Qu'implique alors le mot *plénoptique*? En fait, cette terminologie revient à Adelson et Bergen qui, en 1991, ont introduit la fonction plénoptique, se voulant une représentation de la structure formelle de la lumière [98]. Cette fonction 5D servait à définir l'intensité de chaque rayon lumineux : 3D pour chaque dimension spatiale et 2D pour chaque direction de propagation. Le mot plénoptique était inspiré du mot latin *plenus*, signifiant *complet* ou *plein*. De cette idée de fonction est alors née la première caméra plénoptique : essentiellement, c'était une caméra standard imageant la lentille principale sur une matrice de lentilles [99]. La caméra proposée permettait de récupérer de l'information sur l'espace objet en imageant celui-ci avec un continuum de points de vue. En d'autres mots, la caméra plénoptique formait un système stéréoscopique avec une seule lentille principale.

Malgré ses origines fort intéressantes, nous allons plutôt partir d'une forme moins abstraite de la fonction plénoptique mise de l'avant par Levoy et Hanharan, notamment celle de la distribution du champ lumineux (du terme en anglais *light field*) [100]. Le champ lumineux, une fonction 4D, décrit la radiance, c'est-à-dire la mesure de la lumière se propageant le long d'un rayon, en fonction de sa position et de sa direction. La réduction de 5D à 4D a été rendue possible par l'hypothèse que les rayons se propagent dans une région vide, c'est-à-dire libre de toute occlusion, impliquant que la lumière le long d'un rayon demeure constante [101]. Cette hypothèse est notamment valide si nous considérons le champ lumineux à l'intérieur d'une caméra. Nous allons donc utiliser ce concept de champ lumineux pour mieux distinguer l'information enregistrée par une caméra standard versus une caméra plénoptique. D'ailleurs, nous serons mieux en mesure de comprendre pourquoi la caméra plénoptique est communément appelée un imageur de champ lumineux (de l'anglais, *light field imager* [102]).

Considérons le champ lumineux L capté par une caméra quelconque, que nous pouvons paramétriser par

$$L(x, y, u, v) \tag{1.5}$$

où (x, y) sont les axes spatiaux du senseur de la caméra et (u, v) les axes directionnels de la lentille principale, communément appelés les coordonnées de la pupille. Pour mieux illustrer l'acquisition du champ lumineux, nous pouvons considérer la simplification bidimensionnelle où $L(x, y, u, v) \rightarrow L(x, u)$. Afin de mieux distinguer comment le champ lumineux est imagé, un diagramme $x - u$ pour chaque type de caméra peut nous être utile. La Figure 1.7A schématise le cas d'une caméra standard : en vert, nous observons le cône de rayons qui contribue à la valeur d'un pixel sur le senseur. Dans le diagramme $x - u$ correspondant à la Figure 1.8A, la ligne verticale ombragée représente tous les rayons sur lesquels a intégré le pixel : l'acquisition d'une image dans le cas de la caméra standard consiste en une projection verticale des valeurs

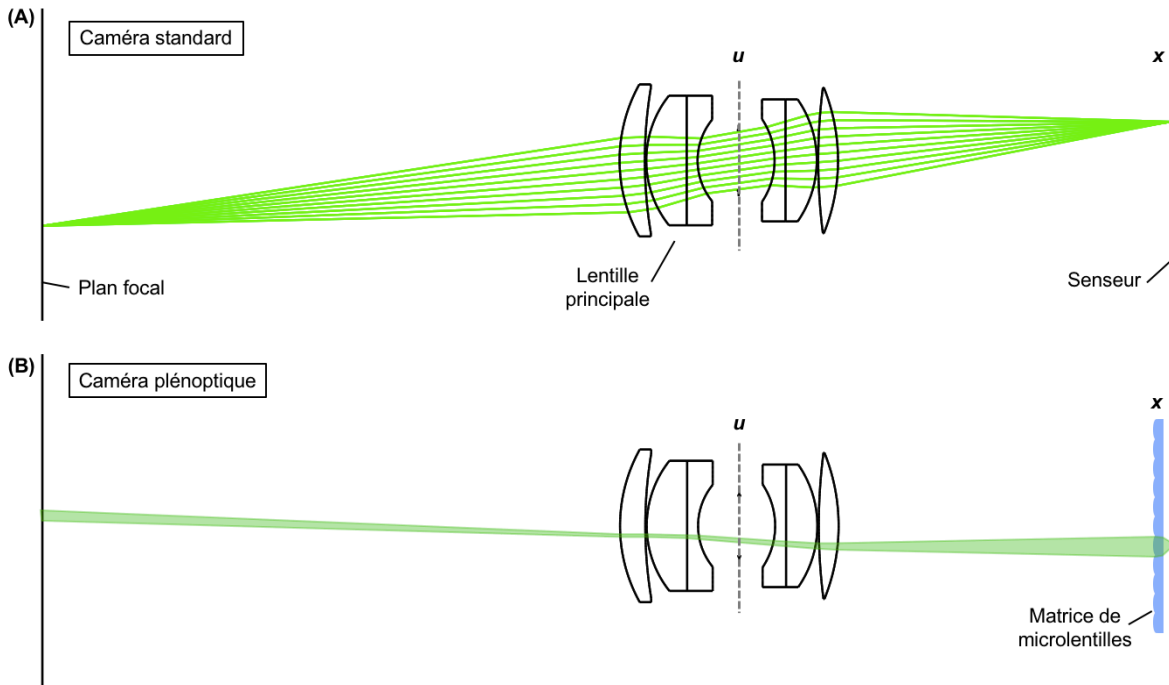


FIGURE 1.7 – Comparaison du cône de rayons sur lequel intègre un pixel dans une caméra (A) standard versus (B) plénoptique.

du champ lumineux $L(x, u)$, chaque ligne verticale représentant un pixel sur le senseur. Le diagramme nous montre donc que, dans le cas d'une caméra standard, l'information spatiale x des rayons est enregistrée, mais toute information angulaire u est perdue.

À titre de comparaison, la Figure 1.7B offre un schéma équivalent pour la caméra plénoptique, montrant le cône de rayons contribuant à la valeur d'un pixel. Ici, l'axe spatial x est celui de la matrice de microlentilles. Le diagramme $x - u$ de la Figure 1.8B a maintenant une allure très différente : chaque région rectangulaire représente la gamme de rayons contribuant à la valeur d'un pixel sur le senseur de la caméra plénoptique et la largeur de cette région correspond à celle de la microlentille. La région ombragée en vert correspond aux rayons intégrés par un pixel donné, tandis que la colonne ombragée en gris correspond à l'intégrale de tous les pixels qui se trouvent sous une même microlentille. D'ailleurs, cette intégrale correspond au pixel équivalent qui serait utilisé pour obtenir une image standard à partir de celle plénoptique. En comparant les Figures 1.8A et 1.8B, nous voyons bien la différence du champ lumineux échantillonné par chaque pixel. En effet, dans le cas de la caméra plénoptique, chaque pixel enregistre de l'information angulaire, mais l'élargissement de chaque colonne verticale représente une perte au niveau de l'information spatiale. À noter que, dans le cas de la plénoptique, la courbure verticale des colonnes du diagramme représente des aberrations introduites par la lentille principale et imagées au niveau des microlentilles. La courbure horizontale est plutôt un effet du déplacement de la pupille de sortie en se déplaçant le long de la matrice de microlentilles

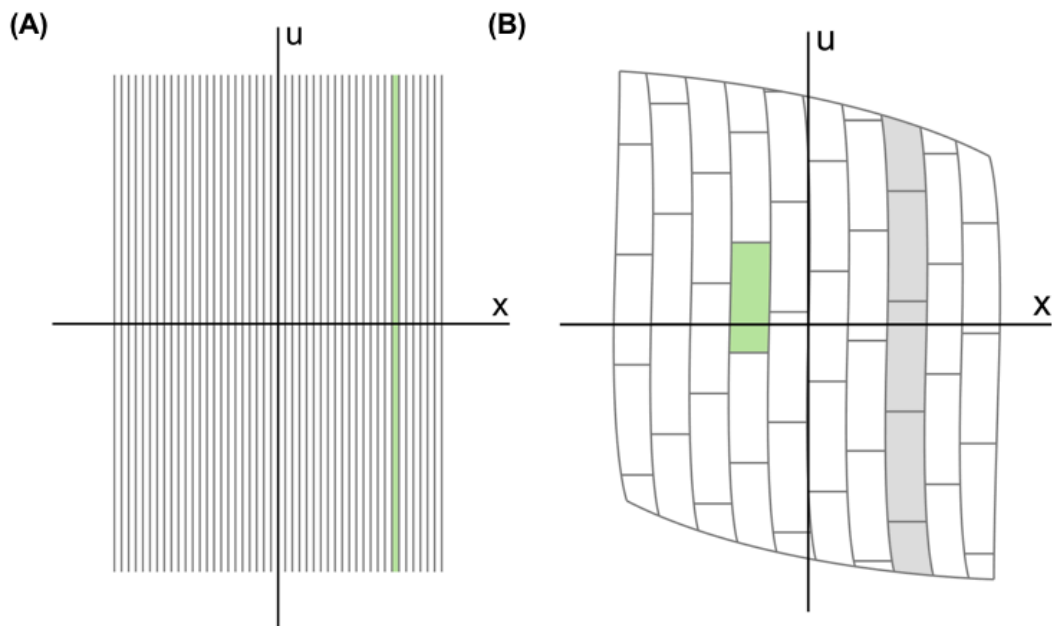


FIGURE 1.8 – Comparaison de l'échantillonnage du champ lumineux dans une caméra (A) standard versus (B) plénoptique. Les axes u et x représentent l'échantillonnage angulaire de la lentille principale et spatial du capteur, respectivement (figure reproduite à partir de [101]).

en x [102].

Nous en arrivons donc à la dualité au coeur de l'utilisation des caméras plénoptiques : l'acquisition de l'information angulaire du champ lumineux est possible, mais elle se fait nécessairement aux dépens de l'information spatiale. Ce principe est ce qui a motivé d'étudier l'utilisation de la caméra plénoptique sous différents régimes d'opération.

1.3.3 Les caméras plénoptiques 1.0 versus 2.0

Il existe deux familles principales de caméras plénoptiques, soit les plénoptiques 1.0 et 2.0. Ces catégories se distinguent par la séparation entre les composants optiques de la caméra et aussi par les différentes résolutions spatiale et angulaire qui en résultent.

Les caméras plénoptiques 1.0, c'est-à-dire les caméras plénoptiques sous leur forme originale, ont leur matrice de microlentilles placée au plan image de la lentille principale (LP) et le capteur fixé au plan focal des microlentilles (à $f_{\mu ls}$). Cette configuration peut sembler dépendante du plan focal de la LP ; toutefois, comme les microlentilles sont de taille quasi-négligeable par rapport à la LP, la lentille principale se trouve à l'infini optique des microlentilles. Sa configuration est schématisée à la Figure 1.9A. Ng et collab. ont été les premiers à implémenter le concept dans une caméra numérique standard, puis à offrir une caractérisation rigoureuse de la performance de ce type de système formant la base des imageurs vendus par la compagnie *Lytro* [101, 102]. Dans la configuration 1.0, tous les pixels sous une microlentille doivent

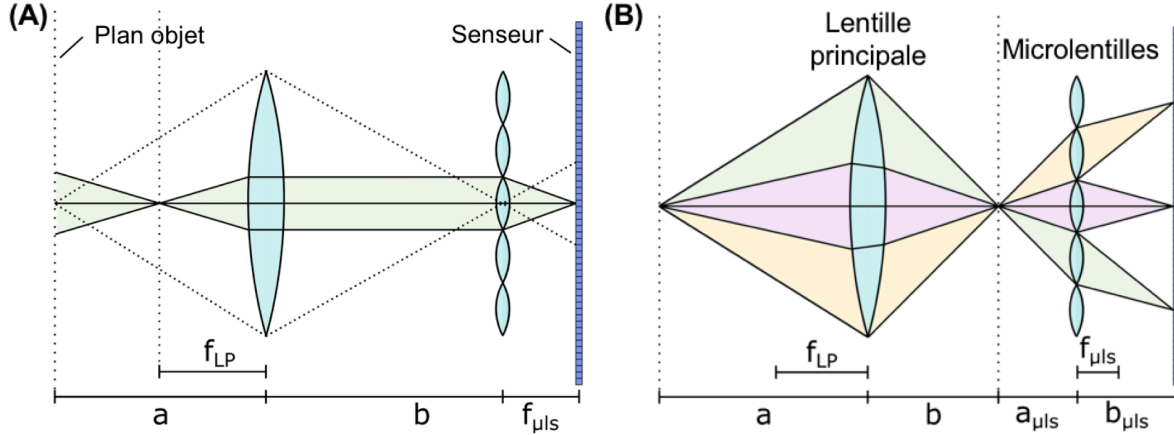


FIGURE 1.9 – Les deux régimes de la caméra plénoptique : (A) 1.0 versus (B) 2.0 (figure reproduite à partir de [104]).

être intégrés pour former une image à partir de l’image plénoptique brute, formant ainsi un *macro-pixel*. De façon alternative, une série d’images peut être formée en combinant les pixels correspondants sous chaque micro-image. Ces images correspondent à des points de vue légèrement différents de la scène imagée, fournissant de l’information parallaxe, c’est-à-dire sur la profondeur des objets dans celle-ci. En somme, la résolution spatiale de l’image résultante est dictée par le nombre et la taille des micro-lentilles : la taille des pixels, quant à elle, limite la résolution angulaire de la caméra [102, 103].

Georgiev et Lumsdaine ont proposé une configuration alternative de la caméra plénoptique, focalisant plutôt la matrice de micro-lentilles sur le plan image de la LP [103, 105]. Dans cette configuration, les micro-lentilles agissent comme une matrice de *micro-caméras*, imageant une partie de l’image de la LP sur le capteur, tel qu’est schématisé à la Figure 1.9B. Le système plénoptique 2.0 peut donc être considéré comme un système à relais, où les micro-lentilles relaient l’image formée par la lentille principale. La position de la matrice de micro-lentilles par rapport au capteur obéit l’équation de lentille :

$$\frac{1}{b_{\mu Ls}} = \frac{1}{f_{\mu Ls}} + \frac{1}{a_{\mu Ls}} \quad (1.6)$$

dont les distances sont identifiées à la Figure 1.9B et $f_{\mu Ls}$ est la longueur focale des micro-lentilles. Deux sous-configurations sont possibles, soit le cas où $|b_{\mu Ls}| > f_{\mu Ls}$ et l’image intermédiaire est réelle, ou le cas où $|b_{\mu Ls}| < f_{\mu Ls}$ et l’image intermédiaire est virtuelle, se trouvant derrière le capteur. Ces sous-configurations sont parfois identifiées comme étant les modes *Képlerien* et *Galiléen* d’opération de la caméra plénoptique 2.0, respectivement [106]. Contrairement à la plénoptique 1.0, la résolution spatio-angulaire ne dépend pas du nombre de micro-lentilles. Plutôt, elle est déterminée par les distances $a_{\mu Ls}$ et $b_{\mu Ls}$ entre les composantes du système. De plus, l’échantillonnage angulaire de la lumière incidente pour un point donné dans l’espace objet se fait par plusieurs micro-lentilles, et non par une seule micro-lentille comme

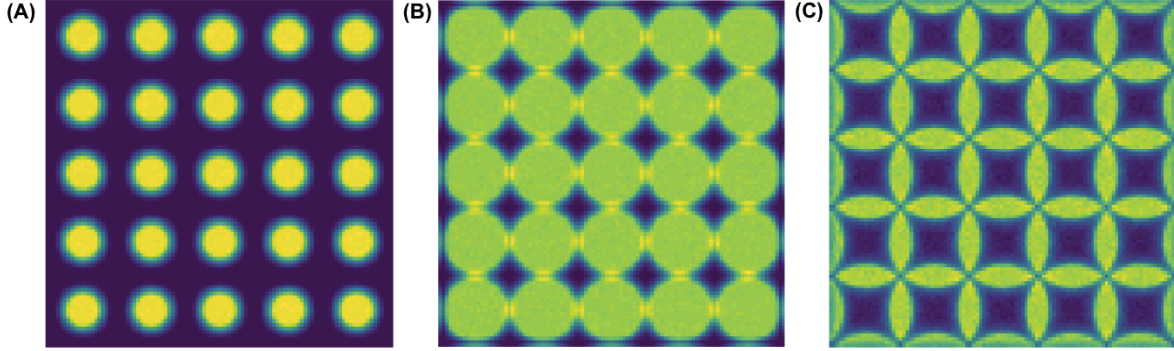


FIGURE 1.10 – Appariement des $f/\#$ de la lentille principale (LP) et des microlentilles (μls) : (A) $f/\#_{LP} > f/\#_{\mu ls}$; (B) $f/\#_{LP} = f/\#_{\mu ls}$; (C) $f/\#_{LP} < f/\#_{\mu ls}$.

dans la plénoptique 1.0. Nous pouvons définir la multiplicité M comme l'inverse de la valeur absolue du grandissement transverse selon :

$$M = \left| \frac{a_{\mu ls}}{b_{\mu ls}} \right| \quad (1.7)$$

représentant le nombre de fois qu'un même point au plan focal dans l'espace objet est imagé [106]. Nous pouvons noter que $M \geq 2$ est nécessaire afin d'enregistrer de l'information parallaxe sur le capteur de la caméra.

Dans les deux versions de la caméra plénoptique, le principe d'appariement des $f/\#$ (de l'anglais $f/\#$ *matching*) est important comme il sert à maximiser l'utilisation de l'espace disponible sur son capteur. Ce principe est représenté à la Figure 1.10 par des images simulées au moyen d'un logiciel de conception optique. Le but est de choisir la taille relative de la LP et des microlentilles afin de maximiser la taille des micro-images (Fig. 1.10B), sans qu'il n'y ait une séparation entre celles-ci (Fig. 1.10A) ou qu'elles ne se chevauchent (Fig. 1.10C) [102]. Dans le cas de la plénoptique 1.0, cette condition nécessite que la matrice de microlentilles soit placée très près du capteur. Ceci provoque des effets de *vignetting* aux bords des micro-images, diminuant la quantité de pixels utiles à la reconstruction d'image ou l'extraction d'information angulaire. Dans le cas de la plénoptique 2.0, l'espace requis entre les microlentilles et le capteur afin d'apparier les $f/\#$ est considérablement plus grand, diminuant l'impact de ces effets [103].

1.3.4 La caméra plénoptique *multifocus*

Dans les années suivantes, un raffinement de la caméra plénoptique 2.0 a été apporté par Georgiev et Lumsdaine, parallèlement à Perwaß et Wietzke, dans le but d'augmenter le nombre de degrés de liberté du système optique [107, 108]. Ce système modifié est la caméra plénoptique dite *multifocus*, qui est essentiellement une caméra plénoptique 2.0 composée d'une matrice de microlentilles entrelacées de focales variées. L'idée est d'utiliser au minimum deux ou trois longueurs focales différentes faisant en sorte que, pour un point donné dans l'espace objet,

il y ait un type de microlentille de la matrice pour lequel ce point est au foyer. La caméra plénoptique se retrouve donc avec une plus grande profondeur de champ sans avoir diminué l'ouverture, c'est-à-dire augmenter le $f/\#$, de la caméra. Cette forme de la plénoptique 2.0 permet donc une meilleure efficacité de collecte de la lumière en comparaison avec une plénoptique 2.0 à profondeur de champ égale. D'ailleurs, la caméra plénoptique multifocus est à la base des caméras développées et commercialisées par la compagnie Raytrix, dont un de leurs modèles a été utilisé dans le cadre de cette thèse et sera discuté au Chapitre 2.

1.3.5 L'imagerie de volumes translucides : une application possible ?

Comme les caméras plénoptiques ont la capacité d'enregistrer le champ lumineux, les images plénoptiques brutes sont riches en information sur la lumière captée par la caméra. Pour cette raison, les caméras plénoptiques ont typiquement été utilisées dans le domaine de l'imagerie numérique. Notamment, à partir de l'image brute, le plan focal de l'image peut être modifié post-acquisition ou, encore, l'angle du point de vue auquel l'image a été prise peut être légèrement changé. Levoy et collab. ont d'ailleurs intégré ce concept à la microscopie, permettant de modifier le choix de point de vue et du plan focal d'images plénoptiques en microscopie [109, 110]. Certaines équipes de recherche ont plutôt cherché à extraire davantage d'information du champ lumineux, notamment de l'information multispectrale et de l'information sur la polarisation de la lumière, en incorporant des filtres sur la lentille principale et sur les microlentilles [111–113]. D'autres applications exploitent des algorithmes de traitement d'image à base d'une méthode de triangulation afin de pouvoir évaluer leur profondeur relative. Il est pertinent de noter que les caméras commerciales, notamment celles vendues par *Raytrix*, sont fournies avec leur propre logiciel et algorithme d'estimation de profondeur. Ce traitement numérique d'images plénoptiques a donc mené à une variété d'applications au fil des années, incluant le contrôle de qualité de production manufacturière de pièces métalliques, la mesure d'incisions dans des procédures chirurgicales médicales ou même comme outil de navigation pour des personnes malvoyantes [114–116]. Plus récemment, il a même été question de reproduire l'imagerie plénoptique sur la caméra d'un téléphone cellulaire [117].

Une question naturelle se pose donc : peut-on exploiter ces mêmes capacités plénoptiques pour l'imagerie de volumes translucides ? D'autres se sont posés la question au courant de la dernière décennie, notamment Fahringer et collab. à des fins de vélocimétrie de particules [118]. Greene et Sick ainsi que Lillo et collab. ont également questionné le potentiel plénoptique pour des études préliminaires dans le domaine de la physique des combustions [119, 120]. Les résultats étaient consensuels : les auteurs ont constaté une perte de validité des algorithmes de corrélation utilisés pour le traitement numérique d'images plénoptiques brutes. Cette limite d'application a été attribuée à l'absence de caractéristiques à contraste élevé dans le cas de volumes translucides [119]. Plus particulièrement, les algorithmes, typiquement utilisés pour la refocalisation numérique ou l'estimation de profondeur tel que mentionné précédemment,

nécessitent la présence de gradients élevés d'intensité au sein de l'image plénoptique : pour une même région à contraste localisé (p. ex., un coin, une bordure d'objet ou une autre structure) imagée par deux microlentilles avoisinantes, une méthode de triangulation permet l'estimation de profondeur à partir des paramètres optiques de la lentille principale et des microlentilles [108]. Toutefois, pour l'imagerie de flammes ou autres volumes translucides, les régions correspondantes dans les micro-images sont difficilement identifiables étant donné le faible contraste des structures imagées. Greene et Sick ont souligné que le contraste local des micro-images pouvaient être rehaussé suite à l'acquisition des images plénoptiques. Cependant, ce traitement d'images élimine la relation linéaire entre l'intensité de la lumière incidente et les valeurs d'intensité des pixels [119]. Malgré ces observations, la conclusion offerte par ces équipes n'étaient pas de délaisser l'utilisation des caméras plénoptiques, mais plutôt d'étudier leur utilisation via l'intégration de méthodes de reconstruction tomographique afin de résoudre des volumes translucides.

Cette approche proposée est celle utilisée dans le cadre de cette thèse. La Section 1.4 nous permettra de considérer les éléments théoriques nécessaires à la reconstruction tomographique itérative.

1.4 La reconstruction tomographique

La reconstruction tomographique est un problème mathématique visant à retrouver une distribution à n dimensions à partir de projections de celle-ci à $n - 1$ dimensions. Naturellement, cette approche rappelle le principe même de la tomodensitométrie (TDM ou CT, de l'anglais *computed tomography*) : le but en TDM étant de déterminer une distribution tridimensionnelle de valeurs d'atténuation linéaire μ d'un patient imagé à partir de projections bidimensionnelles de l'atténuation de rayons X passant à travers celui-ci. Toutefois, dans le cadre de cette thèse, nous nous attaquons plutôt à un problème analogue à la tomographie à émission (ECT de l'anglais *emission computed tomography*), quoique similaire mathématiquement au TDM. L'ECT, regroupant principalement le TEP et le TEM, est une technique de mesure non invasive de processus physiologiques par l'imagerie 3D de la distribution spatiale de radiotraceurs biologiques [121]. L'objectif de cette technique est de déterminer la distribution tridimensionnelle inconnue d'un volume émetteur, et ce, uniquement à partir de mesures de projections 2D de l'émission. Deux types de reconstruction tomographique sont possibles pour tenter la résolution de ce problème, notamment les reconstructions plus rapides et directes dites *analytiques* et celles plus raffinées en termes de modélisation mais accaparantes en temps et en ressources computationnelles dites *itératives*. À titre d'exemples, les travaux de dosimétrie à scintillation 3D de Bruza et collab. (section 1.2.3) et ceux de Goulet et collab. (section 1.2.4) ont impliqué des algorithmes analytique et itératif, respectivement.

L'objectif de cette thèse n'étant pas de faire un développement ou une optimisation d'algo-

rithmes de reconstruction tomographique, le but des prochaines sous-sections est d'expliciter les différences entre les types de reconstruction tomographique, d'établir l'architecture mathématique de la reconstruction itérative et de faire le contraste entre les principaux algorithmes itératifs.

1.4.1 L'approche analytique

Pour retrouver des distributions 3D en ECT, l'approche de reconstruction analytique a longtemps été la solution de choix [122]. En particulier, nous pouvons considérer l'algorithme analytique standard, soit la rétroprojection filtrée (FBP de l'anglais *filtered backprojection*). En passant par l'espace de Fourier, cette approche se base sur une relation directe établie entre la projection et l'image à reconstruire. Chaque projection est *rétroprojetée* dans l'espace image et celle-ci est sommée de façon séquentielle sur la précédente jusqu'à l'obtention de l'estimé final [123, 124]. En théorie, afin de reconstruire parfaitement un volume d'intérêt, l'algorithme de FBP nécessite un nombre infini de projections, sans quoi un nombre fini et insuffisant de projections introduit des artéfacts caractéristiques en trait dans les images reconstruites. De plus, tel que son nom l'indique, la technique de FBP implique qu'un filtre soit appliqué aux projections avant la rétroprojection. Ce filtre a pour effet de favoriser les hautes fréquences spatiales dans une image, mais accentue par le fait même le bruit qui y est présent. D'un autre côté, un filtre servant à diminuer le poids des hautes fréquences peut être employé afin de réduire le bruit dans la reconstruction, mais ce lissage se fait au coût de la résolution spatiale [125].

À première vue, l'emploi d'un algorithme analytique ne semble pas présenter d'avantage. Or, sa rapidité d'exécution est importante à souligner, comme l'algorithme n'implique qu'une étape à la reconstruction. Le temps de reconstruction rapide est l'élément qui a motivé l'implémentation clinique de cette méthode et justifie d'ailleurs son utilisation continue, entre autres en médecine nucléaire et en imagerie diagnostique.

1.4.2 La reconstruction itérative

L'approche itérative à la reconstruction tomographique en est une qui se démarque à plusieurs niveaux, notamment par sa capacité à intégrer un modèle tomographique plus précis du processus d'acquisition et par sa robustesse à utiliser des données bruitées et limitées en nombre. En contraste avec l'approche analytique, le désavantage majeur des algorithmes tomographiques itératifs est celui du temps, dû à sa lourdeur en termes de ressources computationnelles requises. Cependant, une popularité accrue des algorithmes itératifs en recherche s'est manifestée, particulièrement depuis les années 2000, avec le développement de processeurs graphiques et de techniques d'optimisation des algorithmes [126, 127]. Cette tendance est en croissance continue et, aujourd'hui, la reconstruction itérative est exploitée dans di-

vers domaines, notamment l'imagerie médicale commerciale ainsi que celui du diagnostic de combustion qui fera l'objet de la Section 1.5.

Quoiqu'il existe différents algorithmes itératifs, ces algorithmes partagent des notions mathématiques communes permettant une reconstruction itérative. Nous allons donc introduire ces concepts dans le but de mieux comprendre la source des différences entre les algorithmes itératifs principaux [121, 122, 124].

Formulation du problème de reconstruction

Dans le cas de l'ECT, nous souhaitons retrouver la distribution d'émission dans un volume d'intérêt à partir de projections de celui-ci. À cette fin, nous discrétisons le volume en m voxels et le détecteur qui acquiert les projections en n pixels. La matrice du système \mathbf{A} , communément appelée la matrice de projection, est composée d'éléments $a_{i,j}$ décrivant la contribution moyenne du voxel j à l'élément de la projection, c'est-à-dire le pixel, i . Le problème de reconstruction tomographique peut alors être formulé comme un système d'équations linéaires selon

$$\vec{y} = \mathbf{A}\vec{x} \tag{1.8}$$

où $\{y_i : i = 1, \dots, n\}$ représente la mesure au détecteur, c'est-à-dire la projection de la distribution inconnue donnée par $\{x_j : j = 1, \dots, m\}$. $\vec{y}_n \in \mathbb{R}$ et $\vec{x}_m \in \mathbb{R}$ sont traités comme des vecteurs colonnes. La matrice $\mathbf{A}_{n \times m} \in \mathbb{R}$ relie ces vecteurs par une transformation linéaire, et ses éléments $a_{i,j}$ sont obtenus par simulation de la géométrie et des processus physiques impliqués dans l'acquisition de la projection. Il devient vite apparent que la matrice de projection peut être énorme. Toutefois, nous pouvons noter que chaque voxel du volume ne contribue qu'à un nombre restreint de pixels. Conséquemment, \mathbf{A} est généralement une matrice dite creuse (*sparse* en anglais), c'est-à-dire que la matrice est en majeure partie composée de zéros.

Le problème de reconstruction itérative en est un d'estimation de valeurs inconnues au moyen de méthodes statistiques. La distribution 3D de l'émission à estimer peut être représentée par un ensemble de paramètres, ceux-ci décrivant une distribution statistique multivariée. Inspirés de la notation employée par Shepp et Vardi, nous allons utiliser des caractères majuscules pour représenter des variables aléatoires et des caractères minuscules pour représenter les réalisations de ceux-ci [128]. Dans ce cas, Y est la variable aléatoire représentant les acquisitions expérimentales et y sa réalisation ; similairement, X est la variable aléatoire de la valeur inconnue d'émission et x sa réalisation respective. Le problème de reconstruction est de déterminer les meilleurs estimés \hat{x}_j des valeurs moyennes d'émission x_j .

Fonction de coût

La résolution du problème linéaire inverse donné par l'équation 1.8 se fait au moyen de la maximisation ou de la minimisation d'une fonction de coût multivariée $f(y, x)$. Cette fonction scalaire, donnée ici sous une notation générale, sert à mesurer la qualité de l'estimé obtenu

à chaque itération de la reconstruction. La forme de celle-ci est entre autres déterminée par le type de signal au détecteur que nous assumons. Dans le cas d'un flux de photons élevé ou, de façon équivalente, d'un signal lumineux élevé capté par une caméra, l'hypothèse d'une distribution gaussienne du signal est posée [53]. À faible flux de photons, l'hypothèse d'une distribution de Poisson est plutôt privilégiée, tel que l'ont fait Shepp et Vardi [128].

Estimateurs

En termes généraux, l'estimateur est la métrique qui nous permet de trouver la meilleure estimation des valeurs inconnues que nous cherchons à déterminer et, conséquemment, détermine la forme de la fonction de coût. Dans le cadre de cette thèse, l'estimateur du maximum de vraisemblance (ML de l'anglais *maximum likelihood*), proposé par Shepp et Vardi, est employé [128]. L'estimateur ML suppose que les mesures expérimentales y_i suivent une certaine distribution statistique $p(y)$. De plus, nous n'appliquons pas de contrainte de connaissance *a priori* à la distribution inconnue de paramètres x_j . Nous définissons la *vraisemblance* \mathcal{L} pour un vecteur de mesures expérimentales y_i comme le produit des fonctions de densité de probabilité $p(y_i)$ selon

$$\mathcal{L}(\vec{x}) = \prod_{i=1}^n p(y_i) \quad (1.9)$$

où chaque y_i est reliée à x_j via l'équation linéaire 1.8. La propriété importante du ML, tel que suggéré par son nom, est la suivante : pour une projection mesurée \vec{y} , la vraisemblance est *maximisée* lorsque les valeurs x_j sont celles les plus *vraisemblables*, c'est-à-dire les estimés \hat{x}_j les plus probables ayant mené à la mesure des y_i qui obéissent à une distribution statistique p . À titre équivalent mais mathématiquement plus simple à maximiser, nous pouvons utiliser le logarithme de la vraisemblance puisque le logarithme est une fonction monotone croissante. Le logarithme de la vraisemblance est donné par

$$\ell(\vec{x}) = \ln(\mathcal{L}(\vec{x})) = \sum_{i=1}^n \ln[p(y_i)] \quad (1.10)$$

définissant ainsi la fonction de coût du ML. Les meilleurs estimés \hat{x}_j se retrouvent donc donnés par

$$\hat{\vec{x}} = \arg \max_{\vec{x}} \ell(\vec{x}) \quad (1.11)$$

L'estimateur ML peut être comparé à deux autres catégories principales d'estimateurs, notamment celui des moindres carrés (*least-squares* en anglais) et celui du maximum *a posteriori* (MAP). La méthode des moindres carrés suppose seulement que les incertitudes sur les mesures suivent une distribution gaussienne centrée à 0. Cette méthode vise plutôt à minimiser la norme euclidienne $\| \cdot \|_{l_2}$ de la différence entre la mesure expérimentale \vec{y} et l'estimé de celle-ci donné par $\mathbf{A}\vec{x}$, selon

$$\hat{\vec{x}} = \arg \min_{\vec{x}} \| \vec{y} - \mathbf{A}\vec{x} \|_{l_2} \quad (1.12)$$

Cette fonction de coût est plus simple en forme que celle de la vraisemblance logarithmique, mais l'estimation devient vite affectée par des données bruitées. La reconstruction ART (de l'anglais, *algebraic reconstruction technique*) emploie d'ailleurs l'estimateur des moindres carrés. L'estimateur MAP, quant à lui, apporte un niveau de complexité supplémentaire au formalisme mathématique. Sommairement, cet estimateur ajoute une contrainte aux valeurs possibles des estimés de x_j , servant à fournir de l'information supplémentaire de façon *a posteriori* au problème linéaire inverse à résoudre. La fonction de coût $f(y, x)$ se divise alors en deux contributions selon la forme générale suivante

$$f(y, x) = g(y, x) + \lambda h(x) \quad (1.13)$$

où la fonction $g(y, x)$ est un contributeur analogue à la vraisemblance et $h(x)$ sert plutôt à pénaliser la fonction selon un facteur λ . Malgré que ces estimateurs ne font pas l'objet de cette thèse, ils mettent en lumière un principe fondamental de la reconstruction itérative : les *meilleurs* estimés sont jugés comme tels en fonction de la modélisation du problème tomographique (**A**) et de l'estimateur employé.

Optimisation vers la meilleure estimation

Pour les différents types de fonctions de coût, il existe aussi différentes méthodes pour leur minimisation ou maximisation dans le but d'approcher la meilleure estimation de \vec{x} . Nous pouvons toutefois apprécier la forme générale d'une reconstruction itérative. Tel qu'impliqué par son nom, la reconstruction cherche à converger — d'itération en itération — vers une solution optimale respectant la fonction de coût. À chaque itération, un correctif est appliqué à l'estimé de l'itération précédente basé sur sa projection à l'aide de la matrice du système **A** et la comparaison faite de celle-ci avec la mesure expérimentale.

Dans cette thèse, l'optimisation de la fonction de coût est faite à l'aide de la méthode de maximisation de l'espérance (EM de l'anglais *expectation maximization*) [129]. Sommairement, la méthode EM veut que, à chaque itération k , la fonction de coût soit mise à jour par une fonction multivariée tangente à celle évaluée avec l'estimé \vec{x} . Le maximum de $f(y, x)$ à l'itération $k + 1$ s'approche alors du maximum global de la fonction de coût. Malgré ces spécificités mathématiques de l'optimisation par EM, les itérations d'un algorithme itératif partagent une architecture séquentielle typique, dont les étapes sont schématisées à la Figure 1.11.

La Figure 1.11 nous permet de voir l'architecture cyclique des itérations, à laquelle il faut spécifier une fin que nous appelons le *critère d'arrêt*. Idéalement, le critère d'arrêt correspondant à l'estimé optimal serait celui dont le gradient de la fonction de coût est nul. Cependant, en raison de l'existence de multiples optima locaux ainsi que d'une modélisation de **A** non parfaitement représentative de la réalité, ce critère ne peut être utilisé avec succès. Un critère d'arrêt lié à la qualité de la reconstruction ou un nombre fixe d'itérations peut être imposé, terminant plutôt la reconstruction basé sur la convergence des valeurs vers celles d'une référence ou la quantité de bruit dans la reconstruction.

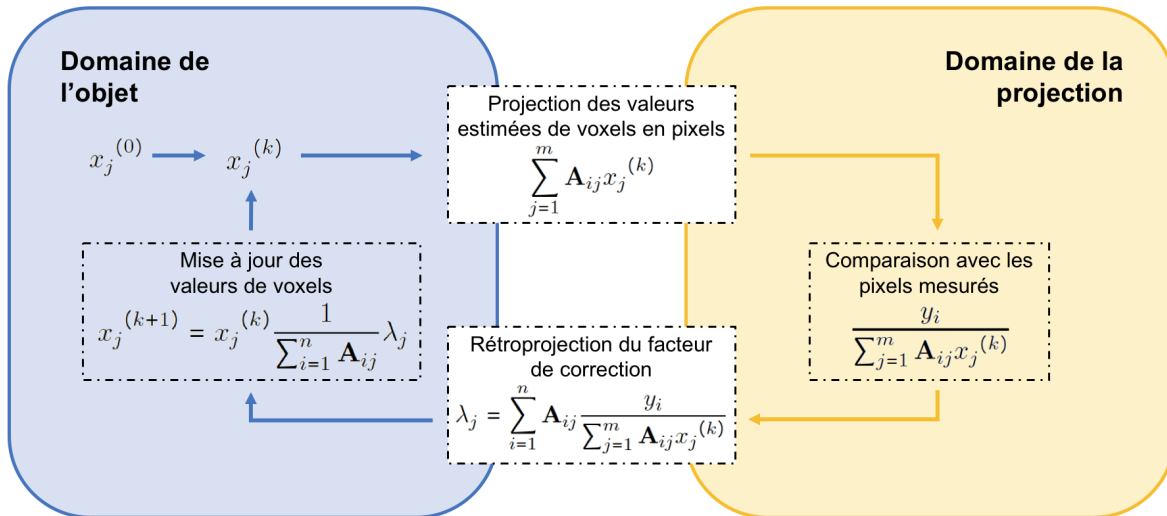


FIGURE 1.11 – Architecture typique de l’itération k d’un algorithme de reconstruction itérative à partir de l’estimé initial $x_j^{(0)}$.

1.4.3 Comparaison des algorithmes itératifs principaux

En lien avec les estimateurs vus à la sous-section précédente, nous pouvons considérer les algorithmes itératifs principaux, soient les algorithmes ART, ML-EM et MAP, et les conséquences parfois avantageuses ou désavantageuses de leur modèle mathématique.

Dans le cas des algorithmes ART, la convergence vers la solution est garantie, si une solution exacte existe. Cependant, comme le bruit présent dans l’acquisition des projections peut rendre le système d’équations indéterminé, ces méthodes ont plutôt tendance à entrer dans un cycle limite au lieu de converger [121]. La lacune principale de la formulation des algorithmes de type ART est celle de ne pas considérer la nature statistique du signal mesuré. Pour cette raison, les algorithmes itératifs prédominants en reconstruction tomographique sont devenus les méthodes statistiques, tels les algorithmes de type ML-EM, pouvant considérer la nature gaussienne ou poissonnienne du signal. Les propriétés d’intérêt des algorithmes ML-EM incluent la non-négativité garantie des voxels reconstruits et une convergence prévisible [121, 122]. Toutefois, il y a deux désavantages principaux à ce type d’algorithme. Premièrement, un algorithme ML-EM nécessite un nombre considérable d’itérations, variant typiquement entre 10 et 100 selon les paramètres de l’algorithme et la convergence souhaitée. Ce nombre élevé d’itérations résulte en un temps de calcul significatif en comparaison avec une reconstruction analytique. Par exemple, le temps requis pour une reconstruction par rétroprojection filtrée correspond approximativement à la moitié de celui d’une seule itération de l’algorithme ML-EM [124]. Deuxièmement, les images reconstruites sont souvent bruitées puisque la variance de la distribution estimée augmente avec le nombre d’itérations à l’approche de la solution. Conséquemment, un critère d’arrêt peut être choisi afin de limiter le bruit résultant, ou un filtre peut être utilisé pour atténuer les hautes fréquences spatiales [124].

Pour remédier à la convergence lente d’algorithmes de type ML-EM, les projections mesurées peuvent être divisées en sous-ensembles de nombre égal de projections. Chaque itération de l’algorithme est alors divisé en sous-itérations, où le ML-EM est appliqué à chaque sous-ensemble [130]. Cette technique de maximisation de l’espérance de sous-ensembles ordonnés (OSEM de l’anglais *ordered subset expectation maximization*) permettant d’accélérer la convergence de l’algorithme et le temps de reconstruction par un facteur égalant le nombre de sous-ensembles. Cependant, il faut garder en tête que l’accélération de l’algorithme se fait au coût d’une quantité accrue de bruit dans la reconstruction, augmentant avec le nombre de sous-ensembles. L’algorithme OSEM sera d’ailleurs employé dans le cadre de cette thèse, et ce, basé sur les travaux de Goulet et collab. utilisant un algorithme ML-EM [96].

Face à l’augmentation de la variance des reconstructions via des algorithmes ML-EM ou OSEM, l’unique critère de faire converger les projections estimées à celles mesurées peut s’avérer insuffisant. Dans ces cas, les algorithmes MAP sont alors utilisés afin de régulariser la convergence de l’algorithme en se servant de connaissances préalables, tel que vu précédemment. Toutefois, il est important de souligner que les algorithmes MAP dépendent grandement du choix de paramètres utilisés, où les paramètres idéaux doivent être déterminés par essai et erreur. De plus, le contrôle du bruit peut dissimuler des éléments ou créer des artéfacts dans la distribution reconstruite [122]. Pour ces raisons, cette approche n’a pas été privilégiée pour les travaux de reconstructions 3D dans cette thèse.

Pour conclure la section, nous pouvons recentrer notre attention sur un élément au coeur de tout algorithme de reconstruction itérative : la matrice de projection \mathbf{A} . Cette matrice se veut une représentation la plus juste et précise possible des conditions réelles d’acquisition de mesures, sans quoi des corrections doivent être apportées à la reconstruction. Certaines approximations sont souvent faites dans la modélisation de la géométrie du volume ou du système de détection afin de limiter la lourdeur computationnelle. Or, il demeure important de savoir qu’une modélisation approximative affecte directement la qualité de la reconstruction.

1.5 Le domaine parallèle des processus de combustion

Au fil de ce chapitre, nous avons exploré le développement de systèmes de dosimétrie à scintillation volumétrique. Par le fait même, nous avons constaté comment l’approche tomographique ainsi que l’introduction d’un système d’imagerie plus ou moins commun, soit la caméra plénoptique, ont marqué cette quête essentiellement académique vers la conception d’un système tomographique idéal. Toutefois, la problématique généralisée au coeur de cette évolution expérimentale n’est bien évidemment pas un défi confiné au domaine de la dosimétrie à scintillation. En effet, le besoin de systèmes capables de mesurer des distributions volumétriques d’émission lumineuse en est un central au domaine de l’étude des processus de combustion (de l’anglais, *combustion diagnostics*). Juste avant d’aborder la description du projet de recherche, nous

allons nous tourner vers ce domaine afin de profiter d'une perspective et expérience expérimentale externe à la dosimétrie, nous permettant ainsi de mieux apprécier l'étendue de la problématique qui anime cette thèse.

1.5.1 Les systèmes tomographiques à imageurs multiples

L'étude des processus de combustion est grandement motivée par l'industrie, s'appliquant à une panoplie de milieux, notamment les centrales électriques, le génie aérospatial et la métallurgie ferreuse [131]. La recherche faite dans le domaine vise à mesurer la distribution de température de flammes afin d'obtenir l'information corrective nécessaire pour optimiser les processus de combustion ou même pour contrôler l'émission de polluants, comme le monoxyde de carbone. Pour ces différentes applications, une grande variété de types de brûleurs sont utilisés. De plus, les différents mélanges de carburants contribuant à la combustion complexifient davantage les caractéristiques de flammes qui en résultent.

Le nerf de la guerre dans ce domaine est de développer une technique de mesure permettant de retrouver la forme complexe de la distribution de température de la flamme étudiée. Les travaux s'y attaquant traitent en partie des modèles radiatifs essentiels pour relier l'information d'une flamme imagée aux processus de chemiluminescence qui sont impliqués, justement pour retrouver cette information corrective par rapport à la combustion [119, 132–134]. Par contre, ce qui nous intéresse dans ces travaux est plutôt la portion traitant des prototypes d'imagerie proposés et les modèles tomographiques employés, souvent référenciés sous le nom de *Computed Tomography of Chemiluminescence* (CTC).

La Figure 1.12 présente quelques prototypes qui ont été proposés dans la littérature. Mohri et collab. ont conçu un système combinant jusqu'à 24 caméras standards distribuées selon un arc partiel s'étendant sur 172.5° autour d'une flamme, tel que présenté à la Figure 1.12A [135]. L'équipe s'est inspirée des travaux de Floyd et collab. en utilisant un tracé de rayons paraxial pour établir leur modèle mathématique d'ECT [132, 133]. Avec leur système, une résolution de 0.3 mm a été atteinte sur un domaine de reconstruction de $190 \times 190 \times 144$ voxels cubiques au moyen d'un algorithme itératif ART. Tel que nous pouvons l'observer à la Figure 1.12A, l'amélioration de la qualité de la reconstruction est plus évidente en passant de $N_q = 3$ à $N_q = 8$ que de $N_q = 8$ à $N_q = 24$, où N_q est le nombre de projections. Quantitativement, des valeurs de coefficient de corrélation 2D de l'ordre de 0.6, 0.8 et 0.9 ont été obtenues avec 3, 8 et 24 projections, respectivement. À titre de référence, le coefficient de corrélation est défini au Chapitre 3 à l'équation 3.5.

Afin de diminuer le nombre de caméras utilisées mais de maintenir multiples projections, Yu et collab. ont proposé deux systèmes. Le premier, présenté à la Figure 1.12B, combine et synchronise l'acquisition de projections d'une flamme par trois caméras dont les points de vue sont multipliés au moyen de miroirs et de prismes [136]. Utilisant le même formalisme

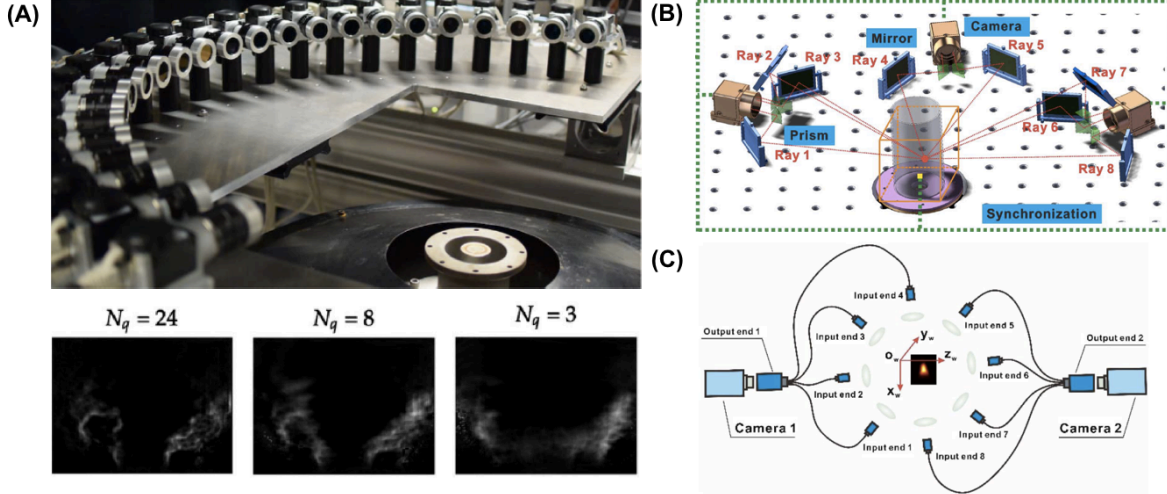


FIGURE 1.12 – Prototypes de systèmes tomographiques à imageurs multiples pour l'étude de processus de combustion proposés par (A) Mohri et collab. [135]; (B) et (C) Yu et collab. [136, 137].

tomographique que Mohri et collab., les reconstructions ont été faites sur un volume discrétisé en $120 \times 120 \times 120$ voxels rectangulaires de $0.5 \times 0.5 \times 1 \text{ mm}^3$. Le deuxième, se trouvant à la Figure 1.12C, utilisait la même technique tomographique mais l'obtention de multiples projections se faisait cette fois-ci via des conduits d'images à fibre optique [137]. Cependant, la résolution de la reconstruction était considérablement différente, cette fois utilisant $60 \times 60 \times 60$ voxels cubiques de 6 mm.

Malgré qu'une quantité importante d'information puisse être acquise via des systèmes à imageurs multiples de ce genre, il demeure que ces systèmes sont complexes dans leur conception expérimentale ainsi que dans leur opération dû à la synchronisation et l'agencement des projections. Pour cette raison, quelques équipes de recherche ont étudié l'utilisation de caméras plénoptiques dans le but de diminuer le nombre de projections nécessaires.

1.5.2 Les systèmes tomographiques avec caméras plénoptiques

Dans les dernières années, différents groupes cherchant à caractériser les processus de combustion se sont tournés vers l'imagerie plénoptique [131, 138–143]. Cependant, Nien et collab. ainsi que Sun et collab., n'utilisant qu'une seule caméra plénoptique pour leurs reconstructions, ont noté la faible résolution spatiale le long de l'axe optique de la caméra. L'approche à une caméra ne s'avérait qu'utile dans le cas de flammes radialement symétriques, dont cette connaissance *a priori* de la géométrie pouvait être utilisée comme contrainte à la reconstruction. De plus, les géométries cylindriques utilisées dans leur modèle tomographique étaient discrétisées avec une résolution très grossière, notamment $4 \times 4 \times 6$ voxels par Sun et collab., $1 \times 7 \times 7$ voxels par Huang et collab. et $1 \times 6 \times 6$ voxels par Niu et collab. [140, 141, 144].

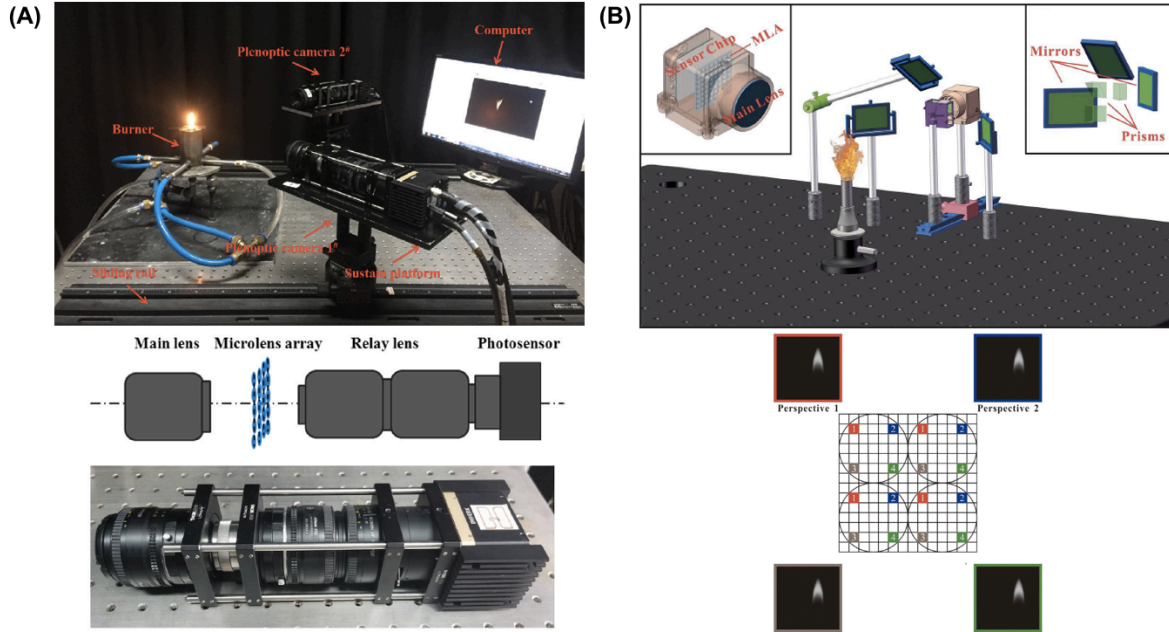


FIGURE 1.13 – Prototypes de systèmes tomographiques avec caméras plénoptiques pour l'étude de processus de combustion proposés par (A) Qi et collab. [131] et (B) Liu et collab. [145].

Plus récemment, Liu et collab. suivis de Qi et collab. ont été les premiers à faire des reconstructions avec multiples projections plénoptiques ; les prototypes expérimentaux sont présentés à la Figure 1.13 [131, 145]. Qi et collab., utilisant un algorithme itératif de moindres carrés, ont reconstruit des distributions de température sur un volume de $20 \times 20 \times 15$ voxels à partir d'acquisitions plénoptiques coplanaires à 90° l'une de l'autre. Tel que montré à la Figure 1.13, les caméras plénoptiques étaient de type 2.0 mais modifiées pour éloigner davantage le capteur de la matrice de microlentilles. Liu et collab. ont utilisé des algorithmes ART et ML-EM dans le cadre de leur étude, reconstruisant un volume de $1.3 \times 1.0 \times 1.0 \text{ cm}^3$ discrétisé en $80 \times 40 \times 40$ voxels. Les projections étaient obtenues avec un montage similaire à Yu et collab. ; les caméras plénoptiques étaient plutôt de type 1.0. Il est intéressant de noter qu'au lieu d'utiliser les images plénoptiques brutes pour la reconstruction, les différentes images de perspective obtenues à partir des micro-images de celles-ci ont servi de projections pour la reconstruction tomographique, tel que montré à la Figure 1.13B.

1.5.3 Les flammes et la dosimétrie à scintillation

Le parallèle entre ces deux domaines de recherche est très pertinent à faire dans le cadre de cette thèse. Malgré que la géométrie d'émission diffère, les flammes étant dans l'air et l'émission fluorescente dans un volume scintillant translucide, le problème tomographique de retrouver la distribution 3D de lumière émise est très semblable. Dans les deux cas, il y a d'ailleurs des contraintes expérimentales qui limitent le placement de caméras ou autres

composants optiques, comme la température de la flamme étudiée ou l'angle d'incidence du faisceau de radiation. Ce parallèle met donc la table pour définir la problématique commune de ces domaines, notamment celle de la conception des systèmes tomographiques à imageurs multiples utilisés pour mesurer des distributions 3D d'émission lumineuse.

1.6 Description du projet de recherche

1.6.1 Problématique spécifique

En introduction de cette thèse, il a été question de la complexité croissante des traitements dynamiques en radiothérapie externe et, conséquemment, celle des distributions de dose de radiation qui en résultent. Cette problématique du domaine a motivé le développement de maintes techniques de mesure tridimensionnelle de la dose, dont celles se cadrant sous la bannière de la dosimétrie à scintillation volumétrique.

En forme, nous avons constaté que le défi que pose cette technique de dosimétrie est très similaire à celui rencontré dans l'étude des processus de combustion. Dans ces domaines parallèles, la route vers une solution optimale a, jusqu'à présent, impliqué deux concepts fondamentaux : (1) l'utilisation de multiples imageurs (ou perspectives, dans le cas de la caméra plénoptique) et (2) la reconstruction itérative. Cependant, le mariage de ces concepts a impliqué dans le processus de développement de prototypes expérimentaux les obstacles inhérents suivants :

- Une lourdeur de prototypes expérimentaux parfois non idéaux et non appuyés par des modèles simulés ;
- Un coût de développement élevé dû aux multiples essais expérimentaux ;
- Un modèle tomographique approximatif des systèmes d'imagerie (p. ex., par tracé de rayons paraxial ou l'utilisation d'un modèle *pinhole*) ;
- Un choix de caméra ou composant optique souvent non optimal ;
- L'introduction de facteurs correctifs ou de dépendances externes du système de mesure pour remédier à ses limites ;
- Une flexibilité limitée quant aux changements apportés au prototype expérimental.

Nous en arrivons donc à la problématique spécifique sur laquelle se base ce projet doctoral.

Problématique spécifique

Comment concevoir des systèmes d'imagerie pour mesurer la distribution tridimensionnelle de lumière émise à l'intérieur d'un volume translucide ?

D'autant plus, lorsqu'appliquée au domaine de la dosimétrie à scintillation volumétrique, cette problématique implique la conception de systèmes compatibles avec les contraintes cliniques des techniques modernes de traitement en radiothérapie externe.

1.6.2 Objectif de la thèse

En lumière des obstacles cités précédemment, nous pouvons raffiner la formulation de la problématique. Comment concevoir ces systèmes *efficacement*? Comment les concevoir avec un modèle tomographique représentatif des conditions de mesures réelles? Comment savoir qu'un système d'imagerie est optimal pour l'application donnée? Ultimement, nous souhaitons avoir la flexibilité de nous poser les questions suivantes : pouvons-nous faire mieux? Si oui, à quel coût? Face à cette problématique multifacette, l'objectif de la thèse est le suivant :

Objectif de la thèse

Établir un processus de conception de systèmes tomographiques à imageurs multiples permettant de :

1. Simuler l'acquisition de projections pour les divers types de caméras employées ;
2. Établir un modèle tomographique représentatif des processus d'optique imageante ;
3. Mettre en application des prototypes expérimentaux pour la dosimétrie à scintillation volumétrique.

L'utilisation d'un logiciel de conception, ou *design*, optique est centrale au processus de conception élaboré dans le cadre de cette thèse. Le Chapitre 2 portera d'ailleurs sur ce sujet. La principale contribution originale de cette thèse est celle d'établir des modèles tomographiques de systèmes d'imagerie parfois complexes utilisés pour une application en tomographie à émission, et ce, au moyen d'une utilisation novatrice d'un logiciel de conception optique. Cette étape importante dans le processus de conception d'un prototype expérimental pousse l'utilisation de ce type de logiciel au-delà de celle typique et prend place dans un environnement déjà parfaitement adapté à l'optimisation de systèmes d'imagerie et d'émission.

Chapitre 2

L'implémentation du processus de conception

2.1 L'utilisation d'un logiciel de conception optique

2.1.1 La conception d'un système optique par tracé de rayons

Le logiciel de conception optique est un outil à la fois important et versatile pour le design de systèmes optiques, qu'ils soient simples ou très complexes. Utilisé dans le milieu académique mais surtout industriel, ce type de logiciel, tel OpticStudio de Zemax ou CODE V de Synopsys, est basé sur le tracé de rayons au travers d'un système, permettant d'évaluer sa performance optique d'imagerie ou d'illumination en fonction de l'application et des spécifications visées. Dans le cadre de cette thèse, OpticStudio est le logiciel ayant servi à établir un processus de conception pour des systèmes tomographiques imageants. La Figure 2.1 présente un exemple de fenêtre de travail montrant l'interface graphique d'OpticStudio. Les fonctionnalités d'OpticStudio incluent :

- Le design de prototypes virtuels réalistes, que ce soit pour une application en optique imageante ou en illumination ;
- L'analyse des aberrations optiques dégradant la qualité d'image ou la performance du système ;
- La simulation d'images photoréalistes pour un système d'optique imageante ;
- L'optimisation des composants selon la performance désirée et les contraintes de design ;
- Le tolérancement des composants optiques afin de tenir compte des limites de fabrication et d'assemblage dans le design du système.

Il est important de revenir à la base de ces logiciels. En fait, l'outil le plus essentiel pour une conceptrice ou un concepteur optique est celui du tracé de rayons, c'est-à-dire la propagation

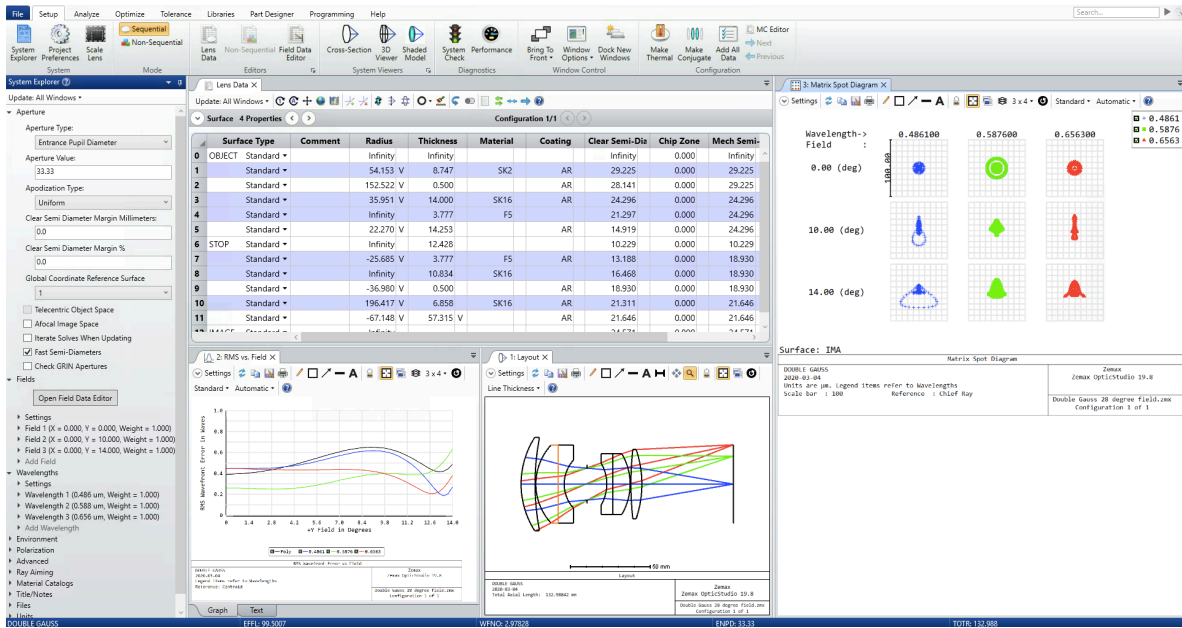


FIGURE 2.1 – Fenêtre de travail pour le design d’un objectif de type *double Gauss* montrant l’interface graphique d’OpticStudio ainsi que ses différentes fonctionnalités.

de rayons individuels de lumière au travers d’un système optique. Dans le Chapitre 1, il a parfois été question de tracé *paraxial* de rayons, impliquant plusieurs approximations de petits angles et hauteurs, où $\tan(\theta) = \theta$ et $\sin(\theta) = \theta$ pour tous les angles. Cependant, cette approximation est souvent difficilement généralisable sur tout un système optique, menant à la propagation d’erreurs lorsque l’angle des rayons augmente. De plus, l’utilisation de tracé paraxial de rayons pour la modélisation d’un système, quoique parfois justifiée, limite la flexibilité aux changements du design afin de conserver la validité de cette approximation.

Les logiciels de conception optique, bien qu’ils offrent l’option de tracé paraxial pour une évaluation grossière et rapide du système, sont plutôt des outils de tracé *réel* de rayons. Le tracé réel permet de réduire l’effet des erreurs paraxiales et tient compte de la forme réelle des surfaces optiques, permettant une meilleure modélisation de la réfraction des rayons hors-axes dans celles-ci [146]. Le tracé réel dans OpticStudio peut se faire selon différents *modes* que nous allons différencier à l’instant.

2.1.2 Les modes de tracé de rayons

Les modes de tracé de rayons offerts dans OpticStudio sont les modes séquentiel, non séquentiel et hybride, le dernier étant un mélange des deux précédents [147]. Ces modes diffèrent dans les phénomènes optiques qu’ils permettent de modéliser et dans le temps qu’une modélisation précise requiert.

Le mode séquentiel

Tel que l'implique son nom, le mode séquentiel trace les rayons de façon *séquentielle* d'une surface optique à une autre. À cet effet, les lentilles ou autres éléments optiques sont modélisés par des surfaces séparées par des milieux réfractifs. Les rayons sont lancés d'un plan objet puis sont propagés, selon l'ordre prédéfini des surfaces, jusqu'à un plan image par réfraction et réflexion, impliquant que l'axe optique du système peut être dévié. Il est important de souligner que cette modélisation est tridimensionnelle : les éléments optiques existent à une position (x, y, z) dans l'espace 3D au travers duquel les rayons sont tracés. Ce mode est particulièrement d'intérêt pour simuler des systèmes d'optique imageante.

Le mode non séquentiel

Dans le mode non séquentiel, les rayons ne sont pas propagés au travers des composants optiques selon un ordre séquentiel. Les composants interceptés par les rayons — modélisés comme des objets 3D et non des séquences de surfaces — sont plutôt déterminés basés sur leur position et leurs propriétés en fonction de la direction de propagation des rayons. Contrairement au mode séquentiel, les rayons peuvent être séparés, diffusés ou réfléchis vers un objet qu'ils ont déjà intercepté. Ce mode, somme toute plus complet, est particulièrement intéressant pour la modélisation de systèmes d'illumination ou de lumière diffusée ou parasite.

Le mode hybride

Enfin, le mode hybride permet un mélange de ces deux approches. Le mode de tracé de rayons dominant est celui séquentiel dans lequel nous pouvons insérer des groupes dits non séquentiels, à l'intérieur des limites desquelles le tracé de rayons est purement non séquentiel.

2.1.3 Les limites de modélisation optique

Dans le cadre de l'utilisation d'un logiciel de conception optique, il est important de souligner le concept de *précision radiométrique*, c'est-à-dire la précision de modélisation atteinte en fonction du nombre discret de rayons utilisés. Pour la simulation d'image, la précision radiométrique se caractérise par la stabilité du signal enregistré par chaque pixel. Malgré l'allure plus complète de simulation du mode non séquentiel, un nombre énorme de rayons, de l'ordre de quelques dizaines de millions, peut être nécessaire pour faire une modélisation précise, sans quoi le résultat est simplement incomplet ou trop bruité pour en faire une analyse utile. Dans le cas du mode séquentiel, une précision radiométrique adéquate peut être atteinte avec quelques milliers de rayons seulement. De plus, dans le mode séquentiel, seulement les rayons passant par le diaphragme d'ouverture, c'est-à-dire le *stop*, sont tracés. Ceci représente un avantage considérable en efficacité en comparaison avec le mode non séquentiel dans lequel les rayons doivent être dirigés manuellement. Pour cette raison, dans le cadre de cette thèse, l'approche hybride a été privilégiée pour la simulation de systèmes plénoptiques, qui sera explicitée à la

Section 2.3. En ce qui a trait au volume de scintillateur plastique, un acte de congrès publié dans le cadre de *Imaging and Applied Optics* de l'OSA a fait l'état des options de simulation possibles dans OpticStudio pour des volumes translucides de ce genre [148]. Cette publication se trouve à l'Annexe A. Cependant, l'approche séquentielle a été retenue étant donné l'efficacité très faible du tracé de rayons non séquentiel pour l'émission de rayons d'un voxel jusqu'au capteur pour les systèmes d'imagerie simulés.

Outre la précision radiométrique, il peut être noté que la modélisation d'un système optique avec un logiciel de tracé de rayons est fonction de la charge computationnelle et, conséquemment, du temps qui sont investis pour atteindre une précision désirée. Par exemple, un spectre polychromatique peut être étudié pour un système donné au lieu d'un spectre monochromatique. Dans le mode séquentiel, un spectre polychromatique discret est simulé, et un certain nombre de rayons est envoyé pour chaque longueur d'onde du spectre en fonction de leur pondération relative. Dans le mode non séquentiel, il est plutôt possible d'employer un spectre polychromatique continu, mais un nombre important de rayons est nécessaire afin de modéliser les effets chromatiques du système. Un autre exemple affectant la précision de modélisation est celui de la diffraction. Dans le mode séquentiel, Zemax offre des options de modélisation pour tenir compte des effets diffractifs présents dans un système optique, mais celles-ci alourdissent la charge de tracé de rayons inutilement si une modélisation géométrique s'avère suffisante pour le système simulé.

Une limite à noter d'un logiciel de conception optique a trait au détecteur ou, plus particulièrement, à la formation de l'image simulée. Le détecteur est défini par sa taille et le nombre de pixels qui le forment. L'image simulée résultante est strictement fonction de la quantité d'énergie, c'est-à-dire des rayons incidents intégrés, sur chaque pixel. Dans la simulation d'image, des effets de diaphonie entre pixels ou autre effet électronique du capteur pouvant modifier comment le signal d'intensité lumineuse est transformé en courant électrique ne seront pas pris en compte.

2.2 L'agencement des simulations optiques et de la reconstruction itérative

Étant maintenant plus familiers avec les logiciels de conception optique, nous allons considérer comment OpticStudio a servi pour établir des modèles tomographiques, dont les notions théoriques ont été introduites à la Section 1.4.

2.2.1 Le calcul des éléments de la matrice de projection

Le calcul des éléments $a_{i,j}$ de la matrice de projection \mathbf{A} , modélisant la contribution relative d'un voxel 3D du scintillateur discrétisé à chaque pixel 2D du capteur d'une caméra donnée selon l'équation 1.8 à la page 32, a été implémenté en utilisant les fonctionnalités de simulation

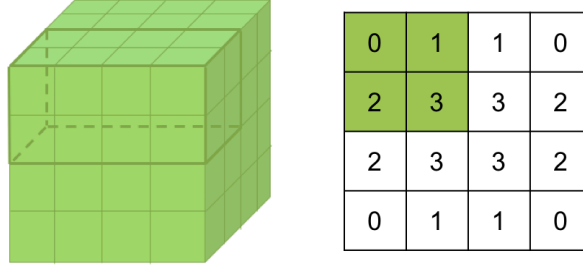


FIGURE 2.2 – Exploitation de la symétrie radiale d’un système tomographique pour le calcul partiel des éléments de la matrice de projection.

d’images d’OpticStudio. Une fois le prototype virtuel d’un système optique établi, incluant un volume à indice de réfraction fixe n représentant un volume de scintillateur plastique (et tout autre matériel l’entourant, le cas échéant), un tracé de rayons a été fait à partir de chaque source, c’est-à-dire chaque voxel, afin d’obtenir la distribution d’énergie enregistrée sur le senseur. C’est cette distribution qui nous fournit la contribution de chaque voxel j à chaque pixel i . De cette façon, les éléments de la matrice sont calculés colonne par colonne. Un acte de congrès publié dans le cadre de *Optics+Photonics* du SPIE, se trouvant à l’Annexe B, décrit plus en détails les étapes incrémentales servant à la génération de la matrice de projection et fournit une caractérisation des compromis impliqués entre le nombre de rayons tracés, le bruit résultant des pixels et le temps requis [149].

Le processus décrit ci-haut a été automatisé à l’aide d’une macro écrite en langage de programmation Zemax (ZPL de l’anglais *Zemax programming language*). Pour chaque voxel, OpticStudio simule l’image complète au senseur de la caméra, enregistrée en fichier texte. Étant donné que chaque voxel ne contribue qu’à un petit nombre de pixels sur le senseur, les données générées pour un voxel donné sont aussitôt converties en un fichier de type *sparse*, c’est-à-dire en un fichier conservant seulement les valeurs et positions des entrées non nulles. Cette conversion immédiate facilite la manipulation subséquente des fichiers et, surtout, diminue significativement leur stockage en mémoire, passant de plusieurs MB par fichier à quelques kB. Afin de limiter davantage la taille de la matrice de projection qui sera construite à partir de ces fichiers, les données ont été stockées en nombres à virgule flottante de précision 32 bits.

Deux approches se sont avérées utiles dans l’implémentation de ce processus de conception afin d’établir des modèles tomographiques plus rapidement. Lorsque le système tomographique, combinant le volume émetteur et la caméra, est radialement symétrique par rapport à l’axe optique, cette symétrie peut être exploitée pour ne calculer qu’une fraction des éléments $a_{i,j}$, tel qu’il est montré à la Figure 2.2 pour le quart des voxels. Les contributions des voxels correspondants sont alors obtenues en appliquant les transformations nécessaires. Cette approche était possible étant donné la géométrie du volume émetteur cubique modélisé dans le cadre de cette thèse. Cependant, elle était difficilement applicable dans le cas des imageurs plénoptiques

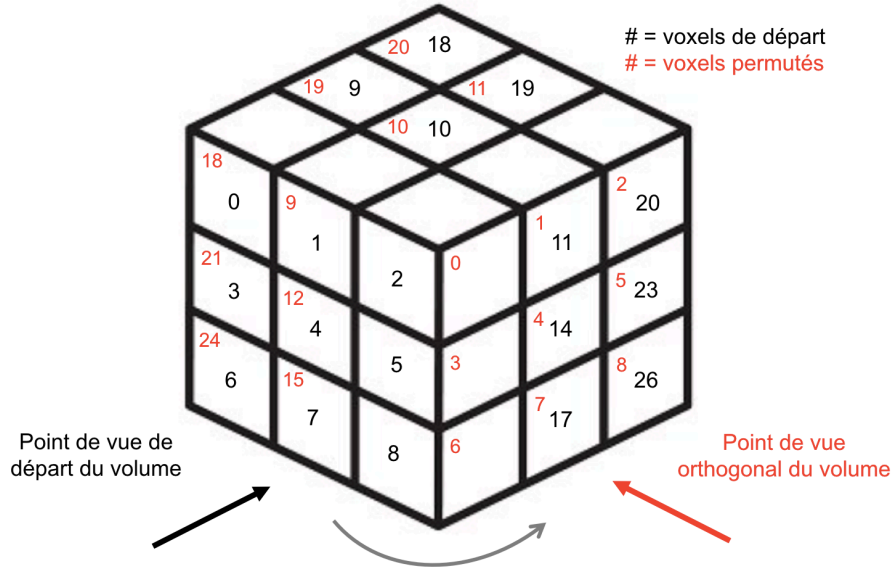


FIGURE 2.3 – Correspondance des indexations de voxels pour l’obtention de la matrice de projection d’un point de vue perpendiculaire par permutation de colonnes.

étant donné la perte de symétrie au niveau de la matrice de microlentilles. Néanmoins, l’idée d’exploiter les symétries du système est importante pour diminuer les calculs redondants et accaparants en temps. Ceci peut sauver jusqu’à plusieurs heures, voire des jours, de calcul, où le temps total requis est fonction de la résolution de discrétisation utilisée dans le modèle tomographique, le nombre de rayons tracés pour chaque voxel ainsi que le mode de tracé de rayons employé.

Une seconde approche concerne la modélisation de systèmes à multiples imageurs à des positions perpendiculaires par rapport au volume émetteur. Assumant que l’axe optique de chaque caméra se croise au centre du volume émetteur, la géométrie cubique du volume peut être exploitée pour obtenir la matrice de projection pour chaque caméra à partir des données de tracés de rayons calculées pour un seul des points de vue. Ceci est accompli par permutation des colonnes de la matrice de projection originale afin d’obtenir le point de vue désiré. La Figure 2.3 schématise cette permutation.

2.2.2 La simulation des projections

La simulation d’un système tomographique à imageurs multiples n’implique pas seulement d’établir un prototype optique virtuel, mais également de pouvoir acquérir des projections avec ce système simulé. Étant donné la transformation linéaire que représente notre matrice de projection \mathbf{A} , nous pouvons être tentés de simplement utiliser l’équation 1.8 du Chapitre 1 afin d’obtenir des projections simulées et ainsi évaluer sa performance tomographique. Toutefois, cette approche, portant le nom du *crime inverse*, a pour effet de biaiser positivement la

capacité de reconstruction du système [150, 151]. En effet, en obtenant une projection \vec{y} à partir d'une distribution de référence \vec{x} et d'une matrice de projection \mathbf{A} donnée, nous utilisons la même information théorique pour synthétiser nos données, c'est-à-dire obtenir \vec{y} , que pour les inverser, c'est-à-dire faire la reconstruction. Cette approche est toutefois présente dans la littérature et a pour impact de surestimer la performance d'un système simulé en vue de son implémentation expérimentale [145, 152].

Dans le cadre de cette thèse, les projections ont plutôt été simulées à partir des prototypes virtuels des caméras modélisées dans OpticStudio. Pour la reconstruction d'une distribution de référence donnée $\vec{x} \in \mathbb{R}^3$, \vec{x} est rééchantillonnée à une résolution plus fine de façon égale selon chaque axe, p. ex. d'un facteur 4 impliquant que le nombre total de voxels passe de m à $4^3 m$. Chaque tranche perpendiculaire à l'axe optique de cette distribution sert alors de source lumineuse : un tracé de rayons est effectué à partir de chacune des tranches 2D (le plan objet) jusqu'au capteur de la caméra (le plan image). La projection simulée \vec{y}' représentant l'image acquise de la distribution de référence par le prototype virtuel de la caméra est obtenue par la superposition du résultat des tracés de rayons. Cette simulation des projections \vec{y}' , qui sera abordée plus en détails à la Section 3.5, permet d'éviter l'introduction d'un biais positif sur la performance des prototypes virtuels que nous cherchons à évaluer.

Afin d'illustrer l'effet trompeur du *crime inverse* sur la qualité des reconstructions, nous pouvons considérer un exemple fait à partir de projections obtenues avec un système à une seule caméra standard utilisée dans le cadre des travaux présentés au Chapitre 3. Des reconstructions ont été faites pour une distribution de référence de forme simple, soit une colonne rectangulaire trouée au centre du volume émetteur (voir Figure 2.4A). D'une part, une projection synthétique \vec{y} a été obtenue simplement par multiplication matricielle selon l'équation $\vec{y} = \mathbf{A}\vec{x}$. D'autre part, une projection \vec{y}' simulée dans OpticStudio a été obtenue tel que décrit précédemment à partir d'une distribution rééchantillonnée \vec{x}' . Une reconstruction itérative a été effectuée à partir de chaque projection. La Figure 2.4B présente les valeurs de coefficient de corrélation obtenues en comparant les tranches 2D de chaque reconstruction à celles de la distribution de référence. Pour le même modèle tomographique, c'est-à-dire la même matrice de projection, nous observons que la reconstruction obtenue à partir de la projection synthétique se rapproche nettement plus de la distribution de référence. La Figure 2.4B illustre donc le biais positif résultant du *crime inverse* qui peut s'insérer dans la simulation de systèmes tomographiques et l'évaluation subséquente de leur performance.

2.2.3 L'implémentation avec Python

En parallèle à l'utilisation d'OpticStudio pour le processus de conception élaboré dans le cadre de cette thèse, Python a joué un rôle tout aussi central, notamment dans la gestion des données, la construction des matrices de projection et la reconstruction itérative. La Figure 2.5 présente comment le logiciel de conception optique a été sollicité au travers des étapes implémentées

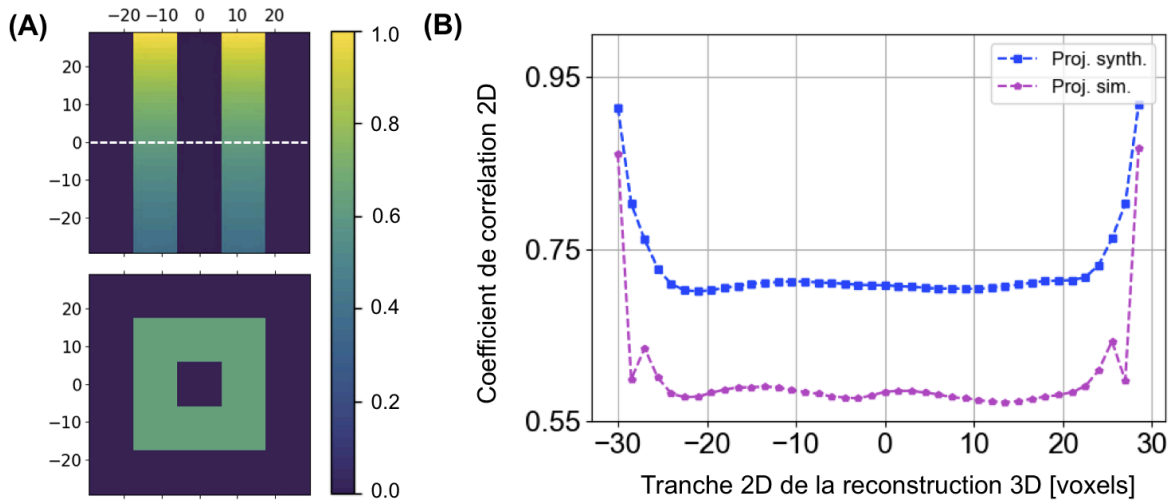


FIGURE 2.4 – (A) Tranches 2D centrales de la distribution de référence normalisée : tranches perpendiculaires à l’axe optique de la caméra (haut) et tranches utilisées pour le calcul du coefficient de corrélation 2D (bas) ; (B) Impact du crime inverse : la projection synthétique obtenue par multiplication matricielle introduit un biais positif dans la qualité de la reconstruction.

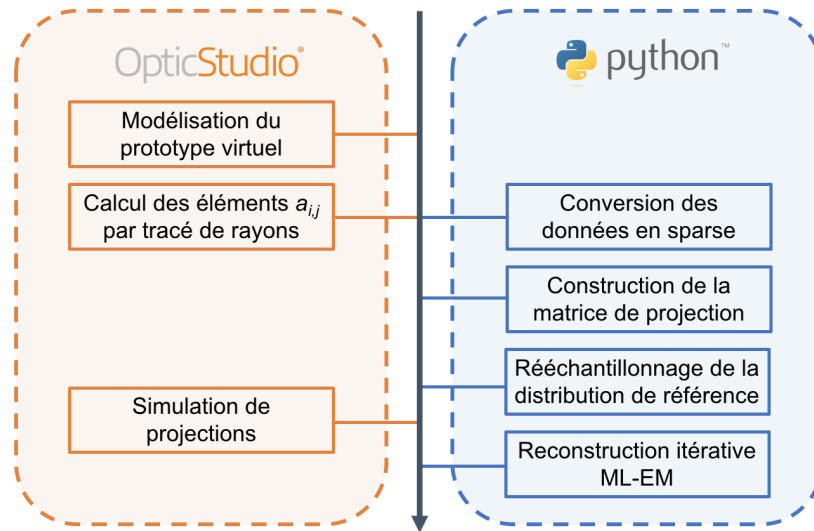


FIGURE 2.5 – Complémentarité de l’utilisation d’OpticStudio et de l’implémentation Python pour la simulation de systèmes tomographiques à optique imageante (images des logos prises de [153, 154]).

dans Python pour la modélisation d’un prototype virtuel et la simulation subséquente de reconstructions tomographiques.

Tel qu’il sera explicité dans les Chapitres 3 et 4, l’algorithme itératif de reconstruction employé est celui de ML-EM, dont la structure itérative a été présentée à la Figure 1.11. Lorsque le système tomographique comportait plus d’un imageur, l’algorithme OSEM a été employé,

chaque projection correspondant à un sous-ensemble traité séparément par l'algorithme. Il est important de souligner que, malgré que le choix d'algorithme influence la qualité des reconstructions tomographiques obtenues à partir d'un système donné, le processus de conception peut être utilisé avec un autre algorithme itératif de façon équivalente. Aussi, pour les travaux présentés dans cette thèse, aucune contrainte n'est imposée sur les reconstructions : les reconstructions sont faites strictement à partir des projections simulées ou expérimentales qui sont fournies en entrées à l'algorithme.

Le Chapitre 3 présentera des travaux de simulation faits à partir de l'implémentation décrite dans cette section.

2.3 Un prototype expérimental à multiples projections plénoptiques

Le Chapitre 4 présentera les travaux de mise en application du processus de conception pour un système tomographique à multiples projections plénoptiques. En amont de ce chapitre, cette section nous permet d'abord d'approfondir certains détails quant au prototype expérimental développé et de sa modélisation optique.

2.3.1 La sélection de la caméra plénoptique multifocus

Considérant l'intérêt croissant pour l'utilisation des caméras plénoptiques à des fins tomographiques pour la mesure 3D d'émission lumineuse, nous voulions valider la mise en application expérimentale de notre processus de conception avec ce type de caméras. Deux options se présentaient à nous, soit concevoir nos propres caméras plénoptiques ou utiliser des caméras disponibles commercialement. Cependant, malgré que des matrices de microlentilles soient disponibles ou puissent être fabriquées sur mesure, l'utilisation de caméras plénoptiques commerciales avec des spécifications connues était plus pratique pour démontrer la faisabilité du processus de conception et de son implémentation expérimentale. De plus, étant donné les déplacements du prototype impliqués dans les mesures anticipées en radiation, l'intégration d'une caméra commerciale permettait un montage expérimental plus robuste.

La caméra plénoptique employée dans le cadre des travaux du Chapitre 4 en est une multifocus, dont le concept a été discuté à la Section 1.3.4. La caméra est le modèle R42 de la compagnie Raytrix (Raytrix GmbH, Kiel, Allemagne) qui est montré à la Figure 2.6. Cette caméra est composée d'une matrice de microlentilles entrelacées à trois focales différentes et distribuées selon un patron hexagonal, chaque microlentille ayant un diamètre de 78.5 μm . Les spécifications de la caméra R42 sont fournies dans le Tableau 2.1 [155].

Quant aux spécifications du Tableau 2.1, quelques éléments ont davantage motivé le choix de ce modèle. Toutefois, il faut souligner que les spécifications n'ont pas toutes été exploitées à



FIGURE 2.6 – Le modèle R42 d’une caméra plénoptique multifocus de la compagnie Raytrix (les dimensions ont été ajoutées à une image prise de [155]).

TABLE 2.1 – Spécifications du modèle R42 d’une caméra plénoptique multifocus de la compagnie Raytrix [155].

Modèle	R42 monochromatique
Senseur	CMOS de type 2/3", 7716 × 5364 pixels carrés de 1.12 μm
Microlentilles	Ouverture de $f/\# = 2.8$
Images	16 bit
Profondeur de champ	6× le DOF d’une caméra standard
Connecteurs	Câble USB 3.0

leur plein potentiel dans le cadre de cette thèse, mais que certaines ont tout de même motivé la sélection du modèle R42 en vue de travaux futurs. Premièrement, le capteur monochromatique était une priorité, permettant d’optimiser l’utilisation des pixels sur le capteur indépendamment du spectre d’émission de la source lumineuse à imager. Aussi, nous voulions une caméra plénoptique avec une bonne capacité de collecte de lumière sans nécessiter un temps d’intégration trop élevé, correspondant à une ouverture de $f/\# = 2.8$ et une fréquence d’acquisition jusqu’à 7 Hz dans le cas de la caméra R42. De plus, nous souhaitions profiter d’images avec une plage dynamique intéressante afin de permettre une meilleure résolution en dose relative dans les distributions reconstruites. À cet égard, les images de la caméra R42 nous offraient une profondeur de pixels de $2^{16} = 65\,536$.

Enfin, nous pouvons souligner la taille très petite des pixels du capteur, soit de 1.12 μm , résultant en des images plénoptiques brutes de 80 MB. Dans le cadre du Chapitre 4, les pixels sont rééchantillonnés en 4×4 pixels résultant en une taille effective de 4.48 μm puisque la résolution spatiale du capteur dépasse celle requise dans le cadre des reconstructions.

Un objectif de caméra à longueur focale fixe de 35 mm pouvant opérer à $f/\# = 2.8$ a été utilisé, soit l’objectif C Series 5MP 35mm (Edmund Optics, New Jersey, États-Unis). La motivation

principale de l'utilisation de cet objectif était la possibilité d'obtenir son modèle *blackbox*, c'est-à-dire un fichier comprenant toute l'information nécessaire au tracé réel de rayons tout en protégeant la propriété intellectuelle d'un design optique. Nous pouvions directement intégrer ce fichier *blackbox* à la modélisation optique du système complet dans OpticStudio, tel qu'il sera discuté à la Section 2.3.3.

2.3.2 La construction d'un fantôme pour la dosimétrie à scintillation volumétrique

Dans le cadre des travaux présentés au Chapitre 4, la validation expérimentale d'un prototype de système tomographique à projections multiples est faite en intégrant une seule caméra plénoptique au montage. Le choix a été fait d'acquérir des projections perpendiculaires du volume scintillant en utilisant la rotation du statif et du collimateur de l'accélérateur et non en employant des caméras à différentes positions par rapport au volume scintillant. La raison pour cela est que, dans son état actuel, le code de reconstruction itérative n'est pas optimisé pour gérer la mémoire requise par la manipulation de trois matrices de projection simultanément. Même pour trois caméras du même modèle, les différences au niveau de la matrice de microlentilles nécessitent qu'une matrice de projection spécifique à chaque caméra soit calculée et, conséquemment, utilisée pour sa projection correspondante lors de la reconstruction.

Néanmoins, en n'utilisant qu'une seule caméra dans le montage, nous pouvions mieux valider la mise en application expérimentale du processus de conception en assurant un alignement fin de la caméra avec le fantôme. Ensuite, nous pouvions exploiter la méthode de permutation des colonnes, présentée à la Section 2.2.1, afin d'obtenir les matrices de projection pour les points de vue perpendiculaires.

La Figure 2.7 présente la géométrie et construction du fantôme qui ont permis d'obtenir trois projections perpendiculaires à partir d'une seule caméra. Au centre du fantôme se trouve un cube de scintillateur plastique de $10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$ (EJ-260 : Eljen technology, Texas, États-Unis) confiné à l'intérieur de plaques rectangulaires transparentes en acrylique. Pour reproduire l'acquisition de trois projections plénoptiques à positions perpendiculaires, il fallait assurer une symétrie de l'épaisseur du matériel diffusant sur le dessus et sur le côté arrière du volume scintillant, correspondant aux deux angles d'entrée du faisceau de radiation, soit à 0° et 90° respectivement. Par soucis de robustesse et d'alignement, le fantôme était fixé sur la plaque optique, tel que montré à la Figure 2.7.

2.3.3 Les modélisations optique et tomographique du prototype expérimental

Pour obtenir la modélisation tomographique du prototype expérimental, une simulation optique complète du système a été implémentée dans OpticStudio. La Figure 2.8 montre la sché-

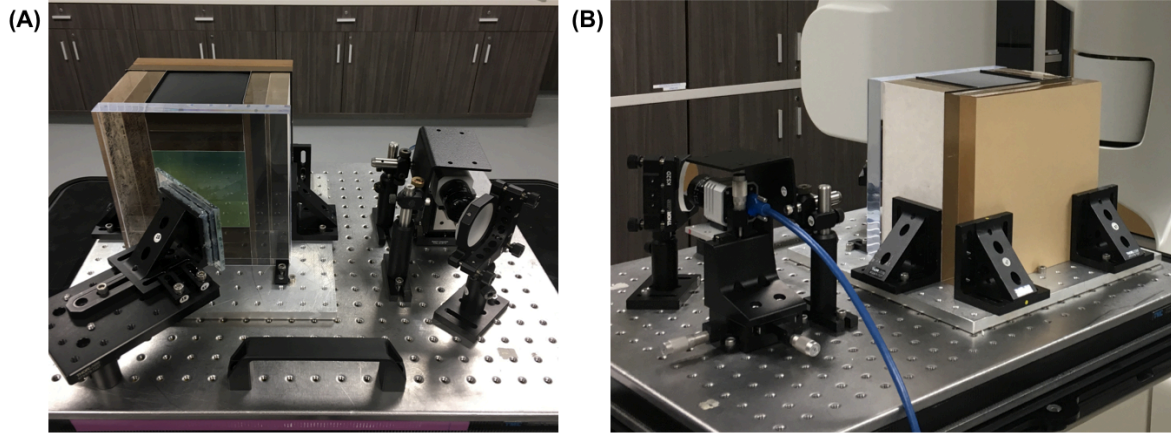


FIGURE 2.7 – Vue de (A) devant et (B) derrière du fantôme composé d’un scintillateur plastique cubique confiné à l’intérieur de plaques transparentes en acrylique.

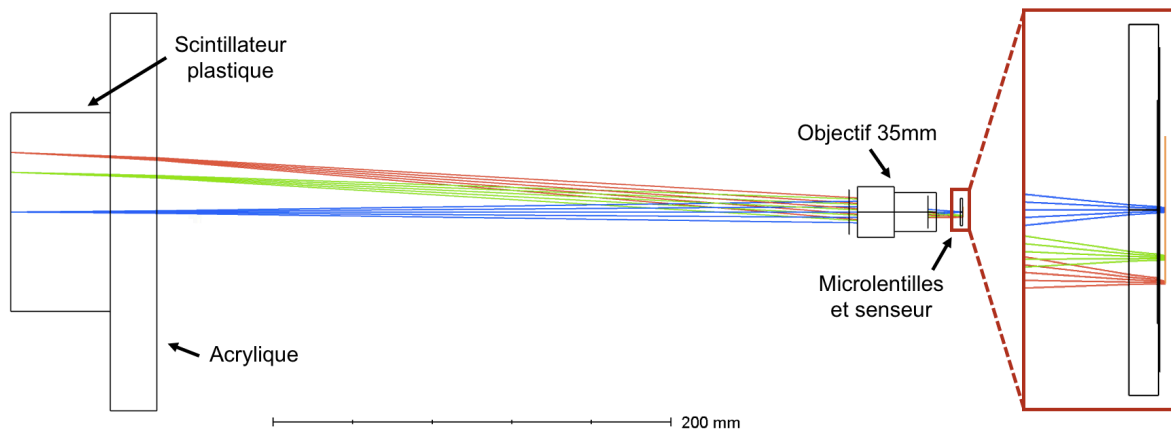


FIGURE 2.8 – Schématisation optique du système combinant le fantôme et la caméra plénop-tique multifocus du prototype expérimental.

matisation optique du système simulé. Nous pouvons observer que les composants optiques de l’objectif de la caméra ne sont pas visibles. Plutôt, les boîtes rectangulaires identifiées sur la figure représentent le modèle *blackbox* de celui-ci fourni par la compagnie, permettant une meilleure modélisation de sa capacité imageante. La partie de l’image qui a été agrandie pour mieux voir la matrice de microlentilles et le senseur correspond d’ailleurs au groupe non séquentiel de la modélisation : ce n’est qu’à l’intérieur des limites de celui-ci que les rayons sont tracés de façon non séquentielle. Autrement, les rayons sont tracés de façon séquentielle. Les miroirs utilisés dans le montage n’ont pas été intégrés dans le modèle, mais la distance entre la caméra et le fantôme est la même.

Afin de modéliser les microlentilles, il a été possible d’extraire les paramètres pertinents au moyen du logiciel *RxLive* de Raytrix par le processus de calibration de la matrice de microlentilles. Cette étape implique l’acquisition d’une image de lumière uniforme à l’aide d’un disque

TABLE 2.2 – Paramètres de calibration de la matrice de microlentilles de la caméra plénoptique R42 de Raytrix employée dans le prototype expérimental. Les valeurs de décalage et de rotation de la matrice de microlentilles par rapport au capteur sont dans le plan XY, avec l’axe Z parallèle à l’axe optique pointant vers l’espace objet.

Décalage horizontal (μm)	Décalage vertical (μm)	Diamètre (μm)	Rotation (deg)
+34.547	+19.470	78.487	-0.0283

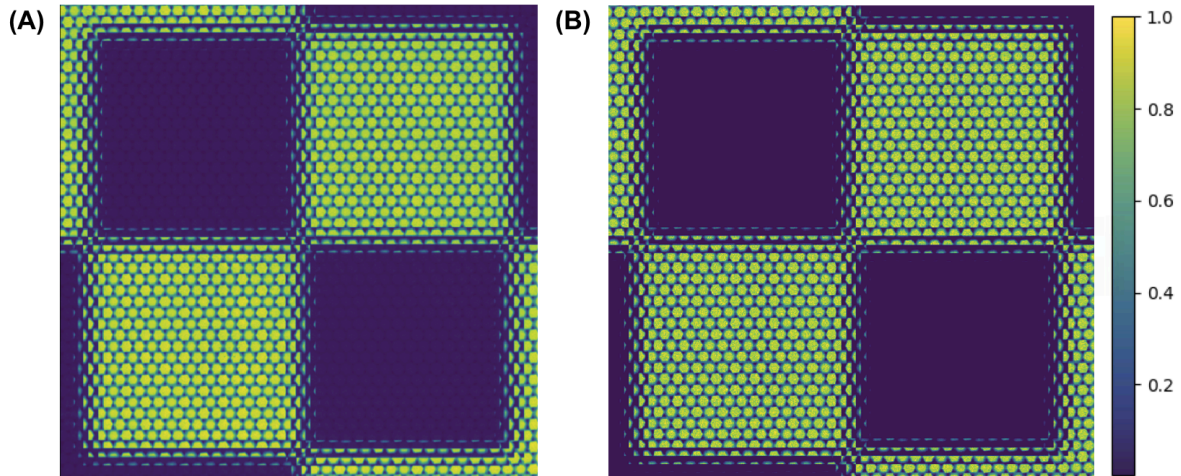


FIGURE 2.9 – Comparaison de la multiplicité par l’acquisition d’image d’une cible par la caméra plénoptique multifocus (A) réelle versus (B) simulée.

diffuseur fourni par Raytrix placé devant l’objectif de la caméra, lequel est illuminé par une lumière blanche. Cette calibration permet de déterminer le décalage et la rotation de la matrice par rapport au capteur. Ces paramètres pour la caméra employée sont présentés dans le Tableau 2.2.

La Figure 2.9 montre une cible qui a servi pour faire correspondre la multiplicité (voir l’équation 1.7) entre la vraie caméra plénoptique (Figure 2.9A) et celle simulée (Figure 2.9B). Cette figure montre d’ailleurs la ressemblance entre une image simulée et une image expérimentale. Il peut être observé que l’image simulée a une allure légèrement plus granulaire ; cet effet est dû au nombre restreint de rayons utilisés pour la simulation de l’image.

La Figure 2.10 présente la complémentarité de l’utilisation d’OpticStudio et de l’implémentation Python, cette fois adaptée à la modélisation d’un prototype expérimental intégrant une caméra plénoptique de Raytrix. En comparaison avec le cas d’un système strictement simulé tel que présenté à la Figure 2.5, ce processus ajoute l’étape de calibration de la matrice de microlentilles pour l’extraction des paramètres optiques nécessaires à la modélisation. Cette modélisation du système optique est ajustée suite à la comparaison entre des images pléno-

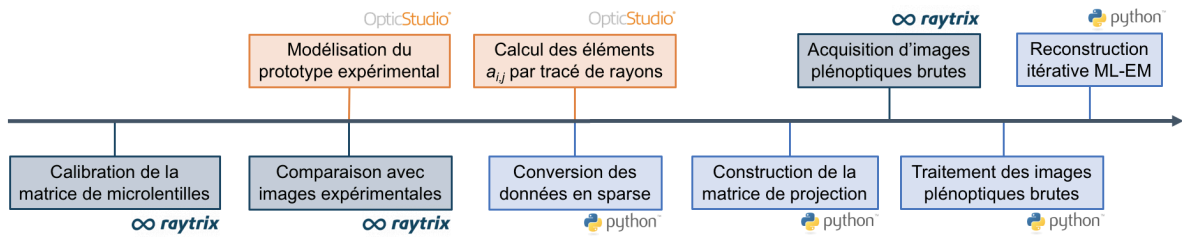


FIGURE 2.10 – Complémentarité de l’utilisation d’OpticStudio et de l’implémentation Python pour la modélisation du prototype expérimental intégrant une caméra plénoptique de Raytrix. (images des logos prises de [153–155]).

tiques simulées et expérimentales, tel que celles montrées à la Figure 2.9. Enfin, ce processus expérimental inclut des nouvelles étapes d’acquisition et de traitement d’images plénoptiques qui seront détaillées dans le Chapitre 4. Ce chapitre complètera d’ailleurs cette section-ci avec l’information pertinente à la construction et l’utilisation du montage expérimental.

Chapitre 3

Simulating imaging-based tomographic systems using optical design software for resolving 3D structures of translucent media

Madison Rilling^{1,2,3,4}, Louis Archambault^{1,2,3} and Simon Thibault^{1,4}

¹*Département de physique, de génie physique et d'optique, Faculté des sciences et de génie, Université Laval, 1045, av. de la Médecine, Québec, QC G1V 0A6, Canada*

²*Centre de recherche du CHU de Québec-Université Laval, Hôtel-Dieu de Québec, 11 Côte du Palais, Québec, QC G1R 2J6, Canada*

³*Axe oncologie - Centre de recherche sur le cancer de l'Université Laval, 9 rue McMahan, Québec, QC G1R 3S3, Canada*

⁴*Centre d'optique, photonique et laser, Université Laval, 2375 rue de la Terrasse, Québec, QC G1V 0A6, Canada*

3.1 Résumé

La tomographie par optique imageante suscite de plus en plus d'intérêt comme technique de mesure de la forme 3D de volumes translucides, particulièrement pour des applications en radiothérapie externe et pour l'étude de processus de combustion. Cependant, la conception de prototypes expérimentaux à cet effet est demandante en temps et en argent, et souvent un prototype est construit sans la certitude que les composants optiques intégrés à celui-ci soient optimaux pour l'application en question. Dans cet article, nous présentons une méthode utilisant les fonctionnalités d'un logiciel de design optique qui permet la simulation complète de systèmes tomographiques à optique imageante. L'approche proposée permet une modé-

lisation réaliste du processus d'imagerie en profitant du tracé réel de rayons du logiciel de conception Zemax OpticStudio®. La méthode a été validée dans le contexte de la dosimétrie à scintillation volumétrique. Un prototype virtuel de multiples caméras positionnées autour d'un volume cubique de scintillateur plastique a été établi, puis des projections de la distribution lumineuse, telle que serait émise par le volume irradié, ont été simulées. La flexibilité du processus de modélisation et simulation présenté a permis l'évaluation et la comparaison de la performance tomographique de caméras standards et plénoptiques pour la reconstruction d'une distributions de dose de radiation clinique. La polyvalence de la méthode proposée offre la possibilité de faciliter le processus de développement et d'optimisation des systèmes d'imagerie utilisés dans les applications de tomographie à émission volumétrique.

3.2 Abstract

Imaging-based tomography is emerging as the technique of choice for resolving 3D structures of translucent media, in particular for applications in external beam radiation therapy and combustion diagnostics. However, designing experimental prototypes is time-consuming and costly, and is carried out without the certainty of the imaging optics being optimal. In this paper, we present an optical design software-based method which enables the end-to-end simulation imaging-based tomography systems. The method, developed using the real ray tracing features of Zemax OpticStudio®, was validated in the context of 3D scintillation dosimetry, where multiple imaging systems are used to image the 3D light pattern emitted within an irradiated cubic plastic scintillator volume. The flexibility of the workflow enabled the assessment and comparison of the tomographic performance of standard and focused plenoptic cameras for the reconstruction of a clinical radiation dose distribution. The versatility of the proposed method offers the potential to ease the developmental and optimization process of imaging systems used in volumetric emission computed tomography applications.

3.3 Introduction

External-beam radiation therapy (EBRT) is the most common type of radiation-based therapy used for treating cancer. These treatments use high-energy radiation beams to deliver a three-dimensional (3D) dose distribution that precisely conforms to the shape of the targeted tumor while sparing neighbouring healthy tissue and organs. To achieve such highly-conformal treatments, EBRT is increasingly delivered dynamically, meaning that the beam's source position, shape and intensity are continuously varied during treatment. Due to the high level of complexity involved, these types of EBRT require frequent and thorough dose calibration and quality assurance (QA) procedures. Though there exists 1D and 2D clinical measurement standards for this purpose, there is a need for a simple and efficient dose-measuring tool capable of rendering high-precision 3D dose measurements, thus enabling fully comprehensive

QA in the clinic [2, 156, 157].

Scintillation-based systems have proven to be strong candidates for 3D dosimetry [57, 61, 158]. In such systems, a typically cubic or rectangular liquid or plastic scintillating volume acts as the dose-detecting material. The potential of scintillation dosimetry is rooted in two key properties : (1) the scintillating volume is water-equivalent, i.e., it reproduces the radiation diffusion and absorption properties of human tissue, reducing the need for correction factors ; (2) when irradiated, the scintillator instantaneously ($< 10^{-8} s$) emits a fluorescent light that is proportional to the locally absorbed dose [5, 57]. Here, *dose* refers to the energy imparted to matter per unit mass by ionizing radiation, expressed in units of $Gy = J/kg$ [159]. The interest in volumetric scintillation dosimetry thus stems from its potential for both high spatial and high temporal resolution measurements. However, to achieve this, the 3D shape of the fluorescent light emitted within the scintillator at any given time needs to be measured. Moreover, this 3D distribution needs to be measured considering the physical constraints of dynamic external-beam deliveries, namely beam source rotation, which strongly limits access to the scintillating volume.

Computed tomography-based imaging systems have been the technique of choice in developing 3D scintillation dosimeters. Kirov *et al* first immersed a radioactive Ru-106 eye plaque applicator within a 16.4 cm^3 liquid scintillator ; 2D images were taken at multiple angles with respect to the scintillator and a tomographic reconstruction algorithm was used to obtain relative dose measurements, agreeing within 25% of the reference distribution [63]. Using a similar tomographic method, Kroll *et al* constructed a heavy-duty prototype consisting of four digital cameras and a plastic scintillating block, limited to proton EBRT and unidirectional measurements [72]. Also for proton therapy applications, Hui *et al* simulated a three-camera system for obtaining perpendicular projections of an irradiated liquid scintillator ; to do so, the simulated model assumed paraxial optics and perfect measurement conditions, limited to simple and static radiation fields [77]. For imaging the same liquid scintillator volume as Hui *et al*, Robertson *et al* developed a correction model in attempt to account for optical aberrations [80].

3D scintillation dosimetry shares many similarities, both in the developmental process and the end goal, with combustion diagnostics. In both cases, the 3D light distribution of or within a translucent medium, i.e., a semitransparent medium through which light rays pass partially or diffusely, is to be determined. In scintillation dosimetry, the translucent medium is of constant refractive index whereas, in combustion diagnostics, the 3D light distribution to resolve is that of a target flame of varying refractive index. In recent years, a volumetric tomography technique, referred to as Computed Tomography of Chemiluminescence (CTC) and introduced by Floyd *et al* [133], has emerged as a cost-effective, non-invasive solution for combustion diagnostics [121, 133, 135, 152, 160, 161]. Recent experimental work in the field includes Mohri *et al*, who designed a 24-camera system for imaging a highly turbulent swirl flame,

basing their tomographic technique on Floyd *et al*'s mathematical model [133] and paraxial raytracing [135]. Yu *et al* also adopted an experimental approach, using Matlab's camera calibration toolbox to account for lens distortion and skewness effects in their tomographic model [161]. Their following work focused on reducing the number of camera projections needed for flame imaging : they first used eight fiber bundles coupled to two cameras [137], then used multiple prism-and-mirror configurations to obtain eight projections with only three cameras [136]. Using a Monte-Carlo ray tracing approach, Liu *et al*, studied the performance of different tomographic algorithms for CTC when the field-of-view of certain cameras was partially obstructed [152].

Due to the high number of camera projections required, work has been done to study the use of plenoptic cameras in tomographic-based imaging systems to reduce the number of projections needed. A plenoptic camera, compared to a conventional or standard digital camera, has the added component of a microlens array in front of its detector. The presence of microlenses separates the captured light field into micro-images on the detector, thus embedding the recorded image with both angular and spatial information [102]. In 3D scintillation dosimetry, Goulet *et al* used an inverse paraxial ray tracing model and a single plenoptic camera for reconstructing the light field emitted within a $10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$ irradiated plastic scintillator [96]. However, due to the poor resolution along the camera's optical axis, the reconstruction was constrained with a beam's eye view of the shape of the radiation field. Nien *et al* also observed this poor depth resolution through their combustion diagnostics simulation studies using a single plenoptic camera and a model-based image reconstruction approach with prior information on the imaged object [138]. Sun *et al* employed a similar, single plenoptic camera approach, using a pinhole model to tomographically reconstruct the 3D temperature field of a flame discretized into only $4 \times 4 \times 4$ voxels [140]. However, though the use of plenoptic cameras may result in fewer required projections, their use increases the complexity of the calibration process, as studied by Sun *et al* in [162].

As outlined, current literature for resolving 3D structures of translucent media has mainly focused on building heavy-duty and complex prototypes involving multiple camera projections. Designing and calibrating such systems is time-consuming and costly, and is often carried out without the certainty of the imaging optics being optimal for the measurement parameters. Moreover, extensive correction factors need to be taken into account post-measurement to account for optical aberrations. On the other hand, simulation studies have been carried out, but involve simplified models of the imaging optics, namely through paraxial raytracing or pinhole models. Both scintillation dosimetry and combustion diagnostics would greatly benefit from a method to ease the design process and enable the optimization of the imaging optics involved, from which a realistic tomographic model can be computed. To the authors' knowledge, there is currently no software or method allowing such an end-to-end simulation of computed tomography imaging-based systems, which could extend to a great many applications, namely

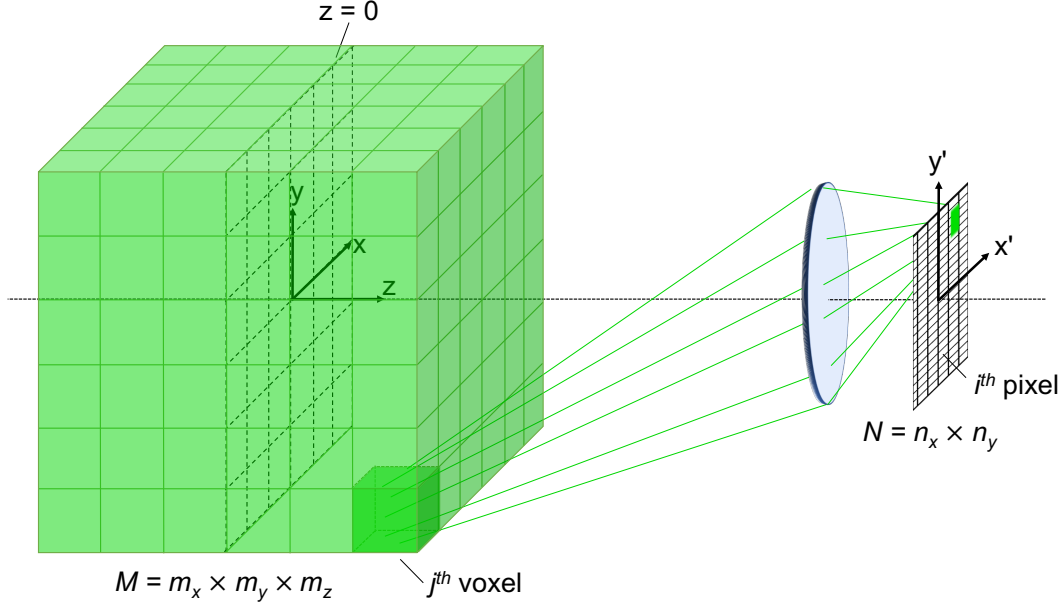


FIGURE 3.1 – ECT model : the j^{th} voxel of an object volume discretized into M voxels is imaged onto a camera’s detector of N pixels.

in biomedical imaging.

In this work, we present an optical design software-based method which enables the end-to-end simulation of imaging systems used for computed tomography applications. We first introduce our emission computed tomography model, based on the discretization of a plastic scintillator volume. Secondly, we introduce three key steps of our simulation method implemented using Zemax OpticStudio[®], namely modeling an imaging system, computing its tomographic system matrix and simulating its 2D tomographic projections. To show its feasibility, the simulation method is applied to the reconstruction of a clinical 3D dose distribution resulting from a spinal tumor EBRT case.

3.4 Emission computed tomography model

In this section, we present the emission computed tomography (ECT) model used for subsequent system simulations and 3D tomographic reconstructions of light patterns emitted within a refractive, translucent medium. In our ECT model, imaging systems can be placed at different viewing angles relative to one another to image onto their respective planar detector a 3D light distribution \vec{D} contained within a rectangular reconstruction volume. In this work, the reconstruction volume represents that of a plastic scintillator, but can be generalized to any other medium of refractive index n . Fig. 3.1 shows one such imaging system with respect to the object and image domain coordinate systems.

The object volume is discretized into $M = m_x \times m_y \times m_z$ cubic voxels. 2D images, i.e.,

projections of \vec{D} , can be obtained at different viewing angles with respect to the volume. Each detector is composed of $N = n_x \times n_y$ pixels. Mathematically, a 2D projection $\vec{p} = (p_i : i \in 1, \dots, N)$ representing a 2D image of N pixels can be expressed by a system of linear equations :

$$\vec{p} = \mathbf{A} \vec{D} \quad (3.1)$$

where $\vec{D} = (D_j : j \in 1, \dots, M)$ is the 3D distribution of M voxels. \vec{p} and \vec{D} are related by the system matrix \mathbf{A} of size $N \times M$: each element $\mathbf{A}_{i,j}$ describes the weighted contribution of the j^{th} voxel (matrix column) to the i^{th} pixel (matrix row). Computing the elements of \mathbf{A} requires *a priori* knowledge of the imaging system and consists of both a time-consuming and crucial step in establishing the ECT model and performing reconstructions. Due to the often large number of voxels and pixels involved in the discretization model, \mathbf{A} is usually a very large although sparse matrix. When measurement parameters permit, the weighting values that make up the system matrix can be computed using paraxial [96, 135] or Monte Carlo [152] ray tracing techniques. In this work, the system matrix is computed using the real raytracing of an optical design software, which is detailed in Section 3.5.2.

Based on the work of Goulet *et al* [96], the tomographic problem presented in Eq. 3.1 is solved using a Maximum Likelihood-Expectation Maximization (ML-EM) algorithm [128, 129], chosen for its non-negativity assurance and predictable convergence [121, 122]. In this work, no *a priori* knowledge on the dose distribution is assumed ; the 3D reconstructions result solely from the input projections, i.e., 2D images. The k^{th} iterative step of the ML-EM algorithm to compute the $(k + 1)^{\text{th}}$ estimate of the j^{th} voxel can be expressed as

$$D_j^{(k+1)} = D_j^{(k)} \frac{1}{\sum_{i=1}^N \mathbf{A}_{ij}} \left[\sum_{i=1}^N \mathbf{A}_{ij} \left(\frac{p_i}{\sum_{j=1}^M \mathbf{A}_{ij} D_j^{(k)}} \right) \right] \quad (3.2)$$

At each iteration, the k^{th} estimated projection obtained from projecting \vec{D}^k is compared to the measured projection \vec{p} . Once backprojected using \mathbf{A} , this comparison ratio acts as a weighting factor in updating the 3D distribution estimate. To end the iterative reconstruction, a stop criterion can be applied either on the voxel value variation or on the number of iterations. When multiple projections are used, each orthogonal projection is treated as a separate subset and the EM algorithm is applied subsequently to each subset, in accordance with the ordered-subset variation of the EM algorithm detailed in [130]. Without loss of generality, other reconstruction algorithms, such as algebraic reconstruction technique (ART) algorithms, could be used with the model and method presented here.

3.5 Zemax-based simulation method

Our simulation method was developed using Zemax OpticStudio[®], employed based on its ability in performing three key steps for simulating imaging-based tomographic systems : (1) modeling imaging systems with desired specifications ; (2) computing the system matrix \mathbf{A}

face of the object volume to the ML and z_1 the distance between the ML and the sensor. Specific to the plenoptic system, z_{MLA} denotes the distance between the ML and the MLA, and the MLA is made up of microlenses of focal length $f_{\mu\text{ls}}$ and diameter $d_{\mu\text{ls}}$. The system is focused at the midplane of the object volume, consisting of two surfaces separated by a refractive medium of choice of constant index n . Each system’s aperture was defined using an object cone angle θ_{aper} according to

$$\theta_{\text{aper}} = \arctan\left(\frac{D_{\text{ML}}/2}{z_0}\right) \quad (3.3)$$

Eq. 3.3 defines the angle of the marginal ray in object space, evaluated at the center field point at the front face of the volume. Using this same aperture definition for all voxels results in a vignetting of off-axis rays and accounts for the reduction in energy collected by the main lens for rays launched from $z > z_0$ within the volume. This weights the resulting total energy arriving at the detector according to the relative position of the voxels.

3.5.2 System matrix computation

The method for computing the system matrix for a given imaging system was introduced in [149] and is outlined here for completeness. OpticStudio’s well implemented geometric image analysis feature was employed for computing the contribution of each voxel of the object volume to each of the sensor’s pixels. This purely geometric feature simulates images at the sensor by tracing rays generated randomly from coordinates within a source object to coordinates within the pupil aperture, also randomly sampled. The refraction and possible reflection of rays at each surface is accounted for by OpticStudio’s ray tracing. The initial distribution of rays is uniform over each source voxel and over the entrance pupil [163]. For a given voxel, the source object consists of a uniform square pattern positioned at mid depth within the voxel, in order to limit the computation time of the system matrix. For a given total amount of energy, specified in units of W, a number of rays specified by the user is traced through the system. The resulting pixel values are the weighted contribution of each voxel to the detector’s pixels. For each voxel, the data generated at the detector is extracted from OpticStudio; each simulated image then fills one column of the system matrix corresponding to its source voxel. It is important to note that a geometric feature was employed as we are working at orders of magnitude where the effects of diffraction are negligible. However, OpticStudio offers an equivalent feature which accounts for diffraction and which can be used in an equivalent manner for computing the elements of the system matrix. Moreover, due to the computationally-intensive task of determining each weighted contribution, OpticStudio’s sequential and hybrid modes are preferred over the non-sequential one due to its time-consuming ray tracings [164]. Readers are referred to Zemax’s Knowledgebase and user manual for a more detailed account of the geometric image analysis tool and its functionalities [165, 166].

3.5.3 Image simulation

Once a given imaging system is modeled, OpticStudio can also be used to simulate the 2D images of a 3D luminous distribution originating from within a refractive medium. To do so, the 3D distribution is divided into M' slices perpendicular to the camera's optical axis. Again, using OpticStudio's geometric image simulation feature, a ray tracing is performed for each slice and the simulated image (I) is obtained as the weighted sum of each ray tracing, according to

$$I = \sum_{j'=1}^{M'} \left[R_{j'} \times \Delta p^2 \times \frac{\sum_l D_l^{j'}}{\sum_{j'} \sum_l D_l^{j'}} \right] \quad (3.4)$$

where $R_{j'}$ is the 2D ray tracing result of the j'^{th} slice recorded on the sensor in units of W/mm^2 , Δp the sensor's pixel size, and $D_l^{j'}$ the l^{th} voxel within the j'^{th} slice of the original 3D distribution \vec{D} . Since a same amount of total energy is specified for each slice, the last ratio serves to weight the energy arriving at the detector by the object slice's respective relative intensity within the source volume. It is important to note that the simulated image I is completely independent of the system matrix, and Eq. 3.4 describes a customized weighted sum according to which we obtained a 2D simulated image of a 3D luminous distribution. To avoid biasing our reconstructions by performing the tomographic *inverse crime* [151], i.e., using the same theoretical information to synthesize image data as well as to invert it, the 3D distribution can be resampled at any resolution finer than the original voxel size.

3.6 Clinical simulation experiment

To illustrate its feasibility, our method for simulating tomographic imaging systems was used to resolve the 3D shape of a clinical radiation dose distribution. For this purpose, the case of a clinical spine stereotactic body radiation therapy study [167] was selected due to its complex features, namely its concave shape around the spinal cord and its sharp dose gradients. Fig. 3.3 shows the dose distribution of the selected case on an axial computed tomography (CT) image of the spine, in which a tumor located at the 5th thoracic spine was treated by radiation therapy.

A $60 \times 60 \times 60 \text{ mm}^3$ subvolume of the complete dose distribution centered on the targeted tumor was sampled at a typical clinical resolution of 1.5 mm, discretizing the reconstruction volume into $n_x = n_y = n_z = 40$ voxels along each axis. Due to the proportionality between the local dose absorption and light emission within a plastic scintillator [5], the relative 3D dose distribution could directly be used as the target 3D light pattern to reconstruct. The three orthogonal mid 2D slices along each axis of the relative 3D dose distribution are shown in Fig. 3.4, along with sample 2D slices along the z -axis. In this dose distribution, the z -axis is colinear with the spine, which can be seen to be avoided over the whole length of the irradiated volume.

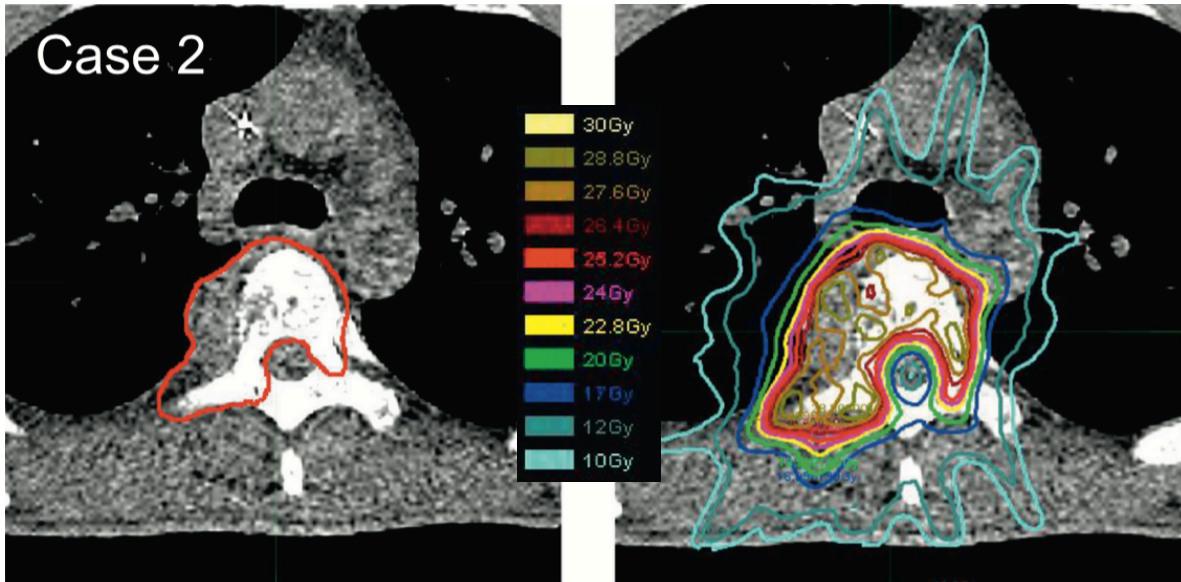


FIGURE 3.3 – Left : outlined in red is the clinical target volume treated by radiation therapy, which includes the 5th thoracic spine and a protruding tumor on its periphery. Right : lines of constant dose (in units of Gy = J/kg) shown on an axial computed tomography image of the spine [167].

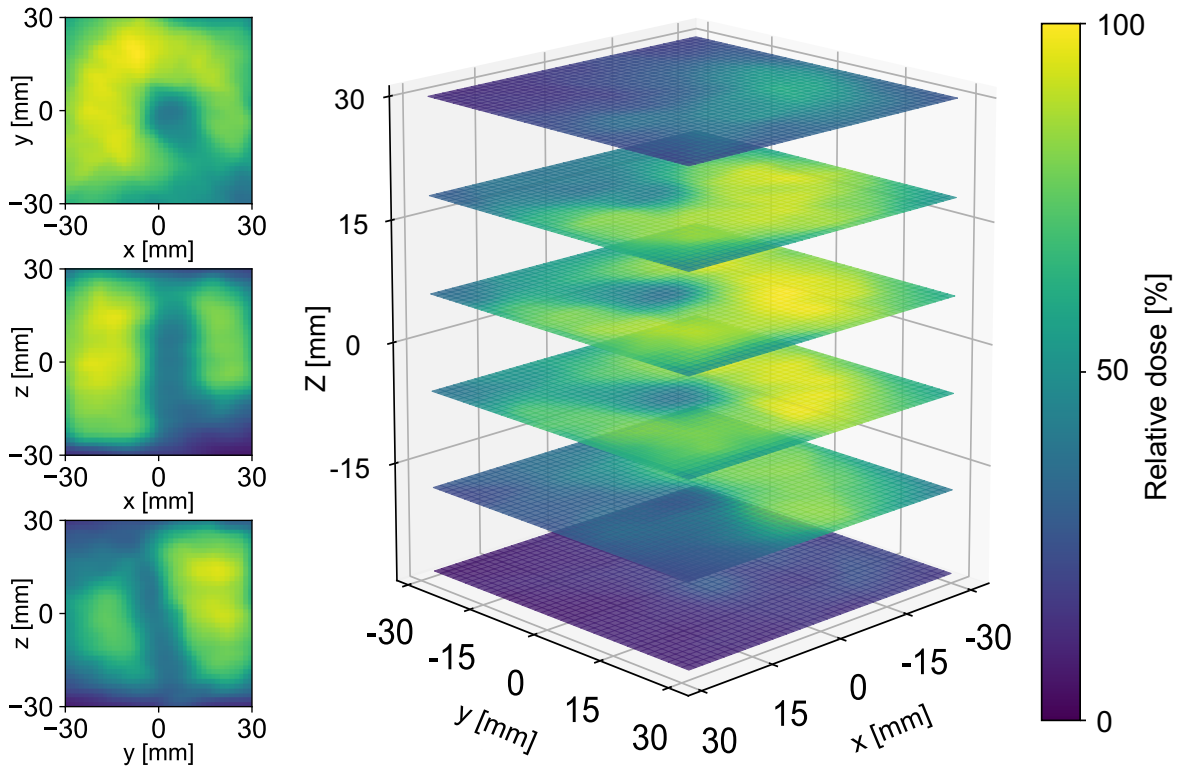


FIGURE 3.4 – (Left) Three orthogonal mid slices of the $60 \times 60 \times 60 \text{ mm}^3$ subvolume sampled from the complete clinical dose distribution. (Right) Sample 2D slices perpendicular to the z-axis, colinear with the spine.

TABLE 3.1 – Specifications of the simulated standard and two focused plenoptic (1f and 3f) imaging systems.

Specifications		Standard	Plenoptic 1f	Plenoptic 3f
Main lens (ML)	f_{ML}	35 mm	35 mm	35 mm
	D_{ML}	14 mm	14 mm	14 mm
Detector	Size	$7 \times 7 \text{ mm}^2$	$7 \times 7 \text{ mm}^2$	$7 \times 7 \text{ mm}^2$
	Pixel size (Δp)	$7 \times 7 \text{ }\mu\text{m}^2$	$7 \times 7 \text{ }\mu\text{m}^2$	$7 \times 7 \text{ }\mu\text{m}^2$
Distances	z_0	350 mm	350 mm	350 mm
	z_1	38.669 mm	37.585 mm	37.585 mm
	z_{MLA}	-	37.223 mm	37.223 mm
Ray tracing mode		Sequential	Sequential	Hybrid
Microlens array (MLA)	Disposition		Orthogonal	Hexagonal
	Glass / tickness		n-BK7 / 1 mm	n-BK7 / 1 mm
	Type	-	Plano-convex 1f	Plano-convex 3f
	Radius of curvature		-250 μm	-220, -250, -270 μm
	$d_{\mu\text{ls}}$		136 μm	136 μm

Three different imaging systems, one standard and two plenoptic cameras, were simulated using Zemax OpticStudio®18.9. Both plenoptic cameras are focused-type systems having an MLA consisting of plano-convex spherical lenses. The MLA of the plenoptic cameras, namely the plenoptic 1f and 3f systems, consists of one microlens type arranged orthogonally and three microlens types interlaced hexagonally, respectively. The ML of all three systems was modeled as a paraxial lens, as the effect of optical aberrations is not the focus of this work; however, any other ML can be employed without changing the simulation method presented here. The specifications of the imaging systems are provided in Table 3.1. Refer to Section 3.5.1 and Fig. 3.2 for a definition of the specification parameters.

For each system, the elements of each respective system matrix \mathbf{A} were obtained by the ray tracing method presented in Section 3.5.2 and the resulting \mathbf{A} 's were saved as sparse matrices. Each voxel ray tracing was performed using a field size of $1.5 \times 1.5 \text{ mm}^2$ placed at the center of voxel, 500k rays and 1W of monoenergetic energy. Note that 1W was used for normalization purposes, but any arbitrary amount of energy could be specified. The rays were launched within an object volume consisting of material of refractive index equal to that of commercial polyvinyltoluene-based plastic scintillators ($n = 1.58$), namely that used by Goulet *et al* [96, 168]. The 2D images of the clinical 3D distribution were simulated separately for each system in OpticStudio. To avoid the biasing effect of performing an *inverse crime*, the original distribution was resampled at a resolution of $160 \times 160 \times 160$ voxels. A series of 160

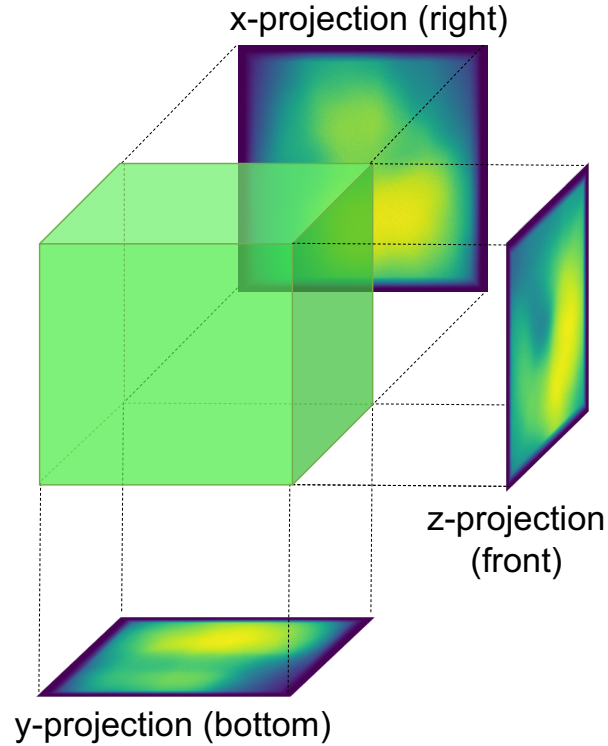


FIGURE 3.5 – Labeling and position of three perpendicular camera viewing angles with respect to the voxelized object volume. The green cube represents a plastic scintillator volume which emits a 3D light distribution proportional to the absorbed dose of Fig. 3.4. The simulated projections shown are obtained with the standard imaging system.

ray tracings were performed, each with 50M rays and 1W of energy, and the final simulated 2D image was obtained by a weighted sum of each ray tracing result according to Eq. 3.4. Due to physical constraints of treatment equipment in EBRT, only three perpendicular projections were simulated for each system, namely the z-projection (front), x-projection (right) and y-projection (bottom) camera viewing positions, as shown in Fig. 3.5. For each view point, the system specifications were as in Table 3.1. Each 2D image corresponded to a measurement of $N = 1000 \times 1000 = 1,000,000$ pixels, i.e., projection elements, used to solve for the value of the $M = 40 \times 40 \times 40 = 64,000$ voxels, i.e., unknowns. Since the plenoptic cameras were focused (2.0) systems, each 2D image was used as a single projection, which can be contrasted with the work of Liu *et al* involving plenoptic 1.0 cameras, where each image was divided into sub-projections based on the pixel positions within the microlenses [145].

To obtain more photorealistic projections, artificial noise was added to the simulated images [138, 152]. More specifically, two sets of projections were used for the 3D reconstructions, namely the projections without and with additive Gaussian white noise, corresponding to 2% of each respective projection’s standard deviation. Reconstructions were performed using 1 (z projection), 2 (z and x projections) and 3 (z, x and y projections) perpendicular camera view points

for each respective imaging system. For each reconstruction, an initial uniform distribution estimate of $\vec{D} = 0.01$ was used. The reconstruction was terminated after 200 iteration steps of the ML-EM, according to Eq. 3.2; this common stop criterion corresponded to a number of iterations beyond the point of convergence for all systems, where the maximization of the likelihood had reached a plateau. The ML-EM iterative tomographic algorithm was implemented in Python.

To compare the simulation-based 3D reconstructions \vec{D}_{recon} with the reference clinical 3D dose distribution \vec{D}_{ref} , the Pearson correlation coefficient was used to assess the quality of the reconstructions, both in 2D on a per-axis basis and in 3D. This metric, commonly used in the literature [135, 152], is a measure of the disparity between two images or 3D distributions when corresponding voxels should have similar signals, as is the goal in our tomographic reconstructions. The Pearson correlation coefficient r , hereafter referred to as the correlation coefficient, is defined as

$$r = \frac{\sum_{j=1}^M (D_{\text{ref}j} - \overline{D_{\text{ref}j}})(D_{\text{recon}j} - \overline{D_{\text{recon}j}})}{\sqrt{\left(\sum_{j=1}^M (D_{\text{ref}j} - \overline{D_{\text{ref}j}})^2\right)}\sqrt{\left(\sum_{j=1}^M (D_{\text{recon}j} - \overline{D_{\text{recon}j}})^2\right)}} \quad (3.5)$$

where $\overline{D_{\text{recon}}}$ and $\overline{D_{\text{ref}}}$ are the mean values of each distribution. Note that r may be treated as a 2D or 3D metric, where \vec{D}_{ref} and \vec{D}_{recon} may refer to corresponding sample 2D slices, or to the 3D distributions as a whole, respectively. For the 3D reconstruction quality, this positively-oriented metric is presented with the reconstruction error, a negatively-oriented metric, given by

$$error = \frac{\|\vec{D}_{\text{recon}} - \vec{D}_{\text{ref}}\|}{\|\vec{D}_{\text{ref}}\|} \quad (3.6)$$

When evaluating the correlation coefficient and reconstruction error, the relative 3D reconstructions were compared to \vec{D}_{ref} shown in Fig. 3.4, i.e., the $60 \times 60 \times 60 \text{ mm}^3$ subvolume sampled from the originally planned 3D dose distribution.

3.7 Simulation results and discussion

3.7.1 Simulated projections

Fig. 3.6 shows the relative-valued projections simulated for the front view point of each of the three imaging systems, i.e., the standard, plenoptic 1f and plenoptic 3f systems, to which 2% Gaussian noise was added independently to each projection. Refer to Table 3.1 for each system's specifications.

The zoomed-in portions of the projections, as seen in the second row of Fig. 3.6, show the imaging difference between the orthogonal and hexagonal disposition of the plenoptic 1f and

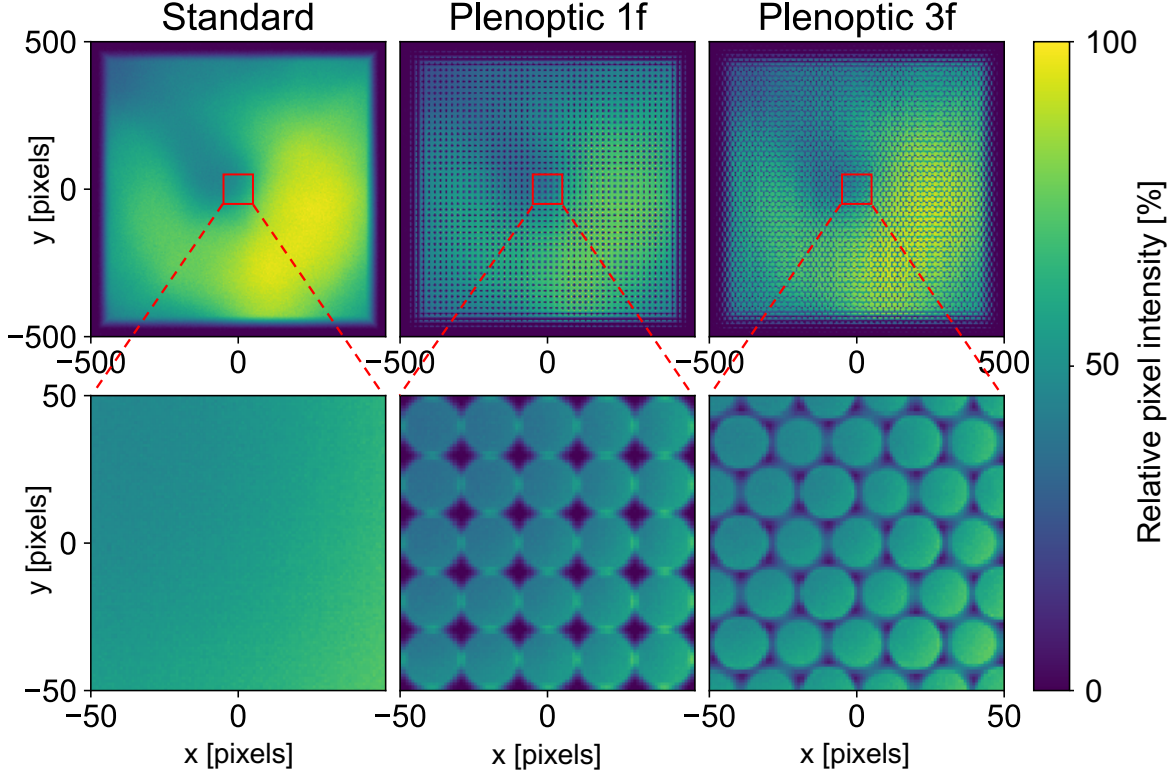


FIGURE 3.6 – Relative-valued simulated z-projection for the standard, plenoptic 1f and plenoptic 3f imaging systems with added 2% Gaussian noise. Bottom row : zoomed-in central portion of each projection.

3f cameras, respectively : using a hexagonal MLA results in filling the sensor area with $1.15\times$ more microlenses compared to the orthogonally-distributed MLA [169]. This results in a greater effective number of pixels contributing to the reconstruction, i.e. a greater number of equations determining the linear problem in Eq. 3.1. Moreover, the three interlaced microlenses of differing f -lengths making up the hexagonal MLA can clearly be seen by the difference in sharpness of the microlens edges. Observing the plenoptic projections in the first row of Fig. 3.6 reveals the multiplicity of the plenoptic systems : as seen by the edges of the object volume, each point is imaged by at least four different microlenses on the sensor. These projections also show that the volume does not fill up 100% of the 7-mm sensor, meaning that less than 1M pixels effectively contribute to the tomographic reconstruction.

3.7.2 Quality assessment of 3D reconstructions

Fig. 3.7 shows the mid 2D slices of the reconstructions perpendicular to the z -axis obtained with each imaging system, respectively with one, two or three perpendicular view points. Each reconstruction was obtained using projections with 2% additive Gaussian noise. The corresponding 2D slice of the reference distribution can be found in the XY plane of the left

column of Fig. 3.4. The bottom row presents the relative error map between \vec{D}_{ref} (4th row) and \vec{D}_{recon} (3rd row) obtained with three camera projections. In Fig. 3.7, greater variations in voxel values can be observed along the edges in the plenoptic reconstructions compared with the standard camera reconstructions. Moreover, it can be observed that the slices perpendicular to the z-axis of the plenoptic 1f reconstruction are noisier than for the other systems. These two observations are likely due to the addition of 2% Gaussian noise to the input projections, where the amount of noise added was dependent on the projection’s respective standard deviation. This amount was greater in the case of the plenoptic cameras due to the micro-image pattern imaged on the sensor, resulting in dark regions between the micro-images. This effect was more important for the plenoptic 1f, due to the smaller fill factor of the microlenses over the area of the sensor.

For this clinical case, the central low-dose region is well delimited in all reconstructions, as the spinal cord region was avoided over the whole length of the irradiation (see Fig. 3.4), its axis being colinear with the optical axis of the front projection’s view point (+z-axis). However, the relative error with respect to the reference distribution in this low-dose central region is on average 15.4% for the standard camera, and 5.4% and 4.5% for the plenoptic 1f and 3f systems, respectively; on the other hand, peak relative differences nearing 40% and 25% are observed in corner regions, for the plenoptic 1f and 3f systems, respectively, as opposed to 21% for the standard imaging system. These peak differences are large but likely to decrease with an increase in the number of projections. However, of interest in the context of EBRT treatments is the gain in reconstruction quality when using very few projections, e.g., 2 versus 3. The correlation coefficients and overall reconstruction errors are considered subsequently for this reason.

In Fig. 3.8, the 2D correlation coefficients are presented for the reconstruction slices orthogonal to each axis, for both the standard camera and plenoptic 1f camera as a function of the number of projections used. Each reconstruction was obtained using projections with 2% additive Gaussian noise. The correlation coefficients measured for reconstructions obtained with 1, 2 and 3 projections are shown in red, green and blue, respectively. The results for the plenoptic 3f system were very similar to those of the plenoptic 1f system, shown in the right column of Fig. 3.8.

Since the 1-projection reconstruction results from using the z-projection, the 2D correlation coefficients along the z axis for the 1-projection reconstruction outperforms the 1-projection correlation coefficients measured along the x and y axes. Similarly, when a second projection is used for the reconstruction, i.e. the x- and z- projections, the 2-projection correlation coefficients are overall greater with respect to the x-axis (3rd row) than the y-axis (2nd row). For the 1-projection correlation coefficients for slices along the x- and y-axes, a peak is observed for the slices crossing the low-dose region of the spine. For these same axes, Fig. 3.8 suggests that a major gain in reconstruction quality occurs in going from one ($r < 0.7$) to two perpendicular

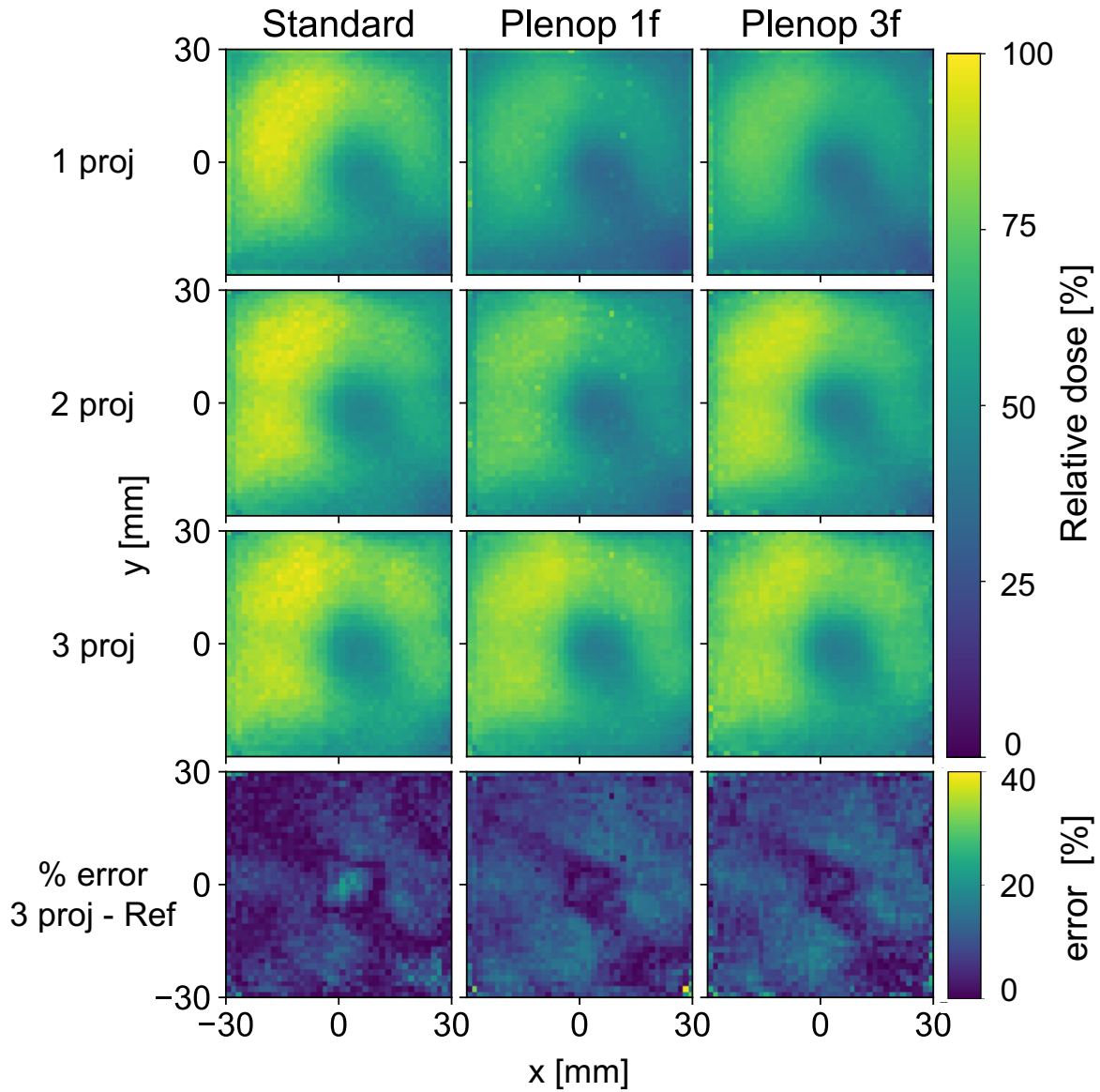


FIGURE 3.7 – Mid 2D slices along the z-axis of the reconstructions obtained using 1 (z), 2 (z and x) and 3 (z, x and y) projections (proj) for each respective imaging system (standard, plenoptic 1f and plenoptic 3f). Bottom row : relative error map between each respective 3-projection reconstruction and the reference distribution.

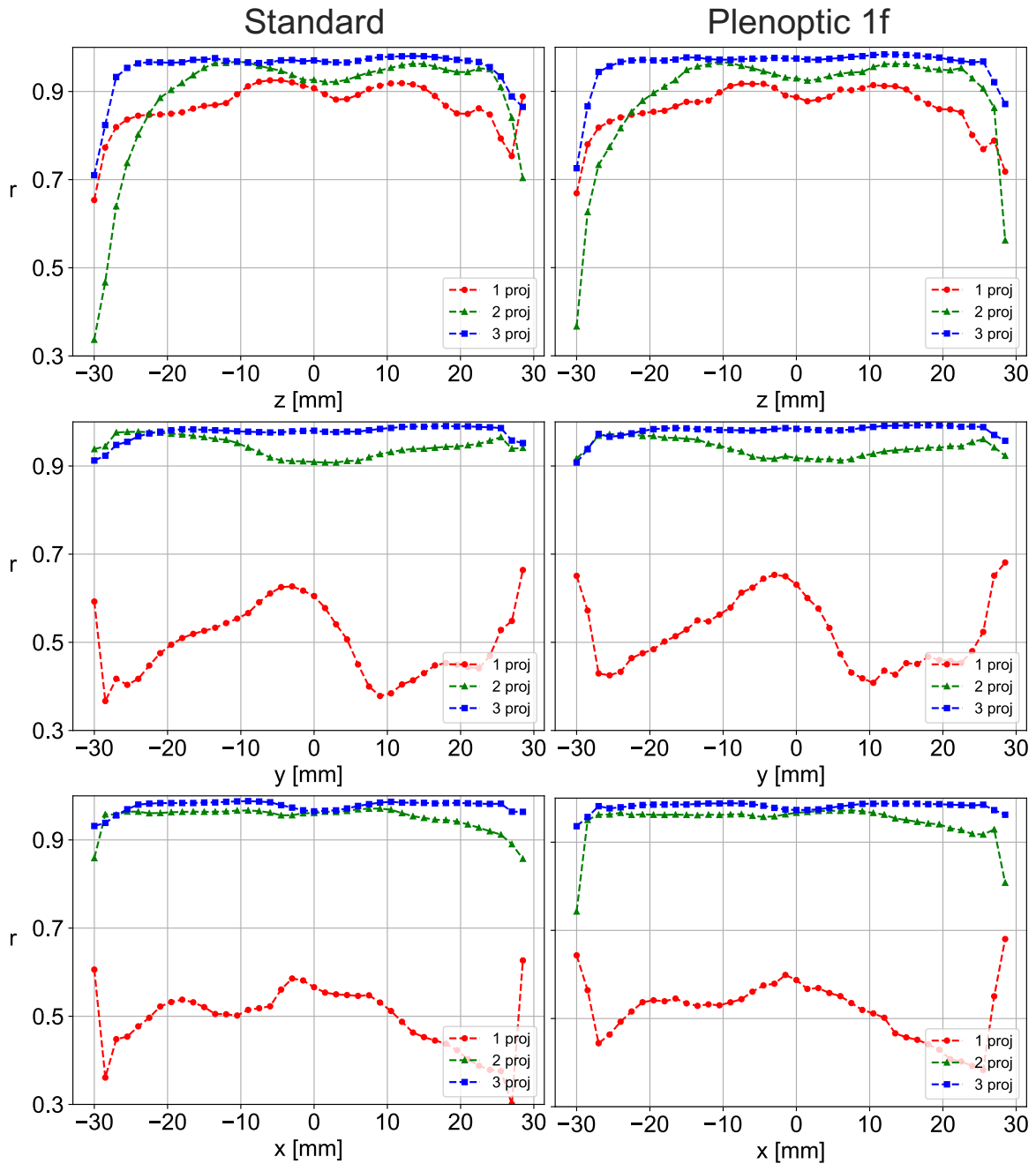


FIGURE 3.8 – 2D correlation coefficients of slices along the z (top row), y (middle row) and x (bottom row) axes for reconstructions obtained with 1 (z), 2 (z and x) and 3 (z , x and y) projections for the standard and plenoptic 1f imaging systems, respectively.

TABLE 3.2 – 3D correlation coefficients (r) and reconstruction error ($error$) for the reconstructions obtained using 1, 2 and 3 simulated projections with additive noise and 3 projections without additive noise.

Projections used for reconstruction	Standard		Plenoptic 1f		Plenoptic 3f	
	r	$error$	r	$error$	r	$error$
1 projection	0.61	0.29	0.62	0.29	0.64	0.28
2 projections	0.95	0.12	0.95	0.12	0.95	0.11
3 projections	0.98	0.072	0.98	0.066	0.98	0.072
3 projections (no additive noise)	0.99	0.059	0.99	0.053	0.99	0.053

projections ($r > 0.9$). This is also reflected by the correlation coefficient and the reconstruction error for each of the 3D reconstructions, given in Table 3.2, a result which is promising for limited-projection systems such as in scintillation dosimetry for EBRT. It is important to note that the system matrices and the input projections were computed using a large number of rays which assured a high signal-to-noise ratio (SNR) at the detector. Hence, reproducing the reconstruction workflow multiple times with the same reconstruction parameters results in the same correlation coefficient and reconstruction error values.

In Fig. 3.9, the 2D correlation coefficients are presented for the slices orthogonal to each axis for each of the three systems. Each reconstruction was obtained using all three perpendicular projections of the same imaging system, namely the standard, plenoptic 1f and plenoptic 3f system, respectively identified in red, green and blue in Fig. 3.9. The left and right columns compare the reconstructions obtained from input projections without and with 2% additive Gaussian noise, respectively. To facilitate comparison, all graphs share the same correlation coefficient interval, which excludes the data points for the end slices reconstructed with additive noise.

As seen in Fig. 3.9, the correlation coefficients of the reconstructions obtained with three projections are overall very close to 1 for each imaging system ($r > 0.9$), as the three projections are mutually orthogonal. For both the reconstructions obtained without and with additive noise, we observe an overall increase in the correlation coefficient with respect to the z-axis, with slight variations occurring along the volume’s depth according to regions of low and high dose. In contrast with the 3D values presented in Table 3.2, the per-axis 2D correlation coefficients reveal more specific variations between the imaging systems. Particularly, when no noise is added to the simulated projections, the 2D correlation coefficient of the standard camera is constantly less than that of the plenoptic systems, but the difference is not significant ($< 1\%$ variation). In this case, the plenoptic systems result in reconstructions of nearly identical quality. However, when noise is added to the input projections, an important

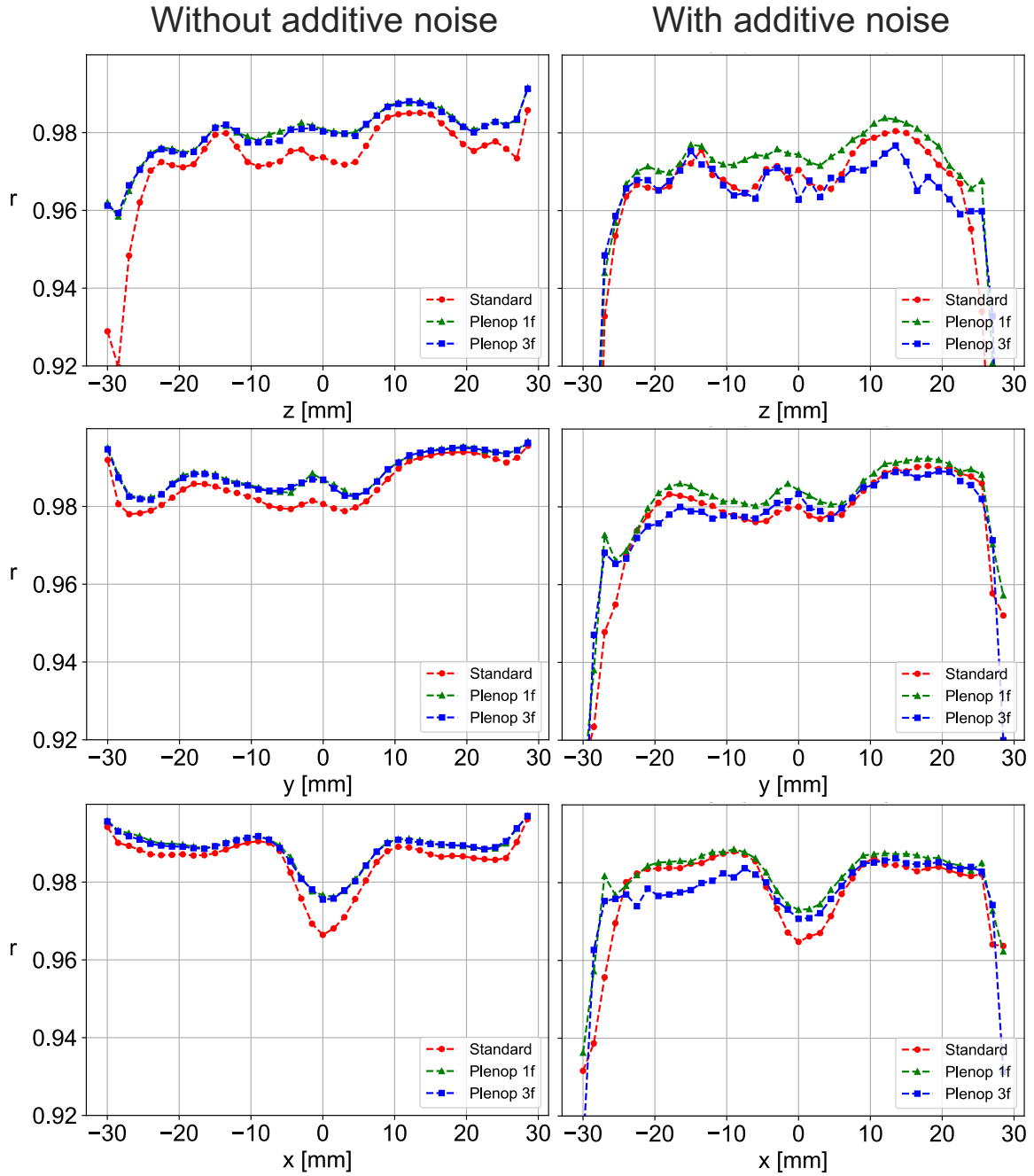


FIGURE 3.9 – 2D correlation coefficients of slices along the z (top row), y (middle row) and x (bottom row) axes for reconstructions obtained with 3 (z , x and y) projections for the standard (red), plenoptic 1f (green) and plenoptic 3f (blue) imaging systems, without and with 2% Gaussian noise added to the projections.

decrease is observed for the edge 2D correlation coefficients values. Also, in this case, though the plenoptic 3f system effectively uses more pixels for its reconstruction and has a greater depth-of-field than the plenoptic 1f system, the results of Fig. 3.9 suggest that this did not result in a better reconstruction quality for the plenoptic 3f system. Indeed, the 2D correlation coefficients for the plenoptic 3f system are constantly below those of the plenoptic 1f system. Though these differences can be observed, the variation in the 2D correlation coefficient values between each simulated system remain below 2%. Based on these comparisons, the advantage of the angular information embedded in the plenoptic projections is not evident when used for such volumetric tomography. However, these findings may be dependent on the specifications of the simulated systems and the imaged 3D luminescent volume. Moreover, as highlighted by Liu *et al* [152], the tomographic problem being ill-posed and overdetermined, i.e., the number of unknowns (voxels) being smaller than the number of equations (pixels), the tomographic algorithm and, consequently, the reconstruction quality are more strongly affected by measurement noise present in the input projections. Thus, to further compare imaging systems, the reconstruction quality could be studied as a function of the amount of noise added to the simulated projections. In any case, adding noise remains completely independent of the image simulation method presented in Section 3.5.3.

3.7.3 Flexibility and limits of method

The main advantage of the proposed method is its flexibility. In particular, though the use of only three perpendicular projections was presented here, the real ray tracing model presented in Section 3.4 can be reproduced for an arbitrary number of viewing angles and imaging systems coupled with different geometries of voxelized object volumes, each modeled using OpticStudio, allowing for a subsequent computation of the respective system matrix. Hence, the reconstructions can be studied based on the number of projections and the type of projections, i.e., imaging systems, used. In this manner, the variation in relative peak differences and the potential gain in reconstruction quality could be studied as a function of the number of projections. For example, a tomographic system could combine both standard and plenoptic cameras. Furthermore, this method eases the development of a plenoptic camera-based system. Indeed, considering the experimental difficulties in building custom plenoptic cameras in the lab and the high costs of commercial plenoptic cameras, this method offers a simple way to choose an optimal plenoptic system beforehand, namely by studying the effect of varying the optical parameters, such as the arrangement of microlenses, their radii of curvatures or diameters or the choice of main lens for matching with the MLA. In many cases, design files of commercial off-the-shelf objectives or cameras can be obtained and the system matrix for the imaging setup can be computed subsequently. The experimental transfer of the method, i.e., determining the system matrix for an experimental setup, may pose important alignment difficulties if the system matrix is computed prior to measurements. However, the system matrix can also be generated post-measurement : in this way, images of alignment targets taken

can be obtained in the lab, then simulated in Zemax. The imaging model in Zemax can then be modified to match the experimental conditions.

In addition to its flexibility, an added value of the method is its end-to-end simulation capability, as it enables an optimization of the optical design. Hence, prior to computing system matrices and simulating projections, a performance analysis of each imaging system can be carried out and the effect of optical aberrations can be minimized. In this way, optimal optical components can be selected for a given application and measurement conditions before building an experimental setup. Moreover, having an ECT model combined with an image simulation capability is key to the end-to-end process. Indeed, simulated models in the literature often resort to the linear problem equation, as in Eq. 3.1, to generate simulated images. However, this means using the same theoretical information to synthesize as well as to invert the projection data, i.e., the tomographic *inverse crime*, and results in overestimating the reconstruction performance of the simulated tomographic system [151]. To mitigate this effect, a different resolution was used for generating the system matrix and for testing the reconstruction. With the image simulation method presented in Section 3.5.3, the resolution in both object and image space can be as small or large as needed.

However, the method is not without limits or challenges. The main challenge is related to the discrete number of rays traced and, consequently, the computation time, particularly when computing the system matrix for a large number of voxels with OpticStudio. The total number of rays required per voxel increases with the voxel-to-pixel size ratio and the signal-to-noise ratio, i.e., the accuracy, wanted for each voxel. To decrease the required computation time, the sequential and hybrid ray tracing modes in OpticStudio were preferred, as the non-sequential mode results in significantly longer computation times, i.e., a 10X timescale, in our case days instead of hours. Using these modes imposed a limit on our method which required collapsing the 3D voxel to a 2D plane for computing the system matrix; however, this model gains accuracy as the voxel size is decreased and approaches that of a point-source model. Moreover, modeling the plastic scintillator volume as two sequential surfaces separated by a refractive medium in sequential mode implies that rays resulting from total internal reflections (TIRs) were not traced and hence not were not accounted for in the imaging systems' tomographic models. However, OpticStudio offers non-sequential ray tracing features which trace TIR rays, which would allow a characterization of the potentially important contribution of TIRs in imaging-based tomographic systems coupled with high- n media.

3.8 Conclusion

We developed a simulation method for modeling and testing imaging-based tomographic systems for resolving 3D structures of translucent media. This method is based on the real ray tracing features of an optical design software, which enable the end-to-end modeling and op-

timization of the system's optical components. The feasibility of the method was tested in the context of 3D scintillation dosimetry, where multiple imaging systems are used to image the 3D light pattern emitted within an irradiated cubic plastic scintillator volume. The reconstruction performance was evaluated for the case of a clinical spinal 3D dose distribution and for the use of three distinct imaging systems : one standard camera and two focused plenoptic cameras (one single-focus and one multi-focus). Once modeled within the design software, it was shown that the Zemax OpticStudio® framework could be used to compute the cameras' respective system matrix elements and simulate their 2D projections needed for the 3D tomographic reconstructions. The clinical simulation allowed a comparison of the reconstruction quality based on the number of projections and the type of camera being used to image the refractive medium. Thus, in future work, it will be possible to establish a full system optimization cycle by combining the OpticStudio-based simulations and the subsequent comparison of resulting reconstructions. Though the work was applied to a clinical EBRT case in the context of 3D scintillation dosimetry, the imaging model and optical design software-based simulation method can extend to other applications, namely CTC, and ease the developmental and optimization process of imaging-based tomographic systems.

Acknowledgments

This research was supported by the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC) Industrial Research Chair in Optical Design. Madison Rilling was supported by a NSERC Alexander-Graham-Bell doctoral scholarship. The authors would like to thank François Bourassa for his assistance in developing the Python-based ML-EM algorithm, and Jason St-Hilaire for providing the 3D clinical dose distribution used for establishing the feasibility of our method.

Chapitre 4

Tomographic-based 3D scintillation dosimetry using a three-view plenoptic imaging system

Madison Rilling,^{1,2,3,4} Guillaume Allain,^{1,2} Simon Thibault^{1,2} and Louis Archambault^{1,3,4}

¹*Département de physique, de génie physique et d'optique, Faculté des sciences et de génie, Université Laval, 1045, av. de la Médecine, Québec, QC G1V 0A6, Canada*

²*Centre d'optique, photonique et laser, Université Laval, 2375 rue de la Terrasse, Québec, QC G1V 0A6, Canada*

³*Centre de recherche du CHU de Québec-Université Laval, Hôtel-Dieu de Québec, 11 Côte du Palais, Québec, QC G1R 2J6, Canada*

⁴*Centre de recherche sur le cancer de l'Université Laval, 9 rue McMahon, Québec, QC G1R 3S3, Canada*

4.1 Résumé

But : Cet article consiste en la démonstration de faisabilité d'un prototype de dosimétrie à scintillation 3D utilisant trois projections plénoptiques pour la mesure tridimensionnelle (3D) de distributions de dose résultant d'irradiation de champs statiques de faisceaux de photons.

Matériel et méthodes : Dans le cadre de ces travaux, des champs statiques de photons ont été administrés à un scintillateur plastique cubique contenu à l'intérieur de plaques en acrylique. Des reconstructions 3D expérimentales de la distribution lumineuse émise du scintillateur ont été obtenues à l'aide d'un algorithme de reconstruction itérative de type *maximum likelihood-expectation maximization* (ML-EM). À cette fin, la matrice de projection modéli-

sant la relation entre le volume scintillant discrétisé et les pixels du senseur de la caméra a été calculée en utilisant les outils d'un logiciel de conception optique. Une correction a été appliquée aux reconstructions résultantes afin de corriger pour un effet de surestimation de la dose relative mesurée qui n'est pas directement dû au dépôt de dose dans le volume. Des profils transverses et des profils de rendement en profondeur ont été comparés à ceux calculés pour des champs carrés dans un système de planification de traitement. Enfin, des analyses 2D et 3D gamma ont été faites pour des distributions de dose ayant une forme concave. Pour ces mêmes distributions, le coefficient de corrélation Pearson et l'erreur de reconstruction ont été calculées afin de mieux évaluer la qualité des mesures 3D de dose relative.

Résultats : Un modèle juste et complet du système combinant la caméra plénoptique et le volume de scintillateur plastique a été établi en utilisant le tracé réel de rayons de lumière au moyen des fonctionnalités d'un logiciel de conception. Avec ce modèle, des distributions 3D de l'émission lumineuse au sein du volume scintillant ont été reconstruites avec succès sur un volume de $60 \times 60 \times 60 \text{ mm}^3$ avec une résolution de voxel de 2 mm. Pour des mesures 3D de distributions relatives résultant de champs de radiation carrés de $2 \times 2 \text{ cm}^2$, $3 \times 3 \text{ cm}^2$ et $4 \times 4 \text{ cm}^2$ comparés à des distributions calculées dans un logiciel de planification de traitement, l'erreur quadratique moyenne maximale des profils transverses tracés à deux profondeurs différentes était de 3.2%, 1.2% et 1.1%, respectivement. En ce qui a trait aux profils de rendement en profondeur modélisés par une régression linéaire, les pentes des distributions reconstruites pour ces mêmes champs carrés surestiment celles des distributions de référence d'au plus 0.2%/cm. Pour le champ de radiation de forme concave, le test gamma 2D avec un critère de 2%/2mm a résulté en un taux de passage de 61.6%, 66.1% and 76.4% en utilisant 1, 2 et 3 projections plénoptiques, respectivement, pour les reconstructions; ces taux de passage sont devenus 77.1%, 87.5%, and 94.9% avec un taux de passage de 3%/3mm. Les coefficients de corrélation pour ces mêmes reconstructions étaient de 0.688, 0.905 et 0.976, respectivement.

Conclusions : Les distributions 3D de lumière émise d'un volume de scintillateur plastique peuvent être reconstruites avec succès en utilisant le modèle tomographique du prototype expérimental établi à l'aide d'un logiciel de conception optique. Ce modèle tomographique peut s'étendre de façon équivalente à des mesures d'administration dynamique de la dose; dans ce cas, la résolution temporelle du système serait limitée par le temps d'exposition de la caméra. Cette étude de faisabilité simplifie les processus de conception et d'implémentation expérimentale dans le développement de prototypes pour la dosimétrie à scintillation volumétrique. La méthode proposée et validée facilite le design de futurs prototypes en vue de pleinement répondre aux besoins cliniques des traitements dynamiques en radiothérapie externe.

4.2 Abstract

Purpose: To demonstrate the feasibility of a three-panoptic camera projection, scintillation-based dosimetry system for measuring three-dimensional (3D) dose distributions of static photon radiation fields.

Methods: Static x-ray photon beams were delivered to a cubic plastic scintillator volume embedded within acrylic blocks. For each beam, three orthogonal projections of the scintillating light emission were recorded using a multifocus panoptic camera. Experimental 3D reconstructions of the light distribution were obtained using an iterative maximum likelihood-expectation maximization (ML-EM) algorithm. For this purpose, the elements of the system matrix representing the contribution of the scintillator volume voxels to the camera sensor pixels were calculated using optical design software. A reconstruction-specific correction was applied to light reconstructions to account for scintillating light imaged by the camera but not directly resulting from dose deposition. Cross beam profiles (CBPs) and percentage depth dose (PDD) curves were compared to treatment planning system data for square fields. 2D and 3D gamma analyses were performed for concave-shaped dose distributions and the Pearson correlation coefficient and reconstruction error were employed to assess the quality of the measured relative 3D dose distributions.

Results: A full and accurate model of the panoptic camera-based scintillation dosimetry system was implemented using the light ray tracing capabilities of optical design software. With this model, light distributions were successfully reconstructed over a volume of $60 \times 60 \times 60 \text{ mm}^3$ at a resolution of 2 mm. For relative 3D measurements of square radiation fields of $2 \times 2 \text{ cm}^2$, $3 \times 3 \text{ cm}^2$ and $4 \times 4 \text{ cm}^2$ compared with treatment planning system reference distributions, the maximum root-mean-square error of the CBPs evaluated at two different depths was of 3.2%, 1.2% and 1.1%, respectively; as for the corresponding linearly-fitted PDDs of the square fields, the slopes of the reconstructed dose distributions overestimated those of the reference distributions by at most 0.2%/cm. The 2D gamma passing rate with a criterion of 2%/2mm for the concave-shaped photon field was of 61.6%, 66.1% and 76.4% using 1, 2 and 3 panoptic projections; the respective success rates become 77.1%, 87.5%, and 94.9% using a criterion of 3%/3mm. The 3D correlation coefficient for the corresponding reconstructions was of 0.688, 0.905 and 0.976, respectively.

Conclusions: 3D light distributions emitted from within a plastic scintillator volume were successfully recovered using optical design software to establish a complete tomographic model of a panoptic camera-based prototype. The tomographic model can equivalently extend to dynamic dose delivery measurements, providing temporal resolution limited by the camera's exposure time. This feasibility study enables a simplified design-to-implementation process for volumetric scintillation dosimetry prototypes towards fully meeting the clinical needs of 3D dose measurements for static and dynamic delivery techniques.

4.3 Introduction

Three-dimensional (3D) dosimetry for photon-based radiation therapy (RT) is becoming more of a necessity than a simple commodity in clinical practice with the ever growing delivery complexity of modern RT techniques such as intensity-modulated RT (IMRT), volumetric-modulated arc therapy (VMAT) and stereotactic body RT (SBRT). Such high-conformity, dynamically-delivered treatment techniques often involve small, irregularly-shaped radiation fields as well as steep dose gradients, which can place considerable strain on the treatment machine [170]. For this reason, it is important to have clinical tools capable of verifying that the dose distribution delivered by the linear accelerator is exactly as planned. Ideally, such a dosimetry tool would offer fully comprehensive quality assurance (QA) by rendering high-precision 3D dose measurements with sufficient spatial resolution for measuring high dose gradients [2, 156, 157]. Moreover, it would also provide sufficient temporal resolution, allowing to identify the source of any potential errors which may occur during dynamic delivery.

Unfortunately, no commercial QA tool yet consists of an all-in-one solution for dynamic 3D dosimetry. The main shortcoming of currently available commercial tools is that of spatial resolution : discrete detector points, typically ion chambers or diodes, only sample the delivered dose within 2D planes or estimate the 3D dose distribution based on interpolated data points [12, 171]. Moreover, when small fields are involved, ionization chamber measurements suffer from volume averaging effects in regions of steep dose gradients [7]. Commercially-available detectors adapted to small field measurements include micro-ionization chambers and unshielded silicon diodes, but are influenced by the mass density of the sensitive volume and the surrounding medium [172, 173]. Commercial plastic scintillation detectors have also been characterized for the same purpose, but require correction for the generation of Cherenkov radiation in the optical fiber which guides the light signal [174, 175]. As for volumetric measurements within continuous media, dosimetric gels have been successfully used with appreciable precision and accuracy for 3D dosimetry, namely for end-to-end measurements in the clinic [40, 176]. However, the capability of such gels for 3D dose mapping comes hand-in-hand with their intrinsic integrating property, yielding only information on the total dose distribution without providing any temporal information of the dose delivery.

Light emitting-based systems have emerged as prime candidates for 3D dosimetry, as they exhibit the potential for real-time, spatially-continuous measurements of volumetric dose distributions. These types of dosimeters are based on the optical imaging of either fluorescent light distributions within plastic or liquid scintillating volumes [72, 77, 80, 96, 158], or Cherenkov radiation-based light distributions within water tanks doped with quinine sulfate [88–91, 177]. In either case, the challenge is the same : resolving the instantaneous three-dimensional scintillating light distribution resulting from dose deposition within a translucent, water-equivalent medium. Tomographic reconstruction, using filtered backprojections or an iterative approach, has been the method of choice in developing 3D dosimeters. Kirov *et al* set the stage by

acquiring 2D images at different angles with respect to a radioactive Ru-106 eye plaque scintillator immersed in a small volume liquid scintillator, obtaining relative dose distributions differing from the reference distributions by 25% [63]. Kroll *et al* later proposed a heavy-duty prototype consisting of a plastic scintillating block imaged by four cameras, three being equilaterally-spaced and coplanar, and one in the beam’s-eye-view axis [72]. However, their tomographic-based system was limited to unidirectional measurements of proton beams.

In the last decade, experimental prototypes have been proposed using large-volume liquid scintillators [73], but the retrieval of 3D dose information has been largely developed based on the unique properties of dose deposition in proton therapy. Moreover, the tomographic model of the three-camera system recently simulated by Hui *et al* assumes paraxial optics [77] and requires a correction model to account for optical aberrations [80]. In contrast to scintillator-based approaches, Glaser *et al* retrieved relative 3D dose distributions of complex yet static radiation fields using optical cone beam tomography of Cherenkov-mediated light signals [90]. The authors used an intensified charged-coupled device with a large-angle objective lens to acquire tomographic images at a 2° angular resolution, using the collimator and couch rotation to obtain a full 360° view of the imaged water tank.

The goal in scintillating-based 3D dosimetry and the development of prototypes that is involved are very similar conceptually to work done in combustion diagnostics, in which elaborate, multiple-projection imaging systems are developed to resolve the 3D temperature distribution of a target flame [132, 135, 136, 152, 178]. In both research fields, the use of plenoptic cameras has been considered as a means for reducing the number of projections required. However, in flame diagnostics, the use of a single plenoptic camera resulted in poor depth resolution along the camera’s optical axis [138] and proved to be successful only for volumes modeled with very coarse spatial resolution, namely a volume of $4 \times 4 \times 6$ voxels [140]. On the other hand, for dynamic external-beam RT dose measurements, Goulet *et al* used an inverse paraxial optics model and a single plenoptic camera to image and retrieve the 3D shape of the light emitted within a $10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$ irradiated plastic scintillator [96]. To compensate for the aforementioned lack in depth resolution, the reconstructed dose distribution was constrained by a backprojected fluence measurement acquired by the portal imager, hence making the dose measurement strongly dependent on the linear accelerator.

In this work, we demonstrate the feasibility of a volumetric scintillation dosimetry system which uses three plenoptic imager viewpoints to recover the 3D light distribution emitted from a plastic scintillator volume by means of an iterative reconstruction algorithm. This experimental study builds on previous work in which an optical design software-based approach was shown to enable the complete simulation of imaging systems used for computed tomography applications [179].

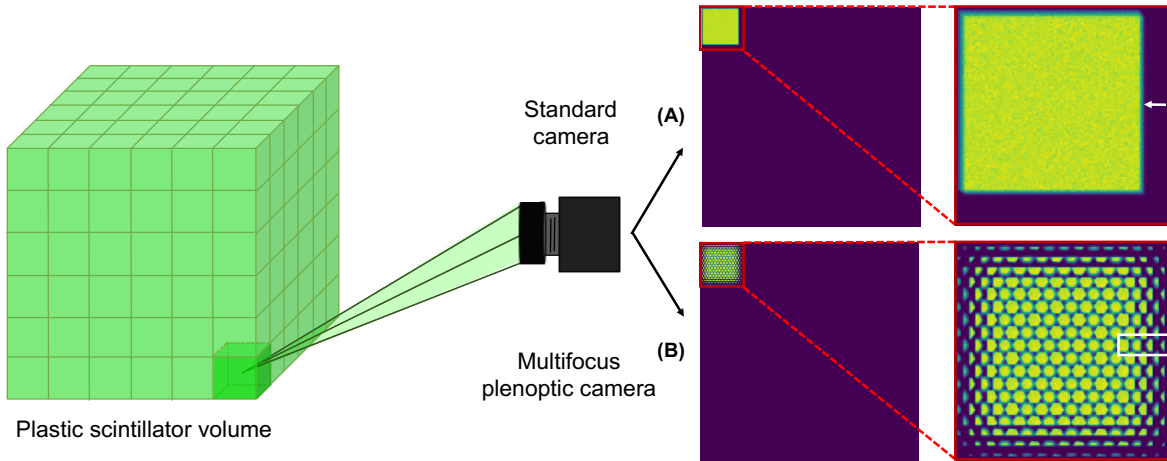


FIGURE 4.1 – Difference between the image recorded on the sensor of a standard versus a plenoptic camera. (A) Standard camera : each pixel integrates light over all angles of incidence, recording only spatial information. (B) Plenoptic camera : the incident light is divided based on its angle of incidence by the microlens array, recording both spatial and angular information. The rectangular region of interest illustrates the concept of multiplicity.

4.4 Materials and Methods

4.4.1 Multifocus plenoptic camera

Plenoptic cameras, sometimes referred to as light field imagers or single lens 3D cameras [102, 108], are composed of a microlens array (MLA) added in front of the camera’s active sensor. By each covering multiple sensor pixels, these microlenses selectively separate the captured light field according to its angle of incidence, embedding both spatial and angular information within micro-images recorded on the sensor. Compared to simple plenoptic cameras which offer maximum angular but minimal directional information [102], focused plenoptic cameras provide a tradeoff between the optical system’s spatial and angular resolution [103]. In comparison with a standard camera, this additional angular information is recorded at the expense of spatial information. A subset of focused plenoptic cameras are called *multifocus* : they offer increased depth-of-field by having interlaced lenslets of differing focal lengths within the MLA [107, 108]. Two properties of plenoptic cameras are of particular importance for their proper operation :

1. *f*-number matching : the $f/\#$, i.e., the ratio of the focal length over the lens aperture diameter, of the microlenses must be matched with that of the objective lens such that overlap between micro-images is avoided while maximizing the use of the sensor’s area ;
2. Multiplicity : the minimum number of microlenses imaging each point within the camera’s field-of-view. Each point must be imaged by at least two microlenses to provide the system with minimal angular information.

Figure 4.1 shows the difference in the image that would be acquired by a conventional versus a multifocus plenoptic camera if only one cubic voxel within a plastic scintillator was lit up. In this case, the multiplicity can be seen to be of 4, as seen by the number of times an edge point of the voxel is imaged. From a computational imaging standpoint, the additional angular information allows for a digital refocussing of the image or a slight change in the camera’s viewing point post acquisition [102]. However, in the work presented here, multifocus plenoptic camera acquisitions are input projections for solving an emission-based computed tomography problem. The goal is to reconstruct the 3D emitted light distribution recorded by imaging an irradiated plastic scintillator volume. Due to the intrinsic spatio-angular resolution tradeoff of plenoptic cameras, multiplicity is chosen to increase angular resolution while taking into account both the camera’s spatial specifications, determined by the microlens diameter and pixel size, and the spatial resolution of the reconstructions for which the images are used. By precisely modeling the plenoptic imaging system, the angular information captured on the detector can be exploited to reconstruct iteratively the 3D scintillating light pattern. This yields the relative dose distribution as the light emission is proportional to the locally absorbed dose in organic scintillators, independent of energy and dose rate for beam energies used in photon radiation therapy [5, 57].

4.4.2 Optical design software-based model

The basis of solving a computed tomography problem consists of modeling, in a discretized manner, the relationship between the detector and the volume to reconstruct. In scintillation-based systems in which the volume is a light-emitting translucent medium and the detector is an optical imaging system, solving the emission tomography problem requires a model of how the light propagates from the point of emission within the volume to the pixels of the camera’s sensor. In this work, optical design software was used to construct this optical tomographic model.

Optical design software can be used for a wide range of applications to design, optimize and analyze both complex imaging and illumination systems. Optical design software is also known as *ray tracing* software, as it simulates systems by tracing rays of light through the user-input optical components of the system. Such software uses *real* ray tracing, as opposed to paraxial ray tracing, which enables more realistic optical models to be simulated and minimizes the error propagation that would result from small-angle approximations [146]. From a design perspective, ray tracing software offers great flexibility, allowing the user to determine optimal components based on the desired system specifications. From a modeling perspective, as it pertains to the current experimental prototype, this software enables a full characterization of the optical components, either commercial or user-defined, thus taking into account the optical aberrations which may affect image quality.

In this work, the emission computed tomography model was established using Zemax OpticS-

tudio [153] as described in our previous work [179]; however, other optical design software could be employed in a similar fashion.

4.4.3 Experimental setup

The experimental prototype combines a plastic scintillator volume and a plenoptic imaging system, both mounted on an optical breadboard, as shown in Figure 4.2. The radiosensitive volume consists of a cubic $10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$ polyvinyltoluene-based plastic scintillator volume (EJ-260 : $n = 1.58$, peak emission of 492 nm, density of 1.023 g cm^{-3} ; Eljen technology, Sweetwater, TX). The scintillator is embedded within custom-made rectangular blocks of PMMA ($n = 1.49$, density of 1.18 g cm^{-3}), for a total volume of $16.75 (LAT) \times 19 (SI) \times 19 (AP) \text{ cm}^3$. A monochromatic multifocus plenoptic camera (R42 : 3-focal length microlens array, 7716×5364 pixel CMOS detector, $1.12 \mu\text{m}$ resolution; Raytrix GmbH, Kiel, Germany) is used to acquire images of the scintillating volume. Note that only one camera is used in the experimental prototype to avoid the risk of introducing errors due to differences in alignment and calibration. However, this is only done for prototyping reasons : the method remains equivalent to using multiple imagers and mirrors to obtain the same viewpoints. Multiple projections are simulated using perpendicular gantry and collimator angles, as is explicated in the following section. A 35-mm fixed focal length objective lens (C Series 5MP 2/3-inch imaging lens; Edmund Optics, NJ) is attached to the camera, with an aperture of $f/2.8$ to match that of the microlenses. As shown in Figure 4.2, the optical axis of the camera is twice deviated at a 90° angle using a $76.2 \times 107.8 \text{ mm}^2$ mirror (Edmund Optics, NJ) and a 2-inch tilt mirror, the latter facilitating fine adjustments for more precise optical alignment. To minimize reflections between the plastic scintillator and surrounding PMMA blocks, each surface of the cubic scintillator, except for the surface seen by the camera, was covered by black cardboard.

Acquisitions with radiation fields were conducted using a 6MV photon beam from a True-Beam linear accelerator (Varian Medical Systems, Palo Alto, CA). The breadboard-mounted prototype was placed on the treatment couch, such that the center of the plastic scintillator was positioned at the beam isocenter. The top surface of the acrylic plates corresponded to a source-to-surface distance (SSD) of 90.5 cm. The camera-to-scintillator working distance was 354.5 mm and the camera was aligned with the center of the plastic scintillator such that its optical axis was perpendicular to the beam axis. With this setup, the camera’s field-of-view (FOV) fully included the $60 \times 60 \times 60 \text{ mm}^3$ central volume of the plastic scintillator. Due to the proximity of the camera with the irradiated volume, cerrobend blocks were placed around the camera to minimize the possibility of scattered photons from reaching the camera. Also, to avoid parasite contributions of superfluous light signals during measurements, the room lights were turned off and the camera and scintillator setup was completely covered with a blackout fabric.

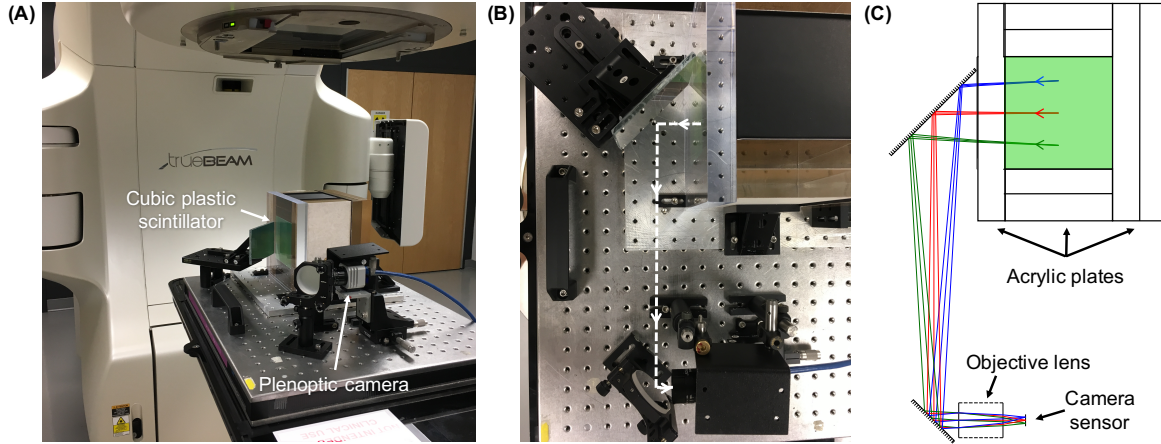


FIGURE 4.2 – (A) Plenoptic imaging system and plastic scintillator volume mounted on an optical breadboard (shown without radiation shielding and blackout fabric). (B) View from above of the breadboard-mounted prototype. (C) Optical schematic of rays originating within the scintillator and arriving at the camera sensor.

4.4.4 Image acquisition and processing

16-bit plenoptic images were acquired for different static radiation fields at orthogonal view-points. Three orthogonal projections were acquired with the same plenoptic camera by rotating the gantry or collimator angle in the following manner : (a) gantry at 0° and collimator at 0° ; (b) gantry at 0° and collimator at 90° ; (c) gantry at 90° and collimator at 90° . The projections are hereafter referred to as LAT (a), SI (b) and AP (c), each projection’s axis being parallel to the lateral (LAT), superoinferior (SI), and anteroposterior (AP) axes, respectively. Note that the acrylic volume was constructed such that the SSD was the same whether the gantry was at 0° or 90° .

For each radiation field, 150 MUs were delivered at a nominal dose rate of 600 MU/min. For the SI and LAT projections, the camera was operated at its minimum frame rate of 1.7 s to maximize the signal-to-noise ratio (SNR) of plenoptic images. Due to the presence of the microlens array within the plenoptic camera, the light collection efficiency is typically reduced compared to a standard camera, and this can require longer exposure times in the case of the plenoptic camera. For the AP projection for which the gantry was angled at 90° , the exposure time needed to be reduced to a fraction of its maximum value to avoid saturation : at this angle, the camera’s optical axis was in line with the beam’s axis, resulting in a greater amount of scintillation light incident on the camera’s detector due to the 10 cm length of the scintillator. Due to the long exposure times, image sets were averaged to reconstruct subsequently the instantaneous relative dose rate rather than the total relative dose distribution. It can be noted that, for measuring dynamic fields, image sequences could be resampled to represent identical time points to account for camera projections having differing exposure times.

To prepare the plenoptic images to be used as input projections for the tomographic reconstructions, the following processing steps were required :

1. A series of bias images, i.e., images obtained with 0 exposure time representing the bias level of each pixel due to dark current, were acquired and averaged ;
2. As the plenoptic camera employed was not actively cooled, a series of dark images was acquired both before and after the acquisition of each set of light images. A median filter with a kernel size of 3×3 pixels was applied to each background image and a final averaged dark image was obtained ;
3. Each set of light images acquired for a given field and a given camera projection was median-filtered then averaged. The averaged bias and corresponding averaged dark images were then subtracted to obtain a single plenoptic projection. No flat-field correction was applied ;
4. To increase the SNR at the expense of the very small pixel size, each resulting plenoptic projection was binned by a factor of 4 and was then cropped to obtain a final square image of 1289×1289 pixels, resulting in an equivalent camera pixel size of $4.48 \mu\text{m}$;
5. For a given set of corrected SI, LAT, and AP projections for a same radiation field, each projection was normalized by its sum, then multiplied by the ratio of relative exposure times to account for the difference in emitted light captured by each respective projection.

4.4.5 3D reconstructions

The emission computed tomography problem embodied by the scintillator-based imaging system consists of solving a system of linear equations, which can be expressed simply by :

$$\vec{p} = \mathbf{A} \vec{D} \quad (4.1)$$

where $\vec{p} = (p_i : i \in 1, \dots, N)$ represents a given experimental plenoptic projection of $N = n \times n$ pixels and $\vec{D} = (D_j : j \in 1, \dots, M)$ the relative emitted light distribution discretized into $M = m \times m \times m$ voxels. $\mathbf{A}_{N \times M}$, the system matrix, describes how the scintillator volume is imaged by the plenoptic camera : each element $\mathbf{A}_{i,j}$ of the system matrix represents how the light emitted from the j^{th} voxel contributes to the i^{th} pixel. In this work, the plastic scintillator cube is divided into square voxels of 2-mm side length resolution, resulting in a modeled volume of $50 \times 50 \times 50$ voxels. With $n = 1289$ pixels, the system matrix is a large, sparse matrix of size $N = 1289 \times 1289 = 1,661,521$ rows by $M = 50 \times 50 \times 50 = 125,000$ columns.

As introduced in Section 4.4.2, the emission-based tomography model of the combined scintillator and camera system was established using Zemax OpticStudio®18.9. The model integrated a blackbox model of the objective lens provided by Edmund Optics and the plenoptic camera was simulated based on its optical specifications. Real ray tracing from each voxel to the camera's detector was carried out within the optical design software ; this represents the process

by which each weighted value of the $\mathbf{A}_{i,j}$ elements was calculated. A monochromatic emission spectrum was assumed for the plastic scintillator due to the negligible focal shift that would result from using a polychromatic spectrum relative to the voxel size used in this study.

The tomographic problem explicitied by equation 4.1 was solved using a Python-implemented maximum-likelihood expectation-maximization (ML-EM) iterative reconstruction algorithm, as employed by Goulet *et al* [96]. This iterative algorithm was chosen because of its predictable convergence and its property of non-negativity. The k^{th} iteration step of the algorithm is as follows :

$$D_j^{(k+1)} = D_j^{(k)} \frac{1}{\sum_{i=1}^N \mathbf{A}_{ij}} \left[\sum_{i=1}^N \mathbf{A}_{ij} \left(\frac{p_i}{\sum_{j=1}^M \mathbf{A}_{ij} D_j^{(k)}} \right) \right] \quad (4.2)$$

To perform a reconstruction from multiple projections, the ordered-subset variation of the EM algorithm was employed [128, 130] : the algorithm was applied separately on each projection at the k^{th} iteration of the reconstruction. The estimates obtained based on different projections were then combined to provide the updated estimate to initialize the $k + 1^{\text{th}}$ iteration. The reconstructions were performed based solely on the processed plenoptic images ; no *a priori* knowledge on the behaviour of the dose deposition or the shape of the reference dose distribution was assumed. A uniform initial estimate \vec{D}_0 of small but non-zero values was used and all reconstructions were obtained by performing 20 complete iterations, i.e., 60 ordered-subset iterations when 3 projections were used. This stop criterion for the iterative reconstructions was chosen based on the point of assured convergence, represented by the plateau reached by the log likelihood maximization at this iteration number.

4.4.6 Reconstruction quality assessment

Though the projection matrix models a reconstructed volume of $50 \times 50 \times 50$ voxels, the assessed reconstructions are of $30 \times 30 \times 30$ voxels in size ; this volume at the center of the plastic scintillator corresponds to the intersection of each of the three orthogonal plenoptic projections' FOV. A cross-shaped radiation field, with a cross arm width of 1 cm and full width of 4 cm, was used to compare simulated and experimental plenoptic images. 3D reconstructions of square radiation fields of $2 \times 2 \text{ cm}^2$, $3 \times 3 \text{ cm}^2$ and $4 \times 4 \text{ cm}^2$ were used to extract cross beam profiles (CBPs) at different depths and percentage depth dose (PDD) profiles along the beam's axis. A U-shaped radiation field was used to evaluate the system's capability of reconstructing concave features of light distributions using 1, 2 and 3 orthogonal projections. The reference distributions were calculated in the treatment planning system (TPS, Raystation, Raysearch Laboratories, Stockholm, Sweden) using voxels of 1 mm, which were subsequently binned to obtain square voxels of 2 mm in side length. For this purpose, the irradiated volume was modeled in the TPS using the exact dimensions and corresponding densities of the scintillator

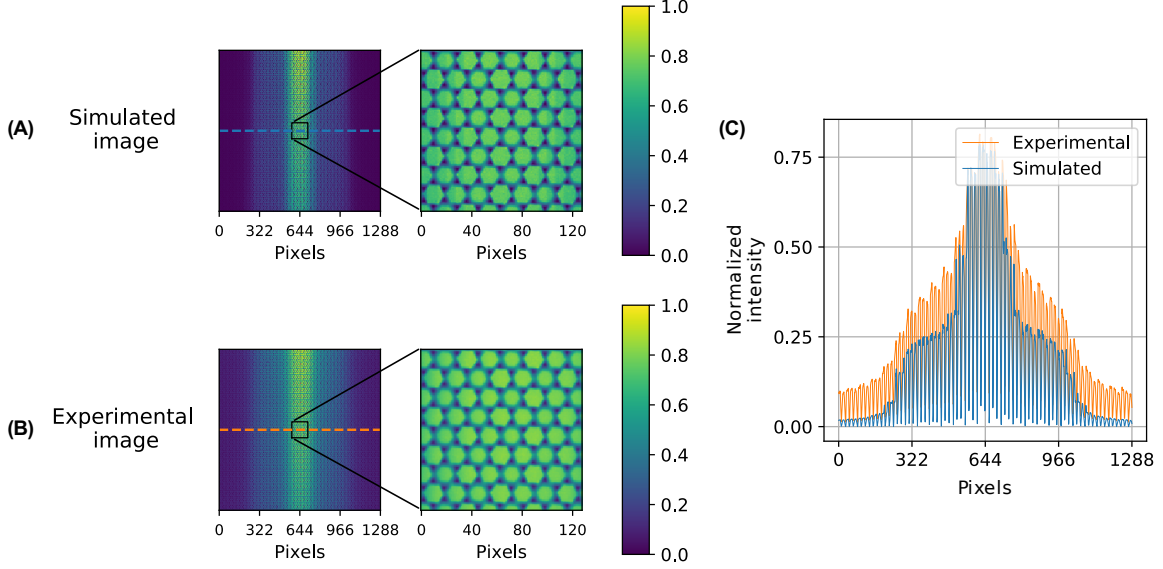


FIGURE 4.3 – Comparison of (A) simulated and (B) experimental multifocus plenoptic images of the scintillating volume irradiated with a cross-shaped radiation field. (C) Profiles traced through the middle pixel row of each image, normalized to their maximum value.

volume and surrounding PMMA blocks. The reconstructed distributions \vec{D}_{exp} were compared against the 3D relative TPS dose distributions \vec{D}_{TPS} using three 3D metrics, namely the Pearson correlation coefficient, reconstruction error and 2D and 3D gamma tests [180]. The Pearson correlation coefficient r is defined as

$$r = \frac{\sum_{j=1}^M (D_{\text{TPS}_j} - \overline{D_{\text{TPS}_j}})(D_{\text{exp}_j} - \overline{D_{\text{exp}_j}})}{\sqrt{\left(\sum_{j=1}^M (D_{\text{TPS}_j} - \overline{D_{\text{TPS}_j}})^2\right)}\sqrt{\left(\sum_{j=1}^M (D_{\text{exp}_j} - \overline{D_{\text{exp}_j}})^2\right)}} \quad (4.3)$$

where $\overline{D_{\text{exp}}}$ and $\overline{D_{\text{TPS}}}$ are the mean values of each distribution and M the number of voxels. This metric quantifies the disparity between two 3D distributions when corresponding voxels should have similar intensity values. The reconstruction error is calculated according to

$$e = \frac{\|\vec{D}_{\text{exp}} - \vec{D}_{\text{TPS}}\|}{\|\vec{D}_{\text{TPS}}\|} \quad (4.4)$$

4.5 Results

4.5.1 Simulated model

Figure 4.3 compares a simulated image obtained with the multifocus plenoptic system modeled using optical design software to an experimental image captured of the scintillator volume

with the R42 camera. A cross-shaped radiation field (cross arm width of 1 cm and full cross width of 4 cm) was used in the experimental setting, and the corresponding relative-valued reference dose distribution generated from the TPS was used as the source volume for the image simulation. The central zoomed-in portion of the images shows the likeness of the modeled and actual plenoptic imaging systems. Indeed, a precise model of the microlens array consisting of hexagonally-distributed, interlaced lenslets of differing f -lengths was established, as seen by the varying sharpness in the outer edge of the micro-images. Though the microlenses are themselves round, the shape of the micro-images is determined by the shape and rotation of the objective lens' aperture, i.e., the pupil aperture, which consists of a rotated hexagon. The size of the micro-images is determined by the opening of the pupil, and was maximized according to the $f/\#$ matching principle. Since no sharp edges were within the camera's field-of-view, the multiplicity cannot be compared explicitly in these images as it could be in Figure 4.1. The profiles traced through the middle pixel row of each image highlight the varying intensity pattern introduced by the microlens array being in front of the camera detector : each intensity spike along the profile corresponds to light incident from a limited range of angles within the camera's FOV. However, the superposed profiles show a difference in relative amplitude, which relates to a difference in the light distribution seen by the camera in the simulated versus experimental case ; this difference is addressed subsequently.

4.5.2 Background signal correction

As seen in the experimental plenoptic image of Figure 4.3, the intensity values in the out-of-field region are greater than those in the simulated image. This results in 3D experimental reconstructions with offsets observed both in high and low dose regions, making baseline comparison with TPS planned distributions difficult. This offset between the experimental reconstructions and the TPS distributions suggests that there is a background light signal present within the scintillating volume, which is imaged by the plenoptic camera but which is not fluorescent light emission resulting from locally absorbed dose. To address this, a reconstruction-based correction was chosen over an image-based correction. Indeed, since the optical design software-based method provides a complete modeling of how the light distribution within the volume relates to the camera pixels, correcting the images implies changing the light distribution captured by the camera.

The correction applied is specific to the reconstructed 3D distribution : an average relative intensity calculated within an edge voxel slice of the reconstructed volume was subtracted uniformly from the 3D distribution. This field-specific correction assumes that an amount of background light dependent on the amount of scintillating light within the cube increases the relative dose measured within each voxel. This correction has been applied to all experimental 3D reconstructions presented hereinafter.

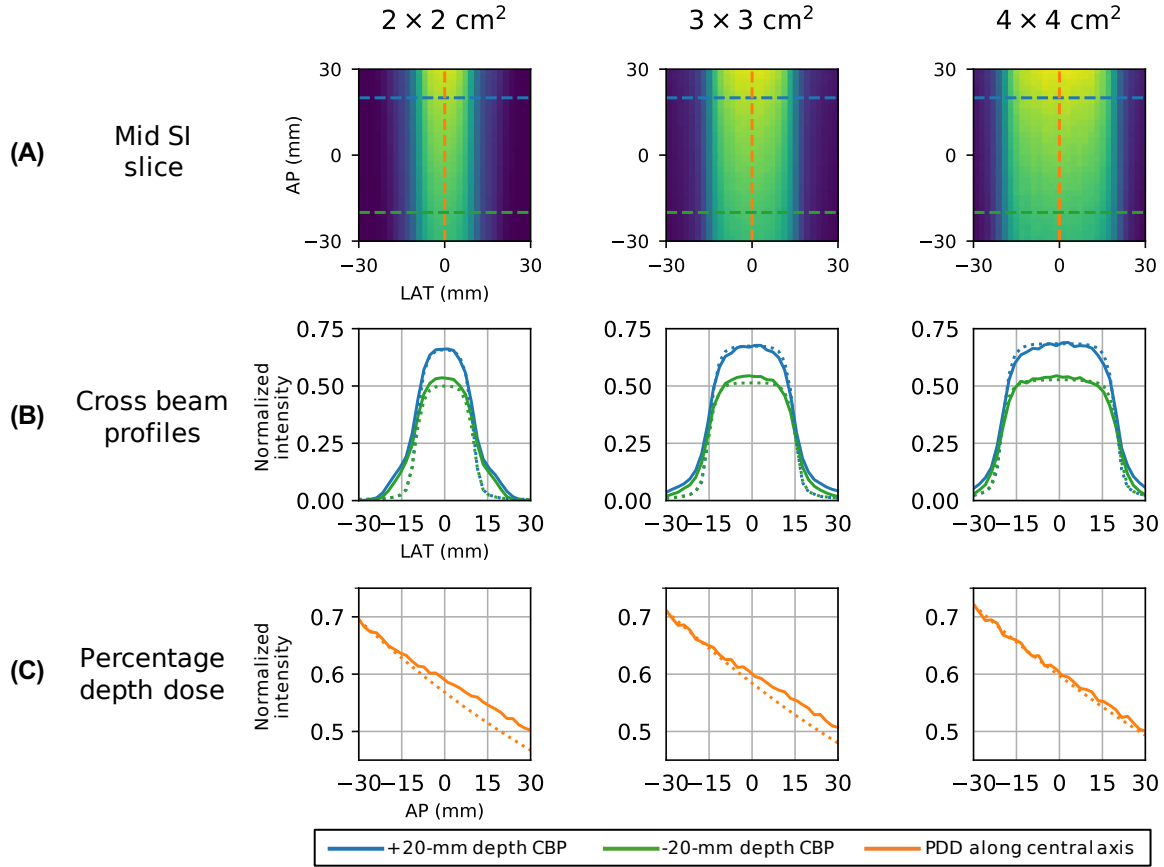


FIGURE 4.4 – (A) Mid SI slices of corrected relative experimental 3D reconstructions for square radiation fields of size $2 \times 2 \text{ cm}^2$, $3 \times 3 \text{ cm}^2$ and $4 \times 4 \text{ cm}^2$. (B) Cross beam profiles (CBPs) traced in the corresponding mid SI slices at depths of +20 and -20 mm compared to reference TPS profiles (dotted lines). (C) Percentage depth dose (PDD) curves evaluated along one column of voxels at LAT = SI = 0 compared to TPS PDD curves (dotted lines).

4.5.3 3D reconstructions

Figure 4.4 compares experimental, relative-valued 3D reconstructions obtained with three orthogonal plenoptic acquisitions acquired for square fields of the following sizes : $2 \times 2 \text{ cm}^2$, $3 \times 3 \text{ cm}^2$ and $4 \times 4 \text{ cm}^2$. For each field, CBPs are traced at two different depths and the PDD curve along the beam axis is traced ; the CBPs and PDDs are compared to those of the corresponding relative TPS distributions, represented by dotted lines in Figure 4.4. The 3D reconstructions as well as the 3D TPS distributions were each normalized to their value at AP = +30 mm and LAT = SI = 0 mm ; this value was then scaled by the extrapolated output factor calculated with respect to the reference 6MV d_{max} depth of 1.5 cm with the TPS.

For the square field sizes of $2 \times 2 \text{ cm}^2$, $3 \times 3 \text{ cm}^2$ and $4 \times 4 \text{ cm}^2$, the root-mean-square error evaluated between the 50% relative-valued points of the CBPs is of 2.9%, 1.2% and 1.1% for the +20 mm-depth CBP and 3.2%, 1.2% and 0.8% for the -20 mm-depth CBP,

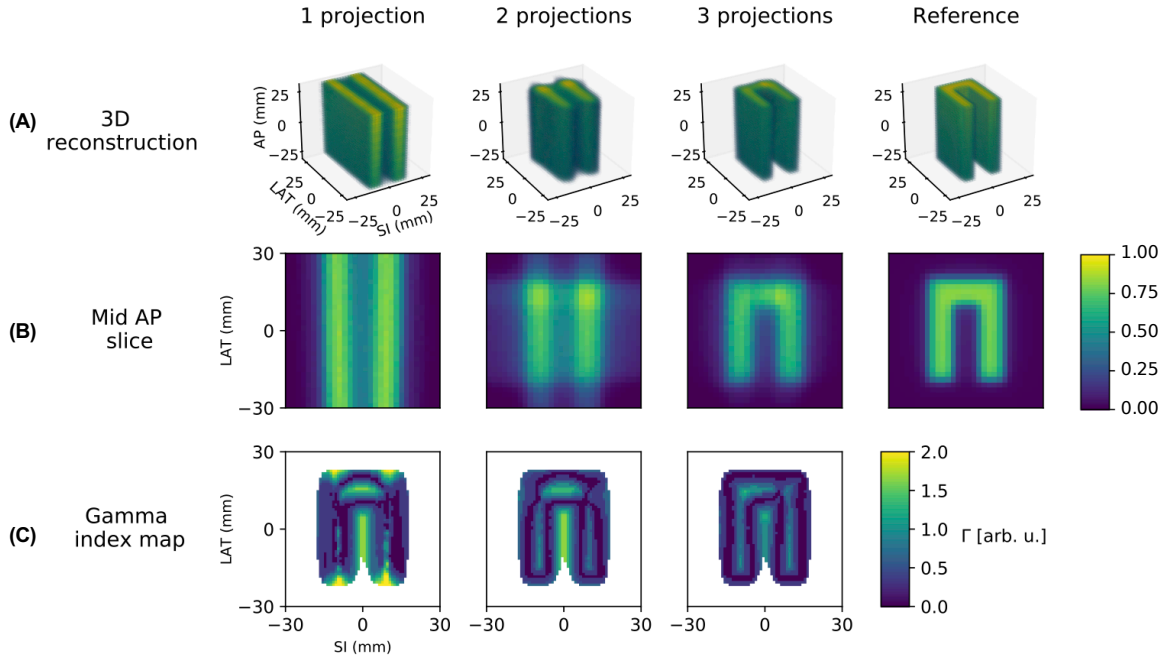


FIGURE 4.5 – (A) Corrected relative experimental 3D reconstructions obtained with 1 projection (LAT), 2 projections (LAT and SI) and 3 projections (LAT, SI and AP) compared to the TPS relative dose distribution. (B) Mid AP slices of corresponding experimental reconstructions. (C) 2D gamma index map of experimental AP cross sections using the TPS dose distribution as a reference with a 3%/3mm criterion.

respectively. For the corresponding square field sizes, the slope of the linearly-fitted PDD curve for the reconstructed dose distribution is of 5.9%/cm, 6.0%/cm and 6.1%/cm versus 5.7%/cm, 5.9%/cm and 6.0%/cm for the reference distributions, respectively. As the field size increases, the CBPs and PDD curves of the experimental 3D reconstructions approach those of the TPS distributions. However, as the field size decreases, an increasing overestimation of the PDD as well as a broadening of the penumbra width in the CBPs is observed. It can also be observed that the shoulders of the CBPs of the experimental reconstructions underestimate those of the TPS distributions, appearing rounder particularly for the field size of $4 \times 4 \text{ cm}^2$.

Figure 4.5 compares the experimental relative-valued 3D reconstructions of a U-shaped radiation field obtained with 1, 2 and 3 plenoptic projections to the reference TPS distribution. Here, the distributions are normalized by their respective global maximum value. Figure 4.5A presents 3D renderings of the experimental reconstructions obtained with 1 (LAT), 2 (LAT and SI) and 3 (LAT, SI and AP) plenoptic camera projections of the irradiated plastic scintillator volume. As low intensity regions are cutoff for better visualization in the 3D renderings, the mid AP slices of each of the reconstructions are provided in Figure 4.5B, showing how the intensity distribution within the reconstructed volume changes in the out-of-field regions as a function of the number of projections. It can be seen that the concave region of the U-shape

TABLE 4.1 – Quality assessment of the U-shaped dose distribution normalized by its global maximum value using 3D metrics : correlation coefficient (r), reconstruction error (e) and gamma analysis success rates for criteria of 3%/3mm and 2%/2mm with a threshold dose of 10%.

	r	e	Gamma analysis	
			(3%/3mm)	(2%/2mm)
1 projection	0.688	0.793	79.8	62.8
2 projections	0.905	0.468	90.3	71.4
3 projections	0.976	0.223	96.5	81.5

distribution becomes most well defined with 3 projections, namely when the AP projection is added to the reconstruction process. Finally, for the gamma analyses, the reconstructed distributions were interpolated at a resolution of 1 mm, as recommended by Task Group 218 [181]. In Figure 4.5C, a 2D gamma index map for these mid AP cross sections using the relative TPS distribution as a reference highlights the spatial and intensity information brought by each additional projection : the 2D gamma analysis success rate for a criterion of 3%/3mm, with a threshold dose of 10%, is of 77.1%, 87.5%, and 94.9% for 1, 2 and 3 projections respectively ; the respective success rates become 61.6%, 66.1% and 76.4% using a criterion of 2%/2mm.

Table 4.1 presents the 3D correlation coefficients (r , Eq. 4.3), reconstruction errors (e , Eq. 4.4) and gamma success rates for criteria of 3%/3mm and 2%/2mm, with a threshold dose of 10%, for the U-shaped dose distribution presented in Figure 4.5, normalized by its global maximum value.

4.6 Discussion

The results presented in this work serve as a feasibility study of using a plenoptic camera system used to image a plastic scintillator volume for complete 3D measurements of relative dose distributions for clinical photon beams. Contrary to a previous study in which a single plenoptic camera was employed with the added constraint of portal imager BEV projections, the experimental system performs 3D measurements based solely on images of the emitted light distribution. Moreover, the tomographic reconstructions are performed without guiding the reconstruction by assuming *a priori* knowledge on the behaviour of dose deposition within the medium.

An optical design software-based method is successfully used for the first time in this study in the context of 3D dosimetry to establish an emission computed tomography model of an experimental imaging-based prototype [179]. Exploiting the real ray tracing capabilities of the software is a key element in calculating the projection matrix that models the volume-to-imager relationship. Without this, several factors can introduce errors into the 3D reconstructions, namely : small-angle approximations, non-modeled optical aberrations, improper lens focusing

or refraction of light at interfaces within the phantom. However, if these elements are accounted for, we increase the amount of information that can be used from the acquired projections. More specifically, we can effectively use all pixels on the camera sensor for the tomographic 3D reconstruction. This is particularly of great interest in the case of the plenoptic camera. Though the plenoptic camera may be a complex imaging system, having such a complete model allows us to use all pixels both within and outside of micro-images and thus exploit the plenoptic camera's concept of multiplicity in a tomographic context. However, it is important to note that minimal treatment is performed on the plenoptic images before the reconstruction process. Doing otherwise may distort the optical information contained in the elements $\mathbf{A}_{i,j}$ of the system matrix and introduce noise into the experimental reconstructions. Also, it is important to highlight that the ray tracing process for generating the projection matrix need only be carried out once if the system is used under the same experimental conditions.

The results presented in this study highlight an important distinction to be made, namely between the reconstruction of the light distribution captured by the camera and the distribution of the deposited dose within the phantom. This aspect currently constitutes a main limit in accurately reconstructing relative 3D dose distributions with an imaging-only dosimetry system. Indeed, the significant offset observed between the experimental reconstructions and the TPS planned distributions suggests that the scintillating light emission, which is proportional to the locally absorbed dose, is amplified or redistributed throughout the whole plastic scintillator, which we refer to as a background light signal. Similar observations were made by Glaser *et al* and Goulet *et al*, respectively in Cherenkov-based [90] and scintillation-based 3D dosimetry systems [96]. In our work, this offset namely resulted in an overestimation of the CBP penumbra widths and of the PDD slope, an effect which increased with decreasing field size likely due to a loss of validity of the first-order correction applied to the reconstructed dose distributions. Part of the observed background light signal may be attributed to Cherenkov radiation, i.e., a source of non-radioluminescent light emission within the volume [57]. Though Goulet *et al* evaluated this contribution to be less than 0.5% of the total light recorded, this signal contamination may be more important when using an optical beam's-eye-view projection of the scintillator, i.e., the AP projection, due to the directional emission of Cherenkov radiation concentrated along the direction of charged particle propagation [84]. Nevertheless, the advantage of the current method is that it decouples the reconstruction problem into two parts : (1) the reconstruction of the flux of light passing through each voxel and (2) the relationship between the light emitted by each voxel, as a result of locally absorbed dose, and the flux passing through it. In the current optical model, monochromatic emission from the scintillator was assumed and multiple total internal reflections within the plastic scintillator were not considered due to their high cost in computational efficiency when generating the full system matrix. However, if voxel size is further decreased, the footprint of all optical effects, namely the polychromatic emission spectrum of fluorescence, becomes increasingly important to take into account. Hence, future work should be done with the optical design software to

model the complete light distribution within the scintillator as it relates to light emission from specific voxels. More specifically, the position-dependent effect of total internal reflections within the scintillator volume should be evaluated [179]. This model would serve as a secondary transfer function, relating the total reconstructed light distribution to the locally emitted fluorescent light, and thus to the dose distribution within the scintillator. It is our hypothesis that implementing such a model would correct the underestimation measured in the shoulders of the CBPs and the overestimation measured in out-of-field regions.

Finally, the experimental prototype presented in this work made use of a single plenoptic camera, using the rotation of both the gantry and collimator to reproduce the scintillating light distribution that would be seen by perpendicularly placed plenoptic cameras. This served as a proof-of-concept setup for studying static photon beams while minimizing reconstruction errors due to calibration differences between plenoptic cameras. However, it can be noted that the proposed method would be robust to misalignment, as the optical model can easily take into account a change of viewing angle or offset between the optical axis and center of the phantom. Moreover, if the camera and phantom system is used under the same experimental conditions, the calculated projection matrix can be recycled and 3D reconstructions can be performed following minimal image processing. The prototype in its current form is still far from a clinical application, namely because of the camera positioning and low frame rate. However, future work will make use of the flexibility of the optical design software-based method to adapt the experimental prototype to dynamic external-beam RT measurements. It will be important in such a system to obtain, at the very least, a cross beam projection and a BEV projection of the light distribution for determining the instantaneous PDD and shape of the deposited dose distribution during the dynamic delivery, respectively. Due to the physical limits imposed by using multiple cameras arranged around the phantom, phantoms using angled flat or curved mirrors should be considered to obtain additional viewing points of the plastic scintillator, similar to setups proposed by Tsuneda *et al* [182] for gantry sag measurements or Yu *et al* for chemiluminescence measurements [136]. Though difficult with paraxial ray tracing models, integrating curved reflective components to the system could be readily accounted for in the tomographic model using the optical design software. Moreover, the optical design software-based method for establishing the tomographic model in the context of dynamic dose delivery is the same as for static photon fields. Assuming the system is built such that the camera FOV is never obstructed by the rotating gantry, each camera acquisition represents a time-averaged dose measurement; the temporal resolution is determined by the longest exposure time of the cameras used in the system. A tomographic reconstruction is then performed for each projection acquired during the dynamic delivery. Since the 1.12- μm square pixels were binned by a factor of 4, it can be noted that the spatial resolution provided by the proposed prototype can be further increased for small field measurements in future work.

4.7 Conclusion

The feasibility of a volumetric scintillation dosimetry system was demonstrated using only the light information recorded by multifocus plenoptic cameras to retrieve the relative 3D dose distribution delivered by static photon beams. In the proposed experimental system, three orthogonal plenoptic projections of the scintillating volume serve as sole input to the iterative reconstruction algorithm; as no *a priori* information on dose deposition or field size is used to constrain the reconstructions, the 3D dose measurements are completely independent of dose delivery information from the linear accelerator. This reconstruction is made possible by a complete scintillator-to-camera emission tomography model which was established by means of optical design software. Being used for the first time in scintillation dosimetry, the tools available in this software enabled a full and accurate modeling of the propagation of light rays from the radiation dose detector volume to the sensor of a plenoptic camera. As a result, the distribution of light within the scintillator could effectively be recovered. The experimental prototype presented in this work builds on a robust and flexible method which simplifies the design and subsequent optimization of complex imaging-based scintillation dosimetry systems. In future work, the tomographic model will be fine-tuned to include a secondary transfer function relating the locally emitted fluorescent light and the total light distribution within the plastic scintillator.

Acknowledgments

The authors would like to thank Charles Pichette for his assistance during experimental measurements. This research was supported by the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC) Industrial Research Chair in Optical Design and the Canadian Foundation for Innovation John R. Evans Leader Funds (CFI JELF #35633). Madison Rilling was supported by a NSERC Alexander-Graham-Bell doctoral scholarship.

Chapitre 5

Les caméras plénoptiques en dosimétrie à scintillation volumétrique

Cette thèse a jusqu'à présent porté sur le développement et la validation d'une approche de conception qui tire avantage des fonctionnalités de tracé réel de rayons d'un logiciel de conception optique. Au Chapitre 3, le processus de conception et de modélisation tomographique a été validé par une étude de simulation. Dans ces travaux, des prototypes virtuels de systèmes tomographiques à imageurs multiples ont été conçus, chacun employant un type de caméra différent soit : (1) une caméra standard, (2) une caméra plénoptique 2.0 avec une matrice de microlentilles à une seule focale distribuées selon un patron rectangulaire et (3) une caméra plénoptique 2.0 de type multifocus avec une matrice de microlentilles à trois focales différentes distribuées selon un patron hexagonal. Puis, au Chapitre 4, la mise en application expérimentale du processus de conception a été validée par une étude de faisabilité d'un prototype de système tomographique impliquant l'acquisition de trois projections plénoptiques. Cette fois, une caméra plénoptique de type multifocus servait à l'acquisition des différentes projections.

Au Chapitre 1, nous avons défini la caméra plénoptique comme un imageur ayant la capacité d'enregistrer de l'information à la fois spatiale et angulaire de la lumière incidente. À titre de rappel, la Figure 1.8 à la page 26 illustre bien cette propriété imageante particulière de la caméra plénoptique. Comme nous avons vu, cette forme d'imagerie, parfois dite imagerie 3D, est ce qui a motivé l'introduction des caméras plénoptiques dans des applications comme la dosimétrie à scintillation volumétrique ou l'étude des processus de combustion. Toutefois, dans ces cas, le contexte d'utilisation de la caméra plénoptique est tout autre que celui typique : l'information enregistrée dans les images ou, plutôt, les projections plénoptiques, est exploitée pour résoudre un problème d'émission tomographique. Malgré qu'il y ait un intérêt théorique à utiliser les caméras plénoptiques, une question naturelle se pose : est-ce que leur utilisation dans un contexte tomographique se traduit par un gain net par rapport à celle des caméras standards ?

La question à savoir si la caméra plénoptique offre un apport tomographique accru ne constitue pas l'objectif primaire de cette thèse, mais elle soulève un élément important dans le cadre de celle-ci : les métriques employées pour évaluer la qualité des reconstructions. L'utilisation de métriques distinctes permet une analyse plus complète de la qualité des reconstructions de par la complémentarité de l'information qu'elles peuvent offrir. En ce qui a trait à la comparaison de différents systèmes d'imagerie, certaines métriques complémentaires pourraient fournir une meilleure évaluation de leur performance tomographique. Ceci est d'ailleurs important puisque l'utilisation de caméras plénoptiques dans des systèmes tomographiques à imageurs multiples peut impliquer un investissement supplémentaire, que ce soit en argent ou en temps de par la complexité accrue de leur modélisation. Il est toutefois important de comprendre que cette question est nuancée et qu'il n'y a pas forcément de réponse simple à celle-ci.

Ce chapitre nous permet donc d'approfondir les implications de ce questionnement. Premièrement, nous allons considérer l'utilisation d'une métrique complémentaire, soit celle de l'information mutuelle. Ensuite, nous discuterons de ce que représente la caméra plénoptique dans le contexte tomographique et, enfin, nous poserons des pistes de solution potentielles en vue de mieux éclaircir cette question.

5.1 L'information mutuelle comme métrique complémentaire

Aux Chapitres 3 et 4, différentes métriques ont été employées afin d'évaluer la qualité d'une distribution 3D reconstruite par rapport à une distribution de référence, notamment le coefficient de corrélation, l'erreur de reconstruction et le taux de passage de l'analyse gamma. Celles-ci ont été utilisées de par leur emploi commun dans la littérature, où le coefficient de corrélation et l'erreur de reconstruction étaient typiques des travaux portant sur les reconstructions de distribution thermique de flammes puis l'analyse gamma des travaux en dosimétrie. Il peut être noté que l'erreur quadratique moyenne normalisée (nRSMD de l'anglais *normalized root-mean-square deviation*) a également été considérée comme métrique en dehors des travaux des chapitres 3 et 4, tel qu'employée par Matenine et collab. [183]. Toutefois, en comparaison du coefficient de corrélation qui tend vers 1, cette métrique qui tend vers 0 n'offrait pas d'information complémentaire quant à la qualité d'une reconstruction relativement à une distribution de référence.

Malgré que ces métriques quantifiaient la qualité finale d'une reconstruction 3D, il est difficile d'élucider à partir de leurs valeurs brutes les différences au niveau de l'apport tomographique des caméras standards versus celles plénoptiques. L'utilisation d'une métrique complémentaire, soit l'information mutuelle, a été tentée afin d'investiguer les différences entre les reconstructions résultant de projections standards et plénoptiques.

5.1.1 L'information mutuelle

En termes généraux, l'information mutuelle (IM) est une quantité sans dimension qui mesure la dépendance mutuelle entre deux variables, c'est-à-dire l'information qu'une variable aléatoire x peut nous fournir sur une autre variable aléatoire y . Lorsque l'IM entre x et y est élevée, l'incertitude de x est diminuée de par les connaissances que nous avons sur y . Conséquemment, si l'IM augmente, cette incertitude diminue davantage. À l'autre extrême, si x et y sont des variables indépendantes, l'IM est nulle [184].

Mathématiquement, l'IM de deux variables aléatoires discrètes X et Y se définit comme suit

$$IM(X, Y) = \sum_{y \in Y} \sum_{x \in X} p(x, y) \log \left(\frac{p(x, y)}{p(x)p(y)} \right) \quad (5.1)$$

où $p(x, y)$ est la fonction de densité de probabilité jointe de X et Y puis $p(x)$ et $p(y)$ sont les fonctions de densité de probabilité marginales de X et Y , respectivement [185]. Son expression mathématique montre que l'IM est une métrique de la différence ou, plutôt, de la similarité entre $p(x, y)$ et le produit de $p(x)$ et $p(y)$. De par sa définition, $IM(X, Y) \in [0, \infty)$. D'un côté, si x et y sont indépendantes, alors $p(x, y) = p(x)p(y)$ et le terme logarithmique de l'équation 5.1 est égal à 0. De l'autre côté, dans le cas où x détermine complètement y et vice versa, l'information fournie par une des deux variables est alors partagée par l'autre. Dans ce cas, l'IM est une mesure de l'incertitude reliée à x ou, de façon équivalente, à y et l'IM est donc d'une valeur positive et non nulle.

En 2D, l'IM peut servir afin de vérifier la correspondance entre deux images, mais n'est pas forcément toujours utile. En effet, le coefficient de corrélation, qui est plus simple en forme, peut être amplement suffisant pour la comparaison d'images déjà bien alignées qui ont été prises avec une même modalité d'imagerie. La métrique d'IM s'avère plutôt utile dans la comparaison d'images où le signal dans des pixels correspondants n'est pas nécessairement similaire, tel que pour des images multimodales ou acquises en IRM. Par exemple, en fonction des séquences d'acquisition utilisées, certaines structures anatomiques sur deux coupes correspondantes obtenues en IRM peuvent différer significativement en signal. Dans ce cas, le coefficient de corrélation entre ces deux coupes serait très faible même si les images étaient parfaitement correspondantes spatialement. Dans le cas de l'information mutuelle, cette correspondance exacte des signaux n'est pas une contrainte. Plutôt, l'IM quantifie notre capacité à prédire la distribution du signal d'une image connaissant celle de l'autre [186].

5.1.2 La comparaison des reconstructions 3D au moyen d'histogrammes

L'analyse suivante est adaptée d'une comparaison faite entre des images IRM du cerveau [186]. Elle nous permet de bien saisir visuellement et quantitativement le concept de l'IM à partir duquel nous pourrions en évaluer sa pertinence dans l'évaluation des reconstructions 3D. Cette section utilise la distribution de dose de référence de Furuya et collab. ainsi que les

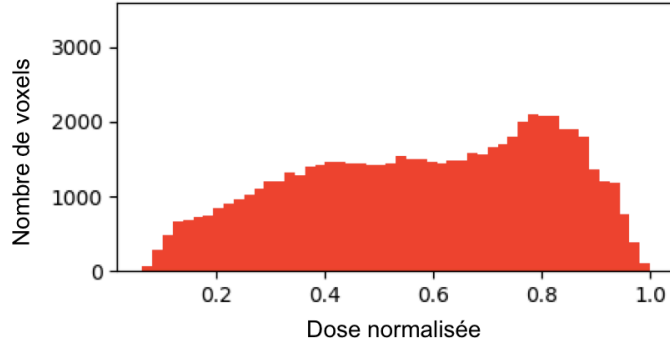


FIGURE 5.1 – Histogramme 1D du signal de la distribution de dose normalisée de référence (voir Figure 3.4 pour un visuel de la distribution 3D).

distributions reconstruites qui ont servi aux travaux de simulation du Chapitre 3 [167, 179]. La distribution de référence est présentée à la Figure 3.4 à la page 65. Cette distribution est utilisée afin de pouvoir comparer les valeurs d’information mutuelle à celles des métriques employées au Chapitre 3. Pour l’analyse, nous utilisons les reconstructions suivantes :

- **(A)** Reconstructions avec 1-3 projections perpendiculaires d’une caméra standard (aucun bruit ajouté aux projections).
- **(B)** Reconstructions avec 1-3 projections perpendiculaires d’une caméra plénoptique 2.0 avec des microlentilles ayant 1 focale = 500 μm (aucun bruit ajouté aux projections).
- **(C)** Reconstructions avec 1-3 projections perpendiculaires d’une caméra plénoptique 2.0 avec des microlentilles ayant 1 focale = 500 μm (2% de bruit gaussien ajouté aux projections).

Il est important de souligner que les résultats de l’analyse faite à partir des reconstructions obtenues avec les projections d’une caméra plénoptique avec des microlentilles de trois focales (3f) sont identiques à ceux de la caméra plénoptique 1f. Pour cette raison, ces reconstructions ne sont pas incluses dans l’analyse afin d’alléger la présentation des résultats. Dans la liste ci-haut, les nombres de projections réfèrent aux combinaisons de vues suivantes du volume cubique imagé : (1) avant ; (2) avant et côté droit ; (3) avant, côté droit et dessous. Les distributions sont discrétisées en $40 \times 40 \times 40$ voxels de 1.5 mm. À noter que toutes les distributions employées dans l’analyse qui suit sont normalisées par leur valeur maximale.

Tout d’abord, considérons la distribution de signal de la distribution relative de référence. Cette distribution est présentée sous forme d’histogramme 1D à la Figure 5.1. Le signal ou, dans ce cas-ci, la dose normalisée a été divisée en 50 intervalles égaux. Cet histogramme représente la distribution vers laquelle nos reconstructions devraient tendre.

La Figure 5.2 présente ce même histogramme 1D pour les reconstructions avec un, deux et trois projections pour chacun des types de caméras et niveaux de bruit. Ces histogrammes sont preuves d’une variation évidente de la distribution du signal en fonction du nombre de

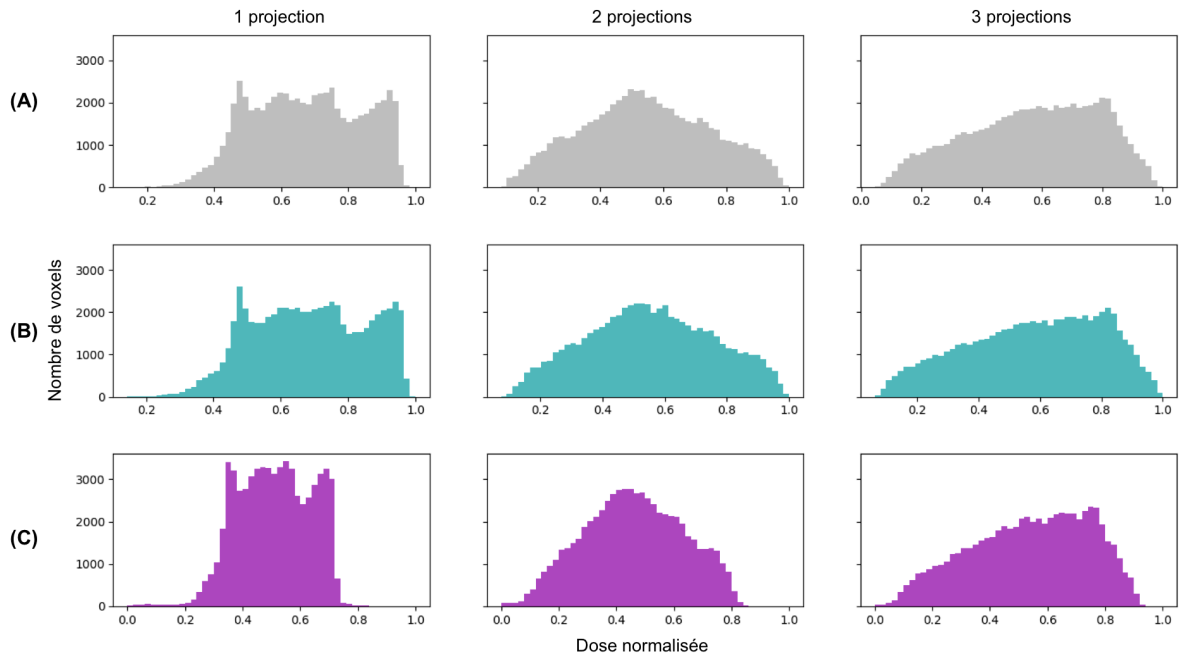


FIGURE 5.2 – Histogramme 1D du signal des distributions reconstruites de dose normalisée obtenues à partir des projections de (A) caméras standards sans bruit ajouté, (B) caméras plénoptiques 2.0 sans bruit ajouté et (C) caméras plénoptiques 2.0 avec 2% de bruit gaussien ajouté.

projections utilisées pour la reconstruction, et ce, pour tous les types de caméras employés. Avec deux projections, la distribution du signal se concentre autour d’une valeur moyenne. Puis, avec trois projections, la distribution résultante gagne en similarité avec celle de référence, malgré certaines différences toujours apparentes.

Les histogrammes 1D nous permettent de constater, visuellement, la différence de la distribution du signal dans chacune des reconstructions par rapport à la référence. Cependant, ils ne fournissent pas d’information sur comment ces distributions sont reliées entre elles. Afin d’établir une relation entre les distributions, la Figure 5.3 présente les valeurs des 64 000 voxels de la distribution de référence en fonction de celles correspondantes dans les reconstructions. Ce nuage de points définit davantage comment nous pouvons prédire la distribution de référence à partir d’une reconstruction. Une correspondance parfaite des distributions correspondrait à une relation unitaire sur les graphiques présentés. Cependant, ce n’est pas ce que nous observons, particulièrement lorsqu’une seule projection est utilisée. Avec une projection, le nuage de points est très diffus. D’ailleurs, l’ajout de bruit aux projections semble limiter la capacité du système à reconstruire les régions de signal élevé, tel qu’il peut être observé à la Figure 5.3C. Dans tous les cas, l’ajout de projections fait converger la correspondance vers une relation unitaire. À noter que si nous projetons ces nuages de points sur l’axe des ordonnées ou l’axe des abscisses, nous obtenons les histogrammes 1D des Figures 5.1 et 5.2, respectivement.

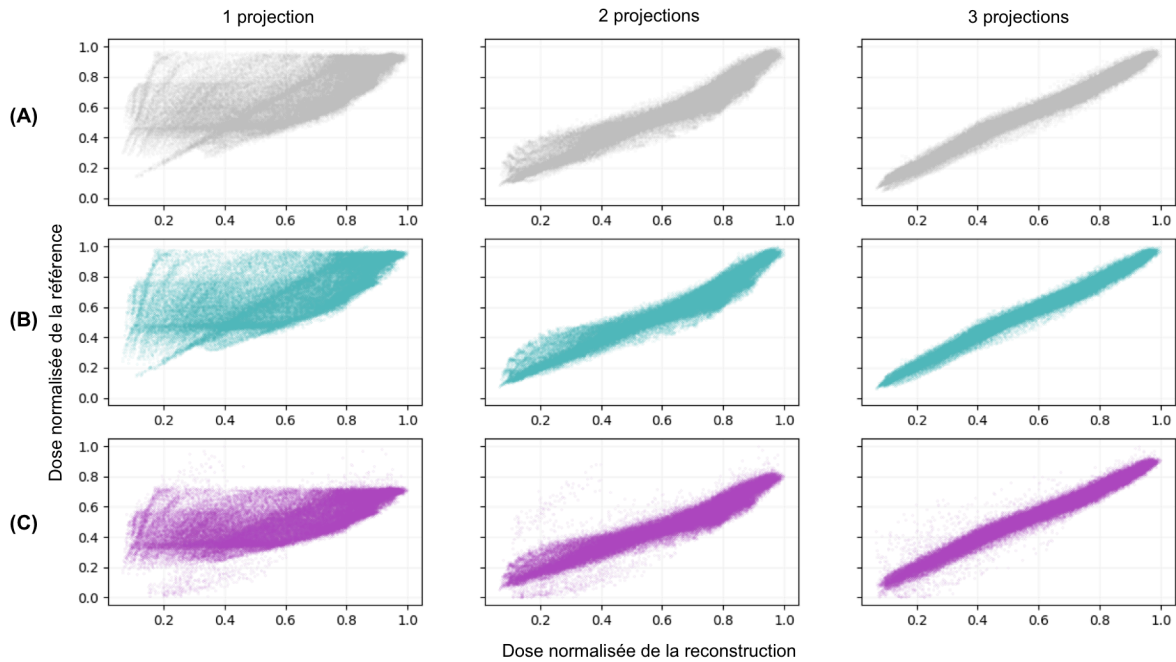


FIGURE 5.3 – Nuage de points de la correspondance des valeurs normalisées de voxels entre la distribution de référence et celles reconstruites à partir des projections de (A) caméras standards sans bruit ajouté, (B) caméras plénoptiques 2.0 sans bruit ajouté et (C) caméras plénoptiques 2.0 avec 2% de bruit gaussien ajouté.

Nous reprenons maintenant les nuages de points de la Figure 5.3 puis nous regroupons leur répartition selon une division de l’axe des ordonnées et de l’axe des abscisses en intervalles égaux. La Figure 5.4 présente le nombre de voxels se trouvant dans chacun de ces intervalles 2D. En d’autres mots, cette figure présente l’intersection des histogrammes 1D de la distribution de référence et de celles reconstruites. Cette étape correspond au calcul de l’histogramme 2D joint des distributions que nous comparons, offrant une visualisation de la relation entre celles-ci.

Étant donné le grand nombre de voxels, soit 64 000 dans notre analyse de reconstructions, plusieurs voxels peuvent se retrouver à l’intérieur d’un nombre restreint d’intervalles. La Figure 5.5 présente donc les mêmes histogrammes de la figure précédente avec une échelle logarithmique afin de mieux visualiser la concentration dans les intervalles 2D de dose.

Les Figures 5.4 et 5.5 montrent l’information que la métrique d’IM mesure. L’IM est une métrique de l’histogramme 2D joint de deux variables aléatoires ou, dans notre cas, d’une distribution reconstruite et de celle de référence. Essentiellement, la métrique est élevée lorsque les voxels comparés des distributions sont concentrés à l’intérieur de peu d’intervalles. Similairement, la métrique est faible lorsque la correspondance des voxels est éparpillée dans un grand nombre d’intervalles.

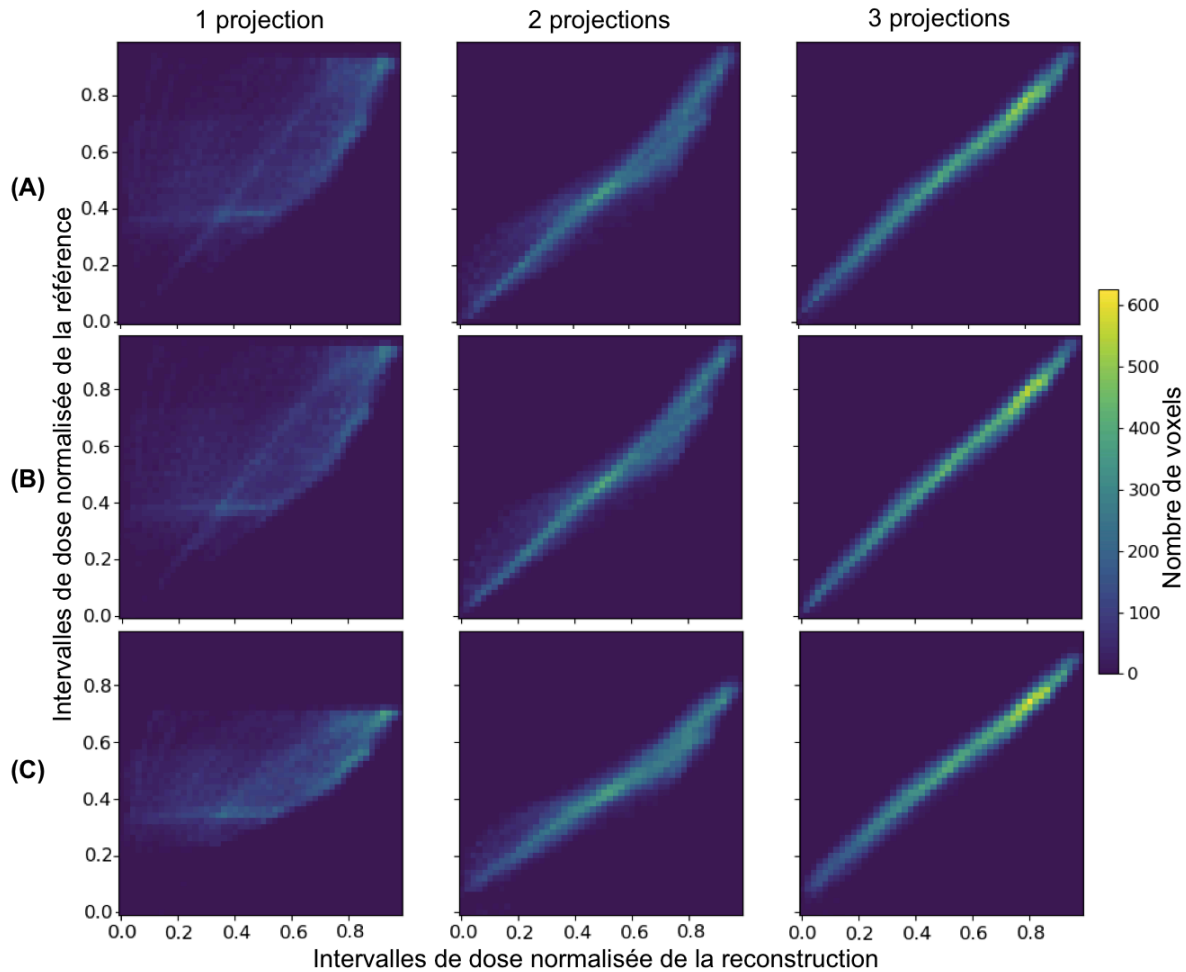


FIGURE 5.4 – Histogrammes 2D joints du signal dans les voxels entre la distribution de référence et celles reconstruites à partir des projections de (A) caméras standards sans bruit ajouté, (B) caméras plénoptiques 2.0 sans bruit ajouté et (C) caméras plénoptiques 2.0 avec 2% de bruit gaussien ajouté.

5.1.3 L’information mutuelle : une métrique pertinente en tomographie ?

La Section 5.1.2 nous a permis de comprendre visuellement la mesure que représente la métrique d’IM. En complément aux figures de la section précédente, le Tableau 5.1 présente les valeurs d’information mutuelle 3D en comparaison des valeurs de coefficient de corrélation pour les reconstructions analysées par rapport à la distribution de référence.

En comparant les valeurs d’IM et de coefficient de corrélation, nous remarquons que les différences absolues semblent plus prononcées entre les types de projections utilisées dans le cas de la métrique d’IM. Toutefois, tel que nous l’avons observé sur les figures de la section précédente, les distributions de signal demeurent très semblables — voire identiques — pour les reconstructions qui ont été utilisées dans le cadre de l’analyse. Il est donc difficile d’extraire de l’information supplémentaire quant à l’apport tomographique de la caméra plénoptique

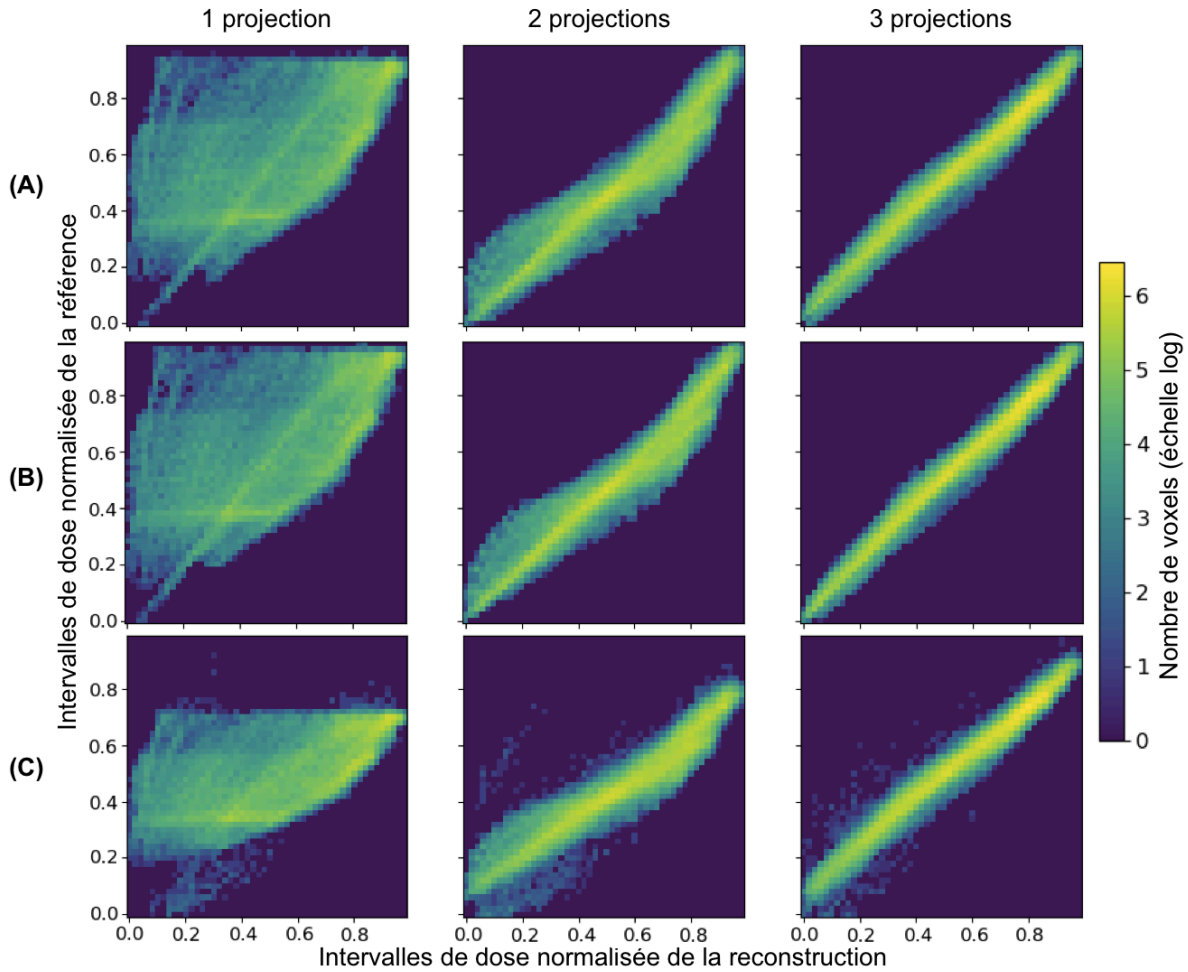


FIGURE 5.5 – Histogrammes 2D joints en échelle logarithmique du signal dans les voxels entre la distribution de référence et celles reconstruites à partir des projections de (A) caméras standards sans bruit ajouté, (B) caméras plénoptiques 2.0 sans bruit ajouté et (C) caméras plénoptiques 2.0 avec 2% de bruit gaussien ajouté.

TABLE 5.1 – Valeurs d’information mutuelle (IM) comparées à celles du coefficient de corrélation (r) pour des reconstructions de dose 3D par rapport à une distribution de référence.

	Proj. standards sans bruit		Proj. plénoptiques 2.0 sans bruit		Proj. plénoptiques 2.0 + 2% bruit gaussien	
	r	IM	r	IM	r	IM
1 projection	0.618	0.437	0.644	0.464	0.626	0.428
2 projections	0.958	1.377	0.964	1.471	0.949	1.293
3 projections	0.988	1.810	0.990	1.918	0.984	1.751

par rapport à celle standard. Toutefois, cette analyse a démontré que l'IM est une métrique de comparaison pertinente pour évaluer l'effet de l'ajout de projections à la reconstruction itérative ainsi que l'effet de bruit dans les projections sur comment le signal est distribué dans les reconstructions résultantes. La visualisation des histogrammes 2D joints pour une reconstruction par rapport à une distribution de référence et la convergence de celle-ci vers une correspondance unitaire nous permet d'évaluer notre pouvoir prédictif, c'est-à-dire notre qualité de mesure, d'une distribution de dose 3D.

Les résultats présentés dans cette section sont spécifiques à une distribution de référence donnée et à deux prototypes virtuels d'une caméra standard et d'une caméra plénoptique. Cette métrique pourrait donc servir dans des travaux futurs pour la comparaison d'ajout de projections à différents angles, par exemple comment l'ajout d'une projection à 45° se compare à celle perpendiculaire. Cela permettrait une évaluation plus complète de la capacité de mesures 3D selon les contraintes d'un montage expérimental donné. Les résultats préliminaires présentés ici mettent en lumière l'information supplémentaire que l'IM peut nous fournir et suggèrent qu'il y ait un intérêt d'étudier cette métrique de façon parallèle dans le développement futur de prototypes.

En somme, cette analyse accentue l'importance de l'utilisation de métriques complémentaires. L'IM a notamment permis une meilleure caractérisation de la qualité de reconstruction en fonction du nombre de projections. Dans le cadre de travaux futurs, il sera non seulement important de poursuivre l'utilisation parallèle de différentes métriques mais d'investiguer l'information complémentaire que d'autres métriques pourraient potentiellement fournir. À titre d'exemple, l'indice de similarité structurelle (SSIM de l'anglais *structural similarity*) pourrait être une métrique d'intérêt. La SSIM est une métrique quantifiant la qualité d'une image, bruitée ou compressée, relative à une image de référence. En d'autres mots, elle mesure la dégradation d'information structurelle dans une image par rapport à celle de référence [187]. Une telle métrique pourrait être pertinente pour caractériser davantage la capacité d'un système à résoudre des régions à gradient élevé dans une distribution à reconstruire, ainsi que pour quantifier l'effet de bruit introduit par la reconstruction itérative.

5.2 La caméra plénoptique dans un contexte tomographique

Les résultats de simulation du Chapitre 3 ont suggéré un faible gain (< 1%) de l'emploi de projections plénoptiques versus celles standards. Cependant, cette différence non significative ne permet pas de conclure sur la performance supérieure ni inférieure des systèmes plénoptiques dans un contexte de tomographie à émission. Pourtant, nous savons que les images d'une caméra plénoptique contiennent intrinsèquement de l'information spatiale et angulaire sur le champ lumineux qui est capté par celle-ci. Est-ce que cette information n'est tout simplement pas exploitée dans la forme actuelle de la reconstruction itérative ? Ou encore, est-ce que cette

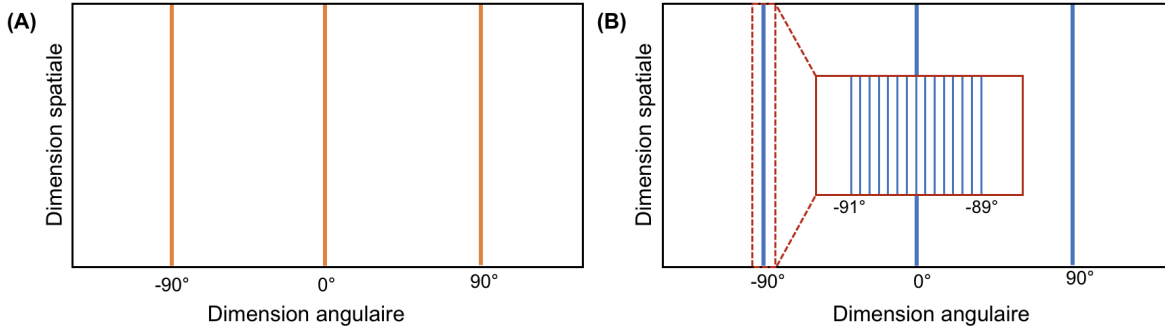


FIGURE 5.6 – Échantillonnage du sinogramme pour une projection d’une caméra (A) standard versus (B) plénoptique (figure adaptée de [145]).

information pourrait nuire à la reconstruction ?

Cette section vise d’abord à offrir une discussion conceptuelle de l’image plénoptique comme projection tomographique. Puis, des pistes exploratoires seront proposées dans le but de diriger des travaux futurs visant à mieux comprendre l’utilisation de la caméra plénoptique dans un contexte de tomographie imageante.

5.2.1 L’image plénoptique comme projection tomographique

En reconstruction tomographique, la représentation 2D de l’ensemble de projections acquises, sous leur forme 1D et à différents angles, est connue sous le nom du *sinogramme* [53]. La Figure 5.6 offre une schématisation du sinogramme dans un contexte de tomographie imageante où les projections de caméras ont été acquises à trois positions coplanaires mais perpendiculaires, soit à -90° , 0° et 90° autour d’un volume émetteur. Dans le cas de la caméra standard (Fig. 5.6A), l’échantillonnage du sinogramme se fait à trois angles distincts selon la dimension angulaire. Cependant, dans le cas de la caméra plénoptique, la dimension angulaire est échantillonnée plus finement : chaque projection ne correspond plus à un seul angle, mais bien à plusieurs angles discrets dans un intervalle angulaire restreint. À noter que cet intervalle ne représente pas l’intervalle exact d’un système en particulier, mais celui-ci est représentatif de l’ordre de grandeur de l’échantillonnage angulaire typique pour les caméras plénoptiques.

La Figure 5.6 montre que la projection plénoptique peut être considérée comme de multiples projections standards qui diffèrent légèrement l’une de l’autre. Cet échantillonnage du sinogramme peut sembler avantageuse de par l’information supplémentaire qui en est extraite. Toutefois, cette différence fondamentale entre une projection standard et plénoptique pourrait avoir un impact mathématique important au niveau de la reconstruction itérative. Dans le cas de la caméra standard (Fig. 5.6A), des projections à angles très différents impliquent que les équations définissant le problème linéaire de l’équation 1.8 (voir p. 32) sont davantage linéairement indépendantes. Dans le cas de la caméra plénoptique, sa propriété de multiplicité permet que chaque point du champ de vue soit imagé par multiples microlentilles. Cependant,

tel qu'appuyé par la Figure 5.6B, ce type d'échantillonnage du sinogramme introduit une série d'équations différentes mais très similaires dans le problème linéaire.

Plus concrètement, considérons l'équation vectorielle définissant le problème linéaire, soit

$$\vec{p} = \mathbf{A}\vec{D} \quad (5.2)$$

où $\vec{p} = (p_i : i \in 1, \dots, N)$ représente la projection plénoptique constituée de N pixels, $\vec{D} = (D_j : j \in 1, \dots, M)$ la distribution de dose 3D relative discrétisée en M voxels et $\mathbf{A}_{N \times M}$ la matrice de projection. Supposons que $\vec{p}_1 \in \vec{p}$ et $\vec{p}_2 \in \vec{p}$ sont deux sous-ensembles de pixels de la projection, chacune correspondant à une région d'une micro-image sous des microlentilles avoisinantes imageant un même point du volume scintillant. Tel qu'illustré par la Figure 5.6B, ces micro-images correspondent à deux échantillonnages distincts mais rapprochés ($<1-2^\circ$) de la dimension angulaire. Les rayons tracés à partir d'un même point du volume scintillant jusqu'au capteur traversent donc majoritairement les mêmes voxels sur leur parcours. Conséquemment, les ensembles d'équations définissant \vec{p}_1 et \vec{p}_2 selon l'équation 5.2 sont très similaires puisqu'elles résultent de combinaisons linéaires de ces mêmes voxels; ces combinaisons n'impliqueront que de très légères différences dans les coefficients de pondération $a_{i,j}$ caractérisant les contributions de chacun de ces voxels aux pixels de \vec{p}_1 et \vec{p}_2 . Si la multiplicité de la caméra plénoptique est de 4, il y aura alors deux sous-ensembles supplémentaires $\vec{p}_3 \in \vec{p}$ et $\vec{p}_4 \in \vec{p}$ ajoutant au problème linéaire des équations définies par une combinaison linéaire des mêmes voxels avec des coefficients $a_{i,j}$ très peu différents.

Comparons maintenant ce cas de figure à celui de deux projections prises avec des caméras standards à deux angles distincts (par exemple, \vec{p}_0 à 0° et \vec{p}_{45} à 45°). Dans ce cas, un point du volume scintillant n'est vu que par un sous-ensemble de pixels dans chaque projection, soit $\vec{p}_1 \in \vec{p}_0$ et $\vec{p}_2 \in \vec{p}_{45}$. Cette fois, les combinaisons linéaires définissant les équations de \vec{p}_1 et \vec{p}_2 impliquent un ensemble de voxels majoritairement différents, résultant en un système d'équations plus linéairement indépendant.

Cette comparaison de l'échantillonnage du sinogramme nous permet de considérer les implications de l'utilisation des caméras standards versus plénoptiques à travers une lentille mathématique. Cet échantillonnage pourrait expliquer pourquoi il n'est pas forcément avantageux de remplacer deux caméras standards à deux angles distincts (par exemple, 0° et 45°) par une seule caméra plénoptique. Cependant, pour un système à imageurs multiples, il n'est pas clair si une projection plénoptique à un angle donné a un meilleur apport tomographique qu'une projection standard au même angle. Afin d'élucider cette question, il peut alors être pertinent de considérer s'il est possible de poser le problème linéaire différemment de manière à ce que l'information contenue dans les projections plénoptiques soit moins mathématiquement redondante dans le système d'équations et puisse potentiellement être mieux exploitée; les points 3 et 4 de la section suivante servent de pistes d'exploration suggérées à cet effet.

5.2.2 Des pistes d'exploration possibles

Dans le cadre de cette thèse, un processus de conception impliquant la simulation de prototypes virtuels réalistes a été établi. Un des avantages principaux du processus développé est sa flexibilité. Les systèmes d'imagerie, le volume imagé ainsi que toutes les distances et autres composants optiques pouvant les séparer ne sont que des variables du processus. Cette approche de conception peut donc être exploitée afin d'explorer les cas hypothétiques et les cas limites qui nous permettraient de mieux évaluer la contribution des projections standards versus plénoptiques dans le contexte tomographique.

En exploitant la méthode de simulation et de modélisation tomographique mise de l'avant dans cette thèse, la liste qui suit présente des pistes d'exploration d'intérêt pour mieux évaluer l'apport tomographique de l'utilisation des caméras plénoptiques :

1. **Les différents régimes d'opération des caméras plénoptiques** : établir, pour des spécifications optiques similaires, la différence entre la qualité de reconstruction de distribution 3D en utilisant des caméras plénoptiques 1.0, 2.0 et 2.0 multifocus. Ces différents régimes devraient être étudiés pour différentes tailles et différentes focales de microlentilles.
2. **L'effet de distance** : établir s'il existe un intervalle de distances entre le volume et l'imageur pour lequel la caméra plénoptique permet une meilleure reconstruction. L'idée est qu'une distance plus petite entre le volume imagé et la caméra plénoptique permettrait un échantillonnage angulaire plus grand, mais ce, au coût de la taille du FOV. Par exemple, pour le prototype expérimental proposé au Chapitre 4 dont l'objectif de la caméra plénoptique avait une focale de 35-mm, une distance d d'environ 350 mm séparait la caméra du volume scintillant, résultant en un FOV carré (HFOV) de 60 mm de côté et un FOV angulaire (AFOV) de 9.8° . Maintenant, si $d = 200$ mm, alors le HFOV est diminué à ≈ 35 mm pour un même AFOV. Si $d = 150$ mm, $\text{HFOV} \approx 25$ mm. Lorsque d diminue, l'ensemble de voxels contribuant à une même micro-image se différencie davantage de ceux contribuant à une micro-image avoisinante pour un même point du volume scintillant imagé.

Dans le cadre des applications en radiation, il peut être difficile de faire ces essais de façon expérimentale. Toutefois, à l'aide d'un prototype virtuel, il devient simple de diminuer la taille du volume imagé puis de rapprocher la caméra plénoptique près de sa cible. Cette étude permettrait d'ailleurs de diminuer les similarités entre les équations du problème linéaire inverse.

3. **La division des images plénoptiques** : dans les travaux aux Chapitres 3 et 4, les différentes projections ont été manipulées de façon séparée, chacune formant un sous-

ensemble ordonné pour l’algorithme OSEM. Une approche similaire pourrait être étudiée pour diviser les projections plénoptiques. Selon cette approche, chaque sous-projection ou sous-ensemble nécessite une matrice de projection qui lui est propre. Par exemple, dans le cas de l’utilisation d’une caméra plénoptique multifocus, les images pourraient être divisées selon les microlentilles de même longueur focale. Dans le cas de la caméra plénoptique R42 avec une matrice de microlentilles ayant trois focales différentes, cette approche diviserait le système d’équations du problème linéaire en trois systèmes distincts, chacun avec un nombre d’équations diminué d’un facteur 1/3 par rapport au système original. De plus, comme les microlentilles de même focale ne sont pas avoisinantes, cette approche rendrait les équations d’un même système plus linéairement indépendantes.

De façon alternative, si la multiplicité du système est de $M = 4$, les projections pourraient être divisées en quatre sous-projections de sorte à ce que chaque point imagé ne se retrouve qu’une seule fois dans chaque sous-projection. Les projections plénoptiques seraient donc divisées selon les micro-images, mais non forcément selon les focales des microlentilles correspondantes. Dans ce cas, le système d’équations original serait divisé en quatre systèmes distincts. Ici, le bénéfice escompté réside particulièrement dans l’application de l’algorithme OSEM. À chaque itération de la reconstruction tomographique, chaque point du volume scintillant discrétisé serait estimé de nouveau séquentiellement quatre fois à l’aide de chacune des sous-projections avant de passer à l’itération suivante. Mathématiquement, la même information est utilisée à la résolution du problème linéaire inverse. Toutefois, l’hypothèse est que cette division des projections plénoptiques en sous-projections permettrait, via l’algorithme OSEM, d’utiliser de façon plus explicite l’information complémentaire qu’offre les images plénoptiques de par leur propriété de multiplicité.

4. **L’utilisation de masques sur les projections** : malgré que la méthode proposée à base de tracé réel de rayons permet une modélisation tomographique photoréaliste de la capacité imageante de la caméra plénoptique, il pourrait être intéressant d’étudier l’utilisation partielle des projections plénoptiques. Ceci pourrait se faire par l’application de masques sur les projections, afin d’utiliser seulement les portions centrales des microlentilles. Cette approche viserait à diminuer la quantité d’équations dans le problème tomographique qui ne fournissent que de l’information dupliquée ou peut-être même nuisible à la reconstruction itérative.

À titre d’exemple, considérons les projections plénoptiques expérimentales employées au Chapitre 4 de $N = 1289 \times 1289 = 1\,661\,521$ pixels carrés de $4.48\ \mu\text{m}$. Ce nombre de pixels définit le nombre d’équations formant le problème linéaire (équation 5.2). Sachant que le diamètre d’une microlentille est de $78.487\ \mu\text{m} \approx 17.5$ pixels (Tableau 2.2), une projection plénoptique contient $M_{\mu ls} \approx 73.6 \times 73.6$ microlentilles, assumant une disposition rec-

tangulaire de celles-ci. Dans le cas d'une disposition hexagonale, tel qu'est le cas pour la caméra R42, le nombre de microlentilles remplissant l'aire du senseur est multiplié d'un facteur $f_{fill} = 1.1547 = 1/\cos(30^\circ)$ [169]. Maintenant, si nous appliquons un masque sur la projection plénoptique qui limite la région utilisable de chaque micro-image à une région circulaire de diamètre $D_{masque} = 16$ pixels, nous éliminons les zones de pixels entre microlentilles ainsi qu'une partie de la zone de vignetting aux extrémités des microlentilles. Conséquemment, le nombre de pixels utilisables suite à l'application de ce masque est donné par $M_{\mu ls} \times f_{fill} \times \pi(D_{masque}/2)^2$. Dans cet exemple, nous diminuons le nombre de pixels et donc le nombre d'équations du système de $\approx 404\ 000$. Similairement, si $D_{masque} = 15$, le problème linéaire contient alors $\approx 556\ 000$ équations de moins. L'utilisation d'un tel masque diminue donc significativement le nombre de pixels définissant le système d'équations. Malgré cette simplification du problème linéaire, il serait à évaluer si l'inclusion de ces zones de pixels autrement masquées contribue ou nuit à la qualité de la reconstruction tomographique.

Il est important de souligner que les pistes d'exploration proposées ne sont pas mutuellement exclusives. Par exemple, il se peut que la caméra plénoptique 1.0 ne s'avère utile en tomographie que si les images plénoptiques sont divisées selon les sous-images qu'elles forment. Il sera donc nécessaire d'établir des systèmes avec des paramètres de référence afin d'étudier l'effet de chaque changement de façon standardisée. La généralité du processus de conception proposé, autant dans la simulation de prototypes que dans l'algorithme itératif utilisé en parallèle, permettra d'entamer ces pistes pour élucider la différence, si elle existe, de l'apport tomographique des projections d'une caméra plénoptique versus celles d'une caméra standard.

Conclusion

Les travaux présentés dans cette thèse prennent racine dans un besoin en radiothérapie externe né de l'utilisation dominante et toujours croissante de techniques dynamiques d'administration de la dose. Étant donné la complexité des distributions de dose de radiation qu'impliquent ces techniques de traitement, il est nécessaire d'avoir des outils cliniques à la portée des physiciennes médicales et des physiciens médicaux pour mesurer et vérifier de façon complète une distribution tridimensionnelle de dose administrée par un linac.

Des solutions prometteuses, ayant une capacité de mesure intéressante autant spatialement que temporellement, résident dans la dosimétrie à scintillation volumétrique. La présente thèse a pris forme dans le but de mieux profiter du potentiel qu'offre cette technique de dosimétrie 3D : elle s'attaque à la problématique de *conception* intrinsèque au développement de systèmes dosimétriques exploitant l'émission fluorescente de volumes scintillants sous l'effet de la radiation. À cet effet, l'objectif de cette thèse était d'établir un processus de conception de systèmes tomographiques à imageurs multiples permettant de : (1) simuler l'acquisition de projections pour les divers types de caméras employées, (2) établir un modèle tomographique représentatif des processus d'optique imageante et (3) mettre en application des prototypes expérimentaux pour la dosimétrie à scintillation volumétrique.

Le Chapitre 3 adressait les parties 1 et 2 de l'objectif de la thèse par la présentation de travaux de simulation. Ceux-ci portaient sur la modélisation et l'évaluation subséquente de la performance de systèmes tomographiques à multiples imageurs pour la mesure de patrons 3D lumineux émis à l'intérieur d'un volume translucide. Ces travaux mettaient de l'avant l'utilisation d'un logiciel de conception optique, soit Zemax OpticStudio, et de ses fonctionnalités de tracé *réel* de rayons pour modéliser des prototypes virtuels de systèmes de dosimétrie à scintillation volumétrique ainsi que pour établir leur modèle tomographique. À l'aide d'un cas clinique de traitement en radiothérapie externe d'une lésion au niveau de la colonne vertébrale, des projections orthogonales acquises d'un volume de scintillateur plastique irradié ont été simulées pour trois types d'imageurs, soit une caméra standard, une caméra plénoptique 2.0 et une caméra plénoptique 2.0 de type multifocus. Puis, les reconstructions subséquentes ont pu être comparées en fonction du nombre et du type de projections employées. En somme, ces travaux ont constitué une validation d'une partie importante du processus de conception

proposé pour des systèmes de dosimétrie à scintillation volumétrique, soit celle de la simulation des prototypes.

Le Chapitre 4 portait sur la partie 3 de l'objectif de la thèse : les travaux présentés constituaient une étude de faisabilité de la mise en application expérimentale de la méthode de simulation introduite précédemment. Un prototype combinant une caméra plénoptique 2.0 commerciale de type multifocus et un volume de scintillateur plastique cubique a permis des mesures tridimensionnelles de distributions de dose pour des champs statiques de photons. Des reconstructions de dose ont été faites à l'aide d'un modèle tomographique du système expérimental établi au moyen d'OpticStudio. Les outils de tracé réel de rayons de ce logiciel de conception optique ont permis une modélisation complète de la propagation de la lumière du volume émetteur radiosensible jusqu'au capteur de la caméra plénoptique. De plus, dans le cadre de ces travaux, aucune information *a priori* n'a été fournie à l'algorithme de reconstruction : seule l'information enregistrée de l'émission lumineuse par trois projections plénoptiques orthogonales de celle-ci a servi à la reconstruction itérative des distributions 3D de la dose. Le prototype expérimental proposé était donc complètement indépendant du linac. Il est important de noter qu'une différence systématique a été observée dans les régions de haute et de basse dose des reconstructions, suggérant que l'établissement d'une fonction de transfert secondaire serait nécessaire pour mieux modéliser la relation entre l'émission de lumière fluorescente due au dépôt de dose localisé et la distribution complète de lumière résultante au sein du volume de scintillateur plastique. Néanmoins, ces travaux ont validé la deuxième phase du processus de conception proposé, soit celle de sa mise en application pour des prototypes expérimentaux.

Sans être explicitement lié à l'objectif de la thèse, le Chapitre 5 a adressé une question sous-jacente à l'atteinte de celui-ci, notamment celle de l'emploi des caméras standards versus plénoptiques dans le contexte de la conception de systèmes tomographiques à imageurs multiples. Ce chapitre a d'abord présenté l'utilisation de la métrique de l'information mutuelle pour la comparaison des reconstructions obtenues avec des projections standards et plénoptiques. Malgré que l'information mutuelle n'offrait pas de distinction quantitative quant à l'apport tomographique de ces deux types d'imageurs, cette métrique s'est avérée toutefois intéressante pour étudier la qualité des reconstructions 3D en fonction du nombre de projections employées ainsi que de la quantité de bruit présent dans ces projections. À ce stade-ci, il est difficile de conclure que la caméra plénoptique soit un meilleur type d'imageur à employer dans le contexte tomographique : d'un côté, elle permet un échantillonnage plus fin de la dimension angulaire du sinogramme ; d'un autre côté, cet échantillonnage alourdit d'une façon possiblement désavantageuse le problème linéaire inverse que nous cherchons à résoudre. Malgré que nous n'en arrivons pas à une conclusion immédiate, la méthode de conception mise de l'avant dans cette thèse peut être exploitée afin d'explorer différents cas hypothétiques et autres cas limites en établissant leur prototype virtuel et modèle tomographique. Ceci permettrait de

mieux explorer les nuances de cette question importante dans le cadre de la conception de prototypes de systèmes tomographiques à optique imageante.

Dans le contexte de la dosimétrie à scintillation volumétrique, cette thèse a approché le développement de prototypes expérimentaux d'une façon différente de ce qui avait été partagé jusqu'à présent dans la littérature : l'idée n'était pas de travailler en aval pour déterminer le modèle tomographique d'un prototype expérimental donné et d'ensuite appliquer des corrections étant donné la modélisation incomplète du système. Plutôt, la thèse adressait la problématique en amont : un processus de conception permettant une modélisation précise de l'optique imageante a été établi en exploitant les fonctionnalités de tracé réel de rayons d'un logiciel de conception optique. La méthode proposée n'est pas propre à un système d'imagerie en particulier. Au contraire, elle généralise et simplifie le processus de conception tout en minimisant — ou même éliminant — le besoin de multiples itérations expérimentales dans le développement de prototypes d'un système dosimétrique.

Deux éléments ont constitué la trame de fond de la thèse et sont essentiels à souligner pour envisager des travaux futurs : (1) la généralisation du défi en dosimétrie à scintillation volumétrique, soit celui de la détermination d'un patron 3D de lumière émise au sein d'un volume translucide à l'aide de systèmes d'imagerie et (2) l'utilisation non typique des outils de tracé réel de rayons d'un logiciel de design optique à des fins de modélisation tomographique. Le premier reflète l'étendue potentielle de l'application du processus de conception au-delà du domaine de la dosimétrie 3D. L'étude des processus de combustion est un exemple d'un domaine qui pourrait bénéficier de la modélisation optique précise offerte par cette méthode de conception, au lieu d'utiliser des modèles tomographiques approximatifs dans le développement des prototypes. D'ailleurs, à titre de parenthèse, l'utilisation d'une flamme comme source lumineuse constituerait une approche expérimentale intéressante pour approfondir la question de la caméra standard versus plénoptique dans un contexte de laboratoire. Ensuite, le deuxième élément expose le potentiel que permet l'utilisation d'un outil en ingénierie optique dans un contexte de physique médicale. Le bénéfice d'élaborer une méthode de modélisation tomographique avec un logiciel de conception optique ne se limite pas à établir un prototype virtuel : cette approche ouvre la porte à profiter des fonctionnalités d'analyse et d'optimisation des composants optiques de ce type de logiciel, permettant d'optimiser un système d'imagerie en fonction des spécifications visées pour une application donnée. Enfin, cette méthode de conception permet la simulation et l'évaluation de l'impact tomographique de différents ajouts au sein d'un système optique, par exemple l'intégration de filtres devant certains composants optiques ou de patrons d'ouverture qui limiteraient les régions d'échantillonnage du diaphragme d'ouverture de la caméra.

De par sa généralisation et sa flexibilité, le processus de conception élaboré ouvre la voie à une nouvelle ère de développement expérimental en dosimétrie à scintillation volumétrique, et peut-être même dans des domaines parallèles on non envisagés au moment présent. Cette

thèse est un exemple du mariage essentiel entre différentes disciplines, notamment l'ingénierie optique et la physique médicale, permettant d'explorer de nouvelles avenues en recherche tout en profitant des outils et connaissances complémentaires que peuvent s'échanger ces différents milieux.

Annexe A

Modeling light emission within translucent volumes in an optical design software

Madison Rilling^{1,2,3,4}, Louis Archambault^{1,3,4} and Simon Thibault^{1,2}

¹*Département de physique, de génie physique et d'optique, Université Laval, Québec City, Québec, Canada*

²*Center for optics, photonics and lasers, Université Laval, Québec City, Québec, Canada*

³*Centre de recherche du Centre Hospitalier Universitaire (CHU) de Québec-Université Laval, Québec City, Québec, Canada*

⁴*Centre de recherche sur le cancer de l'Université Laval, Québec City, Québec, Canada*

ABSTRACT

This work provides a synthesis of the different source and volume modeling options available to us within an optical design software such as Zemax, and aims to identify preferred options for the integration of translucent media within simulated imaging systems.

OCIS codes : (160.2540) Fluorescent and luminescent materials; (220.3620) Lens system design.

A.1 Introduction

Imaging systems can play a variety of roles in a clinical environment, namely for diagnostic or surgery-guiding purposes. However, they can also play subtler, yet, as essential roles, such as in quality assurance instruments for treatment delivery, as is the emerging case in radio-

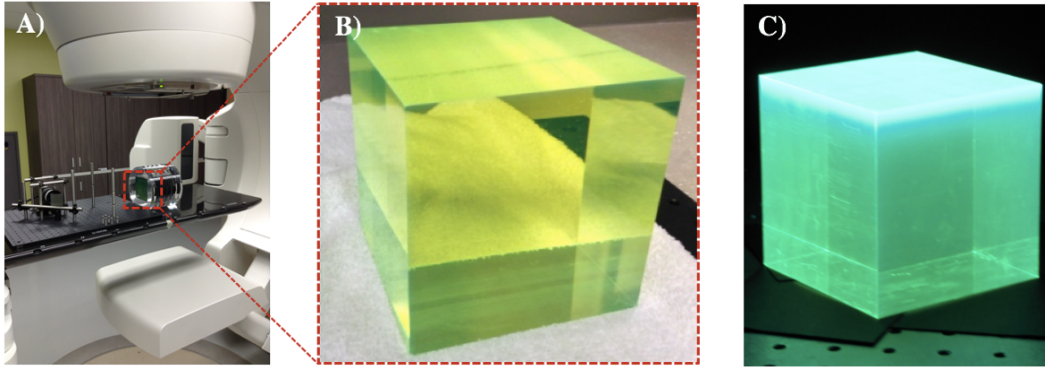


FIGURE A.1 – A) The 3D dosimetry system prototype, combining a plenoptic camera and plastic scintillator volume, mounted on the treatment table of a medical linear accelerator; B) cubic $10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$ plastic scintillator volume; C) same scintillator uniformly irradiated under a UV source.

therapy. Radiotherapy treatments are based on the use of megavoltage radiation beams to deliver a dose distribution conformal to the shape of a malignant tumor, while minimizing exposure of surrounding healthy tissues. With the increasing complexities of dynamic treatment deliveries, it is important to have dose-measuring systems capable of verifying that the complete dose distribution is delivered exactly as planned before the patient receives his or her treatment. More precisely, due to the shortcomings of dosimetry systems currently available, there is a need for a clinical tool capable of providing high precision three-dimensional (3D) measurements of the dose distribution delivered in real-time by a medical linear accelerator.

The work presented here is a contributing part of the development of such a 3D dosimetry system, which is based on the combined use of a plastic scintillator volume and a plenoptic camera [96]. The prototype, mounted on the treatment table of a linear accelerator, is shown in Figure A.1A. When irradiated, the scintillator instantaneously emits light proportional to the locally absorbed radiation dose. The plenoptic camera is then used to acquire continuous images of the scintillator during an irradiation. The plenoptic images, which encompass directionally-weighted information of the scintillating light field, serve as the main input to an iterative, maximum-likelihood expectation maximization (ML-EM) tomographic reconstruction algorithm. Currently, this algorithm exploits paraxial ray tracing to propagate rays from the image plane to a voxelized model of the monolithic scintillator, and allows a reconstruction of the emitted scintillating light pattern and, consequently, of the deposited dose distribution. The plastic scintillator volume is shown in Figures A.1B and A.1C.

Now, the use of the plenoptic camera introduced here differs significantly from more traditional applications due to the nature of the imaged volume. Namely, 3D imaging of solid targets has extensively been explored and optimized over the years, many of these applications making use of triangulation methods and contrast recognition for depth estimations in

an imaged scene [108]. Unfortunately, these techniques lose their validity when imaging translucent media [119]. Few yet notable attempts have been made within the fields of combustion and plasma research, where the shape of a volumetric translucent medium, such as a flame, is to be reconstructed [120, 140, 188]. The reconstruction problem is essentially similar to that of the plastic scintillator volume; however, in the latter case, the 3D scintillating light field to be reconstructed is emitted within a refractive medium instead of in air, and thus a proper modeling of light propagation within the volume is necessary.

This work focuses on the modeling of sources and volumes in Zemax, which are to be used as a plastic scintillator volume within a ray tracing model of the proposed dosimetry system. The goal is to provide a synthesis of the different options available to us within such an optical design software, and identify preferred options for the integration of translucent media within simulated imaging systems. In the long-term, this is contributing work towards a fully-simulated 3D dosimetry system, combining a plenoptic imaging system and plastic scintillator volume. Also, if need be, additional imaging systems can be integrated to the simulated system. This work will lead to a modeling of the spatial and angular information acquired of the scintillating light field, and subsequent optimization of the optical parameters and scintillator geometry.

A.2 Modeling volumes and sources : what are our options ?

Within its distinct sequential and non-sequential modes, Zemax offers a vast choice of surfaces and objects fitting for simulating both imaging and illumination systems [166]. The particularity in modeling light-emitting translucent volumes is that we are not limited to a specific ray tracing mode, nor are we confined to considering only solid volumes or source objects. Rather, depending on the light propagation properties we aim to model or the precision and efficiency we aim to attain, different routes can be taken in simulating translucent media. Here, we provide a synthesis of the available options that will be presented and compared quantitatively.

Naturally, when wanting to model such a light-emitting volume, the non-sequential ray tracing mode is opted for, as rays can undergo multiple intersections, and reflective and refractive rays can split at interfaces. Three main options are of interest in this context : source objects, volume objects and detectors. Source objects, in particular planar or volumetric sources, give us the freedom to define the distribution of light emission and the emission spectrum of the source. Moreover, when used with a slide object, i.e., a surface modeling a planar bitmap image [166], any desired intensity distribution can be projected through the system, as if the image projected is itself the light-emitting source. Volume objects, on the other hand, allow for a more detailed modeling of the medium of interest, namely of its index, which is isotropic in the case of a plastic scintillator, and of its scattering properties. As an alternative to source

objects, these objects can also act as stimulated or excited sources by applying a photoluminescent model with known absorption and emission spectra. Finally, from a tomographic point of view, detector volumes can also be relevant. Indeed, in an inversed imaging system, rays can be backprojected from the sensor plane to a voxelized detector volume modeling the studied translucent medium. It is important to note that these non-sequential options are not mutually exclusive. Sources, volumes and detectors can be embedded within one another or, unsurprisingly, sources can be projected through volumes, thus allowing for a more adequate or optimal modeling of light emission within a translucent volume.

Though non-sequential functionalities offer notable advantages in fully simulating ray propagation from light sources, the efficiency of Zemax’s sequential mode is not to be overlooked. For example, for mapping ray coordinates from object to image space or for image simulation at an imager’s detector, sequential ray tracing is ideal. The distinct advantages of each ray tracing mode lead us to considering light-emitting translucent media modeling within a mixed-mode environment. In this hybrid mode, rays are only traced non-sequentially as they pass through defined non-sequential components ; otherwise, sequential ray tracing applies. In the end, the relevance of the chosen ray tracing mode will depend on which feature of the system is to be studied or optimized, namely the light-emitting translucent volume itself or the imaging optics of the system.

A.3 Comparing modeled volumes and sources

As a variety of volumes and sources can be simulated within Zemax and different regimes of ray tracing can be employed, it is important to compare the possible simulations according to benchmark conditions and criteria. In the current work, the modeling of a light-emitting translucent volume is particularly of interest when coupled with a plenoptic camera. Hence, tests carried out are mostly aimed at comparing the ray tracing performance of volumes and sources when imaged by a plenoptic system. A simple example of the testing setup is shown in Figure A.2. Different performance and efficiency indicators are to be considered. In particular, for specific volume-to-imager distances, we want to compare the ray tracing efficiency, namely in terms of computing time for a given number of rays launched. Also, photometric precision at the detector is to be compared between simulated models as a function of the numbers of rays launched.

A.4 Conclusion

This work provides an all-in-one synthesis of the available options in a ray tracing software such as Zemax, which can be used to model a light-emitting translucent volume. As the options extend among different ray tracing modes, the optimal choice may depend on the aimed application of the simulation, or the precision and performance required by it. Tests

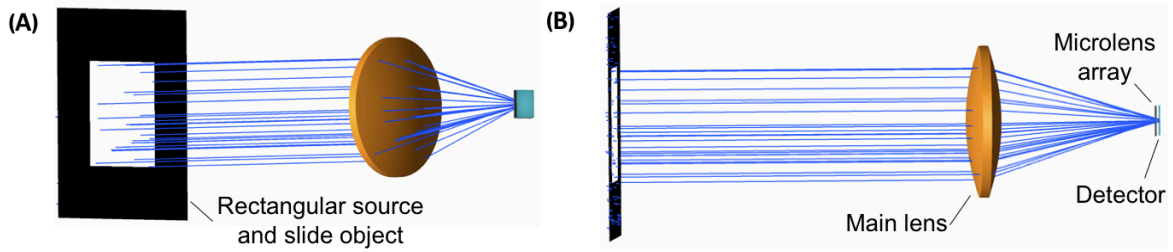


FIGURE A.2 – A) Example of a non-sequential test setup, showing the projection of rays originating from a rectangular source and transmitting through a slide object (simple square-shaped bitmap image shown here). The light-emitting pattern, characterized by the scintillator’s emission spectrum, is imaged by a plenoptic system, consisting of a main lens, microlens array and rectangular detector ; B) Side view of the setup, showing the small separation between the microlens array and the detector.

performed with a plenoptic imaging system serve to establish baseline comparison criteria between the volume and source options presented here, thus better orienting the user towards the optimal option. Moreover, results presented herein could be used to improve the simulation of light emission occurring within any translucent volume, such as combustion flames, plasma or scintillation light.

From a larger perspective, this work contributes to the development of a 3D scintillation-based dosimetry system, where a combined scintillator and plenoptic camera system can be fully simulated. Though only optical photons were addressed here, it is interesting to note the possibility of combining optical ray tracing simulations with Monte Carlo simulations of the interaction of radiation photons with matter, as possible with the Geant4 toolkit. In the context of plastic scintillator volume simulations, the output of the latter for megavoltage radiation conditions could be used as the input which determines the light field emitted from the scintillator ; the optical light rays can then traced through the imaging system by means of an optical design software.

Annexe B

System matrix generation for 3D tomographic reconstructions using an optical design software

Madison Rilling^{a,b,c}, François Bourassa^{a,b}, Louis Archambault^{a,b} and Simon Thibault^{a,c}

^a*Département de physique, de génie physique et d'optique, Université Laval, Québec City, Québec, Canada*

^b*Centre de recherche du Centre Hospitalier Universitaire (CHU) de Québec-Université Laval, Québec City, Québec, Canada*

^c*Centre d'optique, photonique et laser, Québec, Canada*

ABSTRACT

3D imaging of solid targets using plenoptic cameras has been extensively explored and optimized over the years. Unfortunately, these imaging techniques, typically making use of triangulation methods and contrast recognition for depth estimation, lose their validity when imaging translucent media. For these cases, tomographic reconstruction has been shown to be a promising avenue for recovering the 3D shape of a translucent volume. Apart from the tomographic reconstruction algorithm itself, the accuracy of a reconstructed solution depends on the set of measured projections and on the system matrix. A proper determination of the system matrix is key as its elements describe the weighted contribution of a voxel in object space to one in image space; however, computing the matrix elements can consist of an arduous task as it requires a priori knowledge of the imaging system and precise modeling of the physical properties of the acquisition process. In this work, we present how an optical design software can be used to generate such system matrices. Compared with approximation methods involving paraxial ray tracing, the proposed method offers the main advantage of real ray tracing, in

which the computed weighted contributions intrinsically account for optical aberrations in the imaging system. Physical properties of light propagation within the translucent medium can also be taken into account when using non-sequential modes. Using a ray tracing software thus offers great flexibility in designing plenoptic imaging systems used with 3D tomographic reconstruction techniques.

Keywords : optical design software, 3D tomographic reconstruction, ray tracing, plenoptic camera, translucent media, 3D emission computed tomography

B.1 Introduction

B.1.1 Context

Dosimetry systems play an essential role of quality assurance for treatment delivery in radiation therapy (RT). In particular, in photon-based external beam RT, a medical linear accelerator is used to deliver megavoltage radiation beams. These treatments are increasingly performed dynamically : as the patient lies on the treatment table, the linear accelerator’s gantry, i.e., the radiation beam source, moves around the patient as the beam’s shape and intensity are continuously modulated. Such treatments are optimized to deliver a dose distribution that is conformal to the shape of a targeted malignant tumor, while minimizing exposure of surrounding healthy tissues. However, due to the complexities involved in these dynamic treatments and the strain they impose on the treatment machine, it is of crucial importance to have dose-measuring instruments capable of ensuring that treatments are delivered exactly as planned. For this purpose, three-dimensional (3D) measurement of the delivered dose distribution is ideal for fully comprehensive quality assurance.

Scintillation dosimetry has so far proven to be a promising avenue for 3D dosimetry [57]. In typical scintillation-based systems, a liquid or plastic scintillating volume acts as the dose-detecting material. When irradiated, the volume instantaneously emits a light which is proportional to the locally absorbed dose. Such systems offer great potential for high spatial as well as temporal resolution for dose measurements. However, in such systems, the challenge lies in fully recovering the 3D shape of the emitted light pattern within the scintillating volume.

B.1.2 Plenoptic camera-based prototype for 3D dosimetry

The work presented here contributes to the development of a scintillation-based 3D dosimetry system, whose original prototype is shown in Figure B.1. This system is based on the use of a plenoptic camera to capture images of a cubic plastic scintillator combined with iterative tomographic algorithms to attempt the reconstruction of the 3D light pattern emitted within the volume [96].

The use of the plenoptic camera shown here is somewhat similar to that in computed tomo-

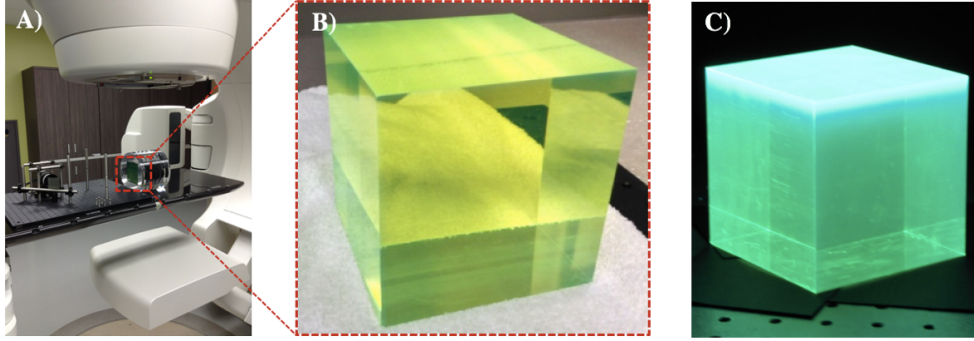


FIGURE B.1 – A) The 3D dosimetry system prototype, combining a plenoptic camera and plastic scintillator volume, mounted on the treatment table of a medical linear accelerator ; B) cubic $10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$ plastic scintillator volume ; C) same scintillator uniformly irradiated under a UV source.

graphy of chemiluminescence, which differs from more traditional 3D imaging of solid targets. Indeed, these latter imaging techniques, which typically make use of triangulation methods and contrast recognition for depth estimation [108], lose their validity when imaging a translucent non-solid target [119]. This is the case for the 3D light field emitted within a refractive medium, i.e. the plastic scintillator, or the 3D temperature pattern of a flame burning in air [140]. For these cases, emission tomographic reconstruction approaches have so far been the preferred approach for recovering the 3D shape of a translucent volume.

It is important to note that in computed tomography, apart from the tomographic reconstruction algorithm itself, the accuracy of a reconstructed solution depends on the set of measured projections and on the system matrix, i.e., the discrete matrix which models the imaging system. A proper determination of the system matrix is key as its elements describe the weighted contribution of a voxel in object space to one in image space. Unfortunately, computing the matrix elements can consist of an arduous task as it requires *a priori* knowledge of the imaging system and precise modeling of the physical properties of the acquisition process. Hence, for tomographic-based imaging systems, this makes the experimental system design and optimization quite difficult, all the more so when plenoptic cameras are involved.

In this work, we explore how an optical design software can be used to generate such system matrices and share preliminary results which will guide us in using this approach more efficiently. We first present an overview of the tomography problem to better grasp the role of the system matrix, then we introduce how the elements of this matrix were determined previously using a paraxial ray tracing method. In contrast to this, the approach using a ray tracing software is detailed and characterized. Finally, we discuss how the proposed method leads to a greater flexibility for designing tomographic-based imaging systems.

B.2 3D Emission computed tomography

B.2.1 The emission computed tomography model

Using computed tomography means modeling the imaging problem as a system of linear equations. First, consider a cubic volume discretized into n voxels, where $n_x = n_y = n_z$ are the number of voxels along each side of the cube. Within this volume, the 3D shape of an unknown distribution is to be determined. To do so, 2D images of the volume are obtained at one or more viewing angles with respect to the volume of interest. In discrete form, the general tomographic problem can be expressed as :

$$\vec{p} = \mathbf{A}_{m \times n} \vec{D} \quad (\text{B.1})$$

where $p_i, i = 1, \dots, m$ represents the projection of the distribution on the imaging system, i.e., a vectorized 2D image of m pixels and $D_j, j = 1, \dots, n$ is the vectorized 3D distribution of n voxels to reconstruct. Central to the reconstruction problem is the system (or projection) matrix \mathbf{A} of size $m \times n$ relating the projection \vec{p} and distribution \vec{D} . Each element $a_{i,j}$ represents the average contribution of the voxel j to the projection's element i . The weight attributed to each element of the system matrix relies on *a priori* knowledge of the imaging system, namely on its detector response, the contributing optical aberrations, the measurement conditions or the attenuation of photons through the system [122]. Different types of iterative tomographic algorithms can be used to solve the system of linear equations presented in equation B.1. However, this is outside the scope of the work presented here. Rather, we test a new way in which the system matrix can be determined using an optical design software. To appreciate this new approach and the design flexibility it offers, we first present a summary of the previous method that had been employed for determining \mathbf{A} as well as the limits of the method.

B.2.2 Previous method for determining the system matrix \mathbf{A}

Previously, for the 3D dosimetry prototype introduced in Figure B.1, the elements of the system matrix \mathbf{A} relating the pixels of the plenoptic camera to the voxels of the plastic scintillator were computed using a python-programmed paraxial ray tracing. The ray tracing was done in an inverse manner, where a cone of light rays was propagated from image to object space. More precisely, the rays were propagated pixel-by-pixel through the whole imaging system, i.e., from the sensor, through the microlenses and the main lens, and inside the scintillator volume [96]. For a given pixel from which the cone of rays was traced, the contribution of a voxel was determined by calculating the weighted intersection of the cone with a plane parallel to the voxels' center at each depth. In this way, the system matrix was filled row-by-row, with one row representing the contribution of all dose voxels to a given camera pixel. Note that paraxial ray tracing was used to optimize computational speeds of the matrix generation and was also justified by the small ray angles ($< 5^\circ$) encountered in the specific inverse ray trace through the plenoptic camera.

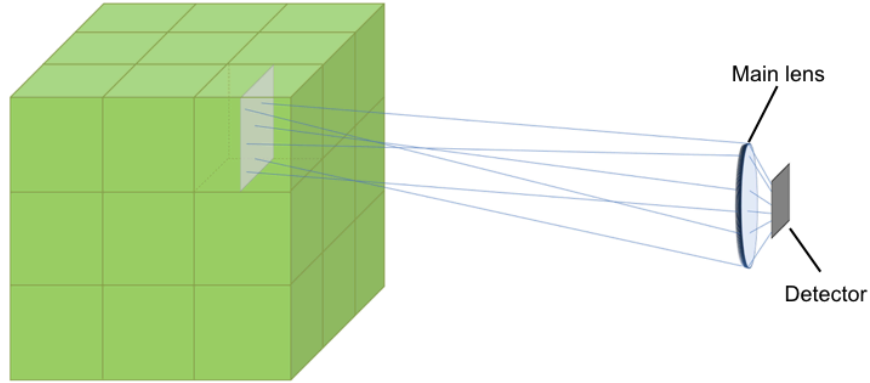


FIGURE B.2 – Schematic representation of Zemax’s geometric image analysis feature using a cubic source volume discretized into $3 \times 3 \times 3$ voxels. For each voxel, rays are traced from a uniform square pattern positioned at mid depth within the voxel.

Even if a paraxial ray tracing was used, the pixel-by-pixel approach remained very time-consuming. One solution to this problem was to sample pixels on the plenoptic camera’s detector, but this meant that we would not be exploiting the full spatioangular resolution contained in the plenoptic camera’s projections. This approach also limited the potential of optimizing the system’s design, as we were limited to the paraxial regime due to the programmed ray tracing. Finally, another downfall of this approach was the need to model optical aberrations introduced by the imaging system, which can be non-trivial for plenoptic-based systems.

B.2.3 Using Zemax to calculate system matrices

Due to the shortcomings of the method presented in the previous section, an alternative solution was explored using an optical design software. The goal was to find a conceptually similar method that would be more efficient and flexible for calculating system matrix elements $a_{i,j}$ for a given imaging system and discretized cubic volume.

The work presented here was carried out using Zemax OpticStudio 18.1 and, for efficiency purposes, Zemax’s sequential mode was used. Now, consider the simple example of a cubic volume presented in Figure B.2, where the volume has been divided into $3 \times 3 \times 3$ voxels. Imaging the volume object is a paraxial lens conjugated with a square detector. To compute the system matrix, the contribution of each voxel to each of the detector’s pixels must be determined. To do so, Zemax’s geometric image analysis feature was employed. This purely geometric feature traces rays generated randomly from coordinates within a source object to entrance pupil coordinates, also randomly sampled. Note that the source object is a two-dimensional array where a relative intensity is specified for each array element (or pixel). The distribution of rays is uniform over each source pixel and over the entrance pupil [166].

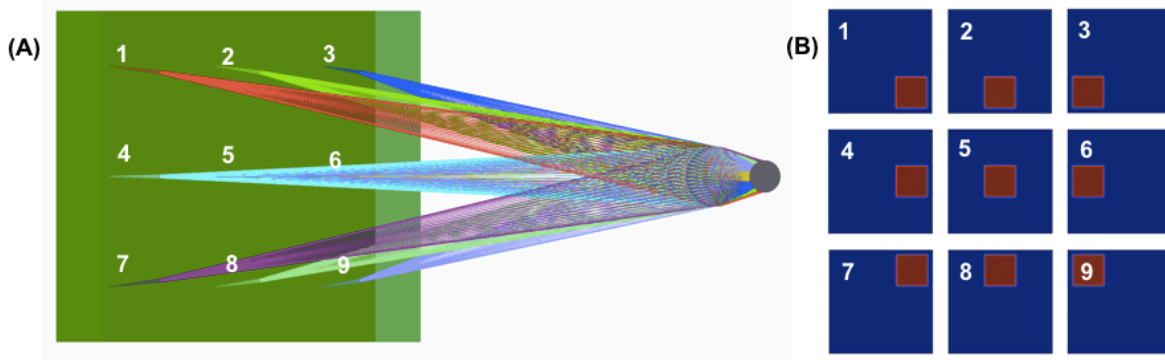


FIGURE B.3 – (A) Distribution of field points at the first voxel depth within a $3 \times 3 \times 3$ -voxel volume. Each field point corresponds to the middle of a voxel, the cross-section from which rays are traced to the detector ; (B) Normalized energy distributions recorded on the detector for each corresponding voxel, numbered from 1 to 9.

Figure B.2 serves as a schematic of how the geometric image analysis feature was used. For a given voxel, the source object was a uniform square pattern positioned at mid depth within the voxel, as represented by the gray cross-section within the volume. For a specified total amount of energy (e.g., 1W was used), a specified number of rays was then traced through the system ; 6 sample rays are shown in Figure B.2.

For the same example, Figure B.3A shows the field distribution of source objects at the first voxel depth within the $3 \times 3 \times 3$ -voxel volume. For uniform square patterns used as source objects at each of these field points, Figure B.3B displays the corresponding images recorded on the detector for each of the voxels. The grid of images shown in Figure B.3B represents the normalized distribution of energy at the detector for each voxel. The pixel values are the weighted contribution of each voxel to the detector's pixels. In other words, each image fills one column of the system matrix corresponding to its source voxel. Hence, by repeating this process for each voxel in the cubic volume, it is possible to fill the system matrix column-by-column.

Intrinsic to this ray tracing approach is the discrete number of rays used and the resulting photon noise on the detector, which is propagated to the elements making up the system matrix. For this reason, a study of the possible convergence of matrix element values was carried out as a function of the number of rays traced. This characterization was done keeping in mind the main parameters which influence the matrix computation, namely, the voxel size, the pixel size and the computation time.

B.3 Characterizing matrices obtained using Zemax

When using the geometric image analysis approach, the parameter governing the time per ray trace is the number of rays traced through the system. On the other hand, the parameter governing the amount of ray traces to perform is the voxel size, i.e., the size of the source

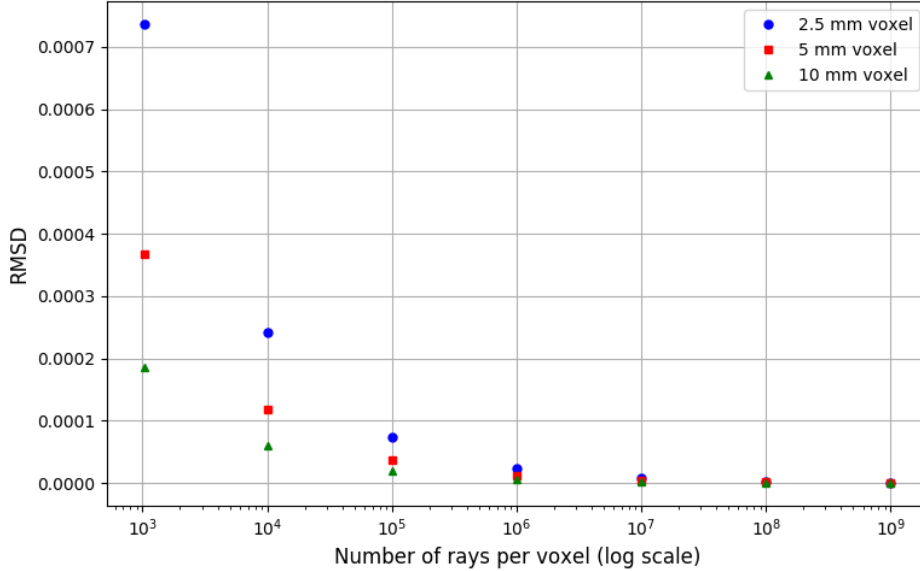


FIGURE B.4 – Root-mean-square deviation (RMSD) of the system matrix elements as a function of the number of rays traced per voxel for three different voxel sizes. The RMSD is calculated with respect to the maximum case of 1B rays.

object from which rays are traced. It is therefore of interest to know how fast the values of the system matrix elements converge as a function of the number of rays so that the minimal number of rays can be used to reduce the time required for computing the matrix data.

B.3.1 Convergence of system matrix elements

The root-mean-square deviation (RMSD) was used to compare the values of the system matrix data as a function of the number of rays traced per voxel. For a given number of rays, the RMSD is calculated with respect to the matrix elements obtained with ray traces of a maximum of 1 billion rays, for which the $\text{RMSD} = 0$. Note that this maximum number of rays was chosen due to the significant computation time required per voxel, which will be addressed in Section B.3.2. Also, the pixel size was fixed for each voxel size. Figure B.4 presents the RMSD values for three different voxel resolutions within a full source volume of $100 \times 100 \times 100 \text{ mm}^3$. It can be observed that, as of 10M rays per voxel, the RMSD rapidly converges to 0.

Unfortunately, due to the discrete number of rays traced, a convergence of matrix element values does not necessarily go hand in hand with low pixel error. Evidently, there will be a tradeoff between the computation time and the amount of noise in each image generated. To illustrate this, in parallel to calculating the RMSD, the signal-to-noise ratio (SNR) was calculated as a function of the number of rays traced; the SNR variation is presented in Figure B.5.

As the resolution in volume reconstruction increases, i.e., as the voxel size decreases, the field

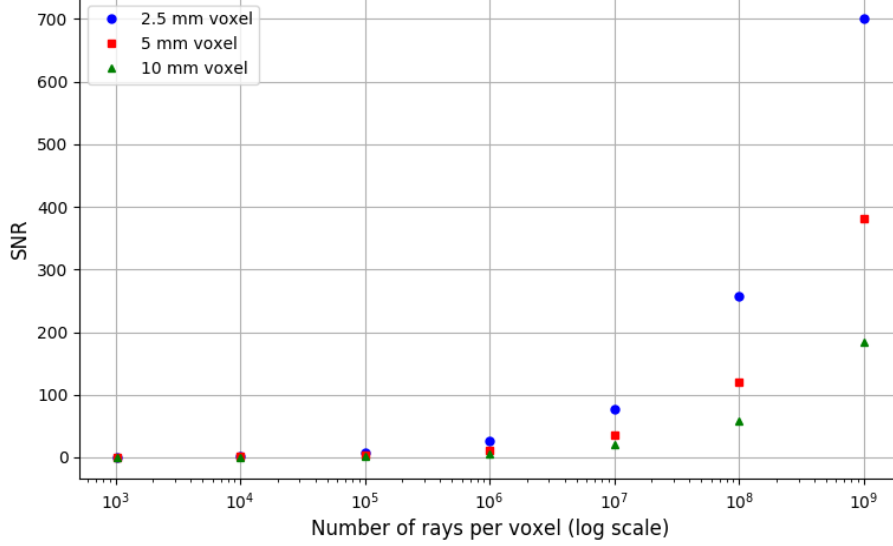


FIGURE B.5 – Signal-to-noise ratio (SNR) as a function of the number of rays traced per voxel for voxel resolutions of 2.5, 5 and 10 mm.

sampling is denser for a same number of rays traced and a same sampling of the entrance pupil. We hence observe an increase of the SNR with voxel resolution. As the rays are all of the same wavelength and are of equal weight, the SNR can be approximated by the square root of the number of rays reaching a given pixel. To achieve a SNR of 100, i.e., 1% accuracy for the pixels of the images generated for each voxel, this means that there needs to be at least 10,000 rays incident on each pixel. Taking into account the possible energy loss due to rays not reaching the detector, we can estimate the minimum number of rays per voxel required for a desired SNR by

$$\frac{\text{total \# rays}}{\text{voxel}} = |m| \left(\frac{\text{voxel side length}}{\text{pixel side length}} \right)^2 (\% \text{ efficiency}) \quad (\text{B.2})$$

where m is the imaging system’s magnification. Applying this for a SNR of 100, $|m| = 0.1$ and 0% energy loss, we obtain 16M, 64M and 256M rays for voxel resolutions of 2.5, 5 and 10 mm, respectively. Though the relationship is straightforward for the imaging of a square target, as was the case here, this basic rule-of-thumb can be useful in estimating the number of rays to trace per voxel and, consequently, the computation time required to generate the data for all the voxels, as presented subsequently.

B.3.2 Computation time

The ray traces were performed on a 4-core, 8-thread computer (Intel[®] Core™i7 CPU 920 @ 2.67 GHz). The time for ray trace completion for one voxel using Zemax’s geometric image analysis feature, regardless of the voxel and pixel sizes, was < 1 s for < 100k rays; 1-3 s for 1M-10M rays; ~18 s for 100M rays and ~170 s for 1B rays. It is important to highlight that

the total computation time increases linearly with the total number of voxels, i.e., the number of ray traces to perform. Tracing 100M rays or more thus translates into significantly longer computation times for generating a complete system matrix, even more so as the reconstruction resolution is increased.

B.3.3 Discussion

Using the proposed method for generating system matrices for tomographic reconstructions implies an intrinsic tradeoff between the computation time and the error associated with the computed values. For this specific imaging system, the results of Figure B.4 and Figure B.5 suggest a window around 10M where low pixel error can be achieved without significantly increasing the computation time required. However, to determine what level of error is acceptable, the effect on tomographic reconstructions performed using the system matrix would need to be studied, which would also be dependent on the type of tomographic algorithm used. Nevertheless, these results direct the first steps in using an optical design software for generating system matrices. Though the computation times are non-negligible when the ray tracing process must be repeated for each voxel, an advantage lies in computing the data for all the pixels at once, as opposed to the pixel-by-pixel process presented in Section B.2.2. For practical imaging systems, the total number of pixels significantly surpasses the total number of voxels into which the volume to reconstruct is discretized ; hence, we gain efficiency in using a column-by-column approach rather than a row-by-row generation of the system matrix. Moreover, in this method, we no longer have to sacrifice pixel data, as was previously the case to save on computation time.

B.4 Conclusion

Overall, from a design perspective, using an optical design software such as Zemax for generating system matrices for tomographic reconstruction problems offers a greater flexibility in designing the imaging system. Though the method was presented using a simple lens, we can extend this approach to an arbitrary imaging system, namely one involving plenoptic cameras. With this approach, we are no longer limited to a setup satisfying paraxial ray tracing. We can also more easily model light emission within a translucent medium such as a plastic scintillator and take into account the effect of possible optical aberrations. This approach will thus be explored in more depth for designing plenoptic imaging systems used with 3D tomographic reconstruction techniques.

Bibliographie

- [1] D. A. LOW, « Dosimetry challenges and opportunities in modern radiation therapy », *J. Phys. : Conf. Ser.*, vol. 1305, p. 012001, août 2019.
- [2] D. LOW, « The importance of 3D dosimetry », *J. Phys. : Conf. Ser.*, vol. 573, no. 1, p. 012009, 2015.
- [3] J. B. BIRKS, *The Theory and Practice of Scintillation Counting*. Pergamon Press, 1964.
- [4] F. H. ATTIX, *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. John Wiley & Sons, 1986. Google-Books-ID : PL8971RdEfoC.
- [5] A. S. BEDDAR, T. R. MACKIE et F. H. ATTIX, « Water-equivalent plastic scintillation detectors for high-energy beam dosimetry : II. Properties and measurements », *Phys. Med. Biol.*, vol. 37, no. 10, p. 1901, 1992.
- [6] S. S. KORREMAN, « Semi- and virtual 3D dosimetry in clinical practice », *J. Phys. : Conf. Ser.*, vol. 444, no. 1, p. 012007, 2013.
- [7] D. A. LOW, P. PARIKH, J. F. DEMPSEY, S. WAHAB et S. HUQ, « Ionization chamber volume averaging effects in dynamic intensity modulated radiation therapy beams », *Medical Physics*, vol. 30, p. 1706–1711, juil. 2003.
- [8] P. F. GMBH, « OCTAVIUS 4D ». Library Catalog : www.ptwdosimetry.com.
- [9] S. N. CORPORATION, « ArcCHECK® - Sun Nuclear ». Library Catalog : www.sunnuclear.com.
- [10] SCANDIDOS, « Products : Delta4 Phantom+ ». Library Catalog : www.delta4family.com.
- [11] SOLUMEDICS, « ArcCHECK & 3DVH® ». Library Catalog : solumedics.com Section : QA and Dosimetry.
- [12] A. BÄCK, « Quasi 3D dosimetry (EPID, conventional 2D/3D detector matrices) », *J. Phys. : Conf. Ser.*, vol. 573, no. 1, p. 012012, 2015.

- [13] A. NIROOMAND-RAD, C. R. BLACKWELL, B. M. COURSEY, K. P. GALL, J. M. GALVIN, W. L. MCLAUGHLIN, A. S. MEIGOONI, R. NATH, J. E. RODGERS et C. G. SOARES, « Radiochromic film dosimetry : Recommendations of AAPM Radiation Therapy Committee Task Group 55 », *Medical Physics*, vol. 25, p. 2093–2115, nov. 1998.
- [14] J. KIM, M. YOON, S. KIM, D. SHIN, S. B. LEE, Y. K. LIM, D. W. KIM et S. Y. PARK, « Three-dimensional radiochromic film dosimetry of proton clinical beams using a gafchromic EBT2 film array », *Radiat Prot Dosimetry*, vol. 151, p. 272–277, août 2012.
- [15] T. J. MCCAW, J. A. MICKA et L. A. DEWERD, « Development and characterization of a three-dimensional radiochromic film stack dosimeter for megavoltage photon beam dosimetry », *Medical Physics*, vol. 41, p. 052104, mai 2014.
- [16] Z. ARAB-BAFRANI, L. MAHANI, A. KHOSHBIN-KHOSHNAZAR et M. Z. KERMANI, « Three dimensional film dosimetry of photon beam in small field sizes and beyond the heterogeneous regions using a GAFchromic films array », *Radiation Physics and Chemistry*, vol. 166, p. 108467, jan. 2020.
- [17] H. BOUCHARD, F. LACROIX, G. BEAUDOIN, J.-F. CARRIER et I. KAWRAKOW, « On the characterization and uncertainty analysis of radiochromic film dosimetry », *Medical Physics*, vol. 36, no. 6Part1, p. 1931–1946, 2009. _eprint : <https://aapm.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1118/1.3121488>.
- [18] E. Y. L. MARROQUIN, J. A. HERRERA GONZÁLEZ, M. A. CAMACHO LÓPEZ, J. E. V. BARAJAS et O. A. GARCÍA-GARDUÑO, « Evaluation of the uncertainty in an EBT3 film dosimetry system utilizing net optical density », *J Appl Clin Med Phys*, vol. 17, p. 466–481, sept. 2016.
- [19] B. MIJNHEER, S. BEDDAR, J. IZEWSKA et C. REFT, « In vivo dosimetry in external beam radiotherapy », *Medical Physics*, vol. 40, p. 070903, juil. 2013.
- [20] I. OLACIREGUI-RUIZ, B. VIVAS-MAIQUES, J. KAAS, T. PERIK, F. WITTKAMPER, B. MIJNHEER et A. MANS, « Transit and non-transit 3D EPID dosimetry versus detector arrays for patient specific QA », *J Appl Clin Med Phys*, vol. 20, p. 79–90, mai 2019.
- [21] B. MIJNHEER, « EPID-based dosimetry and its relation to other 2D and 3D dose measurement techniques in radiation therapy », *J. Phys. : Conf. Ser.*, vol. 847, p. 012024, mai 2017.
- [22] P. B. GREER, « 3D EPID based dosimetry for pre-treatment verification of VMAT – methods and challenges », *J. Phys. : Conf. Ser.*, vol. 444, no. 1, p. 012010, 2013.
- [23] B. MIJNHEER, « EPIDs and QA of advanced treatments », *J. Phys. : Conf. Ser.*, vol. 1305, p. 012061, août 2019.

- [24] I. D. GMBH, « Product : Dolphin », fév. 2020. Library Catalog : www.iba-dosimetry.com.
- [25] M. K. ISLAM, B. D. NORRLINGER, J. R. SMALE, R. K. HEATON, D. GALBRAITH, C. FAN et D. A. JAFFRAY, « An integral quality monitoring system for real-time verification of intensity modulated radiation therapy », *Medical Physics*, vol. 36, p. 5420–5428, déc. 2009. Publisher : John Wiley & Sons, Ltd.
- [26] B. POPPE, C. THIEKE, D. BEYER, R. KOLLHOFF, A. DJOUGUELA, A. RÜHMANN, K. C. WILLBORN et D. HARDER, « DAVID—a translucent multi-wire transmission ionization chamber for in vivo verification of IMRT and conformal irradiation techniques », *Phys. Med. Biol.*, vol. 51, no. 5, p. 1237, 2006.
- [27] B. POPPE, H. K. LOOE, N. CHOFOR, A. RÜHMANN, D. HARDER et K. C. WILLBORN, « Clinical performance of a transmission detector array for the permanent supervision of IMRT deliveries », *Radiotherapy and Oncology*, vol. 95, p. 158–165, mai 2010.
- [28] H. K. LOOE, D. HARDER, A. RÜHMANN, K. C. WILLBORN et B. POPPE, « Enhanced accuracy of the permanent surveillance of IMRT deliveries by iterative deconvolution of DAVID chamber signal profiles », *Phys. Med. Biol.*, vol. 55, no. 14, p. 3981, 2010.
- [29] J. CHANG, R. K. HEATON, R. MAHON, B. D. NORRLINGER, D. A. JAFFRAY, Y.-B. CHO et M. K. ISLAM, « A method for online verification of adapted fields using an independent dose monitor », *Medical Physics*, vol. 40, p. 072104, juil. 2013.
- [30] M. GOULET, L. GINGRAS et L. BEAULIEU, « Real-time verification of multileaf collimator-driven radiotherapy using a novel optical attenuation-based fluence monitor », *Medical Physics*, vol. 38, p. 1459–1467, mars 2011.
- [31] V. M. SYSTEMS, « Mobius3D | Varian ». Library Catalog : www.varian.com/products/.
- [32] J. D. FONTENOT, « Evaluation of a novel secondary check tool for intensity-modulated radiotherapy treatment planning », *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, vol. 15, sept. 2014.
- [33] C. L. NELSON, B. E. MASON, R. C. ROBINSON, K. D. KISLING et S. M. KIRSNER, « Commissioning results of an automated treatment planning verification system », *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, vol. 15, sept. 2014.
- [34] N. CHILDRESS, Q. CHEN et Y. RONG, « Parallel / Opposed : IMRT QA using treatment log files is superior to conventional measurement-based method », *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, vol. 16, jan. 2015.
- [35] K. B. MCAULEY et A. T. NASR, « Fundamentals of gel dosimeters », *J. Phys. : Conf. Ser.*, vol. 444, no. 1, p. 012001, 2013.

- [36] R. G. KELLY, K. J. JORDAN et J. J. BATTISTA, « Optical CT reconstruction of 3D dose distributions using the ferrous–benzoic–xylenol (FBX) gel dosimeter », *Medical Physics*, vol. 25, p. 1741–1750, sept. 1998.
- [37] J. C. GORE et Y. S. KANG, « Measurement of radiation dose distributions by nuclear magnetic resonance (NMR) imaging », *Phys. Med. Biol.*, vol. 29, no. 10, p. 1189, 1984.
- [38] N.-Y. CHO, S.-C. HUANG, W.-Y. CHUNG, W.-Y. GUO et W.-C. CHU, « Isotropic three-dimensional MRI-Fricke-infused gel dosimetry », *Medical Physics*, vol. 40, p. 052101, mai 2013.
- [39] L. J. SCHREINER, T. OLDING et K. B. MCAULEY, « Polymer gel dosimetry », *J. Phys. : Conf. Ser.*, vol. 250, no. 1, p. 012014, 2010.
- [40] J. VANDECASTEELE et Y. D. DEENE, « On the validity of 3D polymer gel dosimetry : I. Reproducibility study », *Phys. Med. Biol.*, vol. 58, no. 1, p. 19, 2013.
- [41] Y. D. DEENE et A. JIRASEK, « Uncertainty in 3D gel dosimetry », *J. Phys. : Conf. Ser.*, vol. 573, no. 1, p. 012008, 2015.
- [42] C. BALDOCK, Y. D. DEENE, S. DORAN, G. IBBOTT, A. JIRASEK, M. LEPAGE, K. B. MCAULEY, M. OLDHAM et L. J. SCHREINER, « Polymer gel dosimetry », *Phys. Med. Biol.*, vol. 55, p. R1, mars 2010.
- [43] H. J. LEE, Y. ROED et G. S. IBBOTT, « Dose rate and fractionation dependence of methacrylic acid based polymer gels using optical and MRI techniques », *J. Phys. : Conf. Ser.*, vol. 1305, p. 012008, août 2019.
- [44] L. J. SCHREINER, « End to end QA in image guided and adaptive radiation therapy », *J. Phys. : Conf. Ser.*, vol. 1305, p. 012062, août 2019.
- [45] M. KHAN, G. HEILEMANN, W. LECHNER, D. GEORG et A. G. BERG, « Basic Properties of a New Polymer Gel for 3D-Dosimetry at High Dose-Rates Typical for FFF Irradiation Based on Dithiothreitol and Methacrylic Acid (MAGADIT) : Sensitivity, Range, Reproducibility, Accuracy, Dose Rate Effect and Impact of Oxygen Scavenger », *Polymers (Basel)*, vol. 11, oct. 2019.
- [46] E. PAPPAS, G. KALAITZAKIS, T. BOURSANIS, E. ZOROS, K. ZOURARI, E. P. PAPPAS, D. MAKRIS, I. SEIMENIS, E. EFSTATHOPOULOS et T. G. MARIS, « Dosimetric performance of the Elekta Unity MR-linac system : 2D and 3D dosimetry in anthropomorphic inhomogeneous geometry », *Phys. Med. Biol.*, vol. 64, p. 225009, nov. 2019.
- [47] J. ADAMOVICS et M. J. MARYANSKI, « Characterisation of PRESAGE : A new 3-D radiochromic solid polymer dosemeter for ionising radiation », *Radiat Prot Dosimetry*, vol. 120, no. 1-4, p. 107–112, 2006.

- [48] P. Y. GUO, J. A. ADAMOVICS et M. OLDHAM, « Characterization of a new radiochromic three-dimensional dosimeter », *Medical Physics*, vol. 33, p. 1338–1345, mai 2006.
- [49] M. OLDHAM, H. SAKHALKAR, P. GUO et J. ADAMOVICS, « An investigation of the accuracy of an IMRT dose distribution using two- and three-dimensional dosimetry techniques », *Medical Physics*, vol. 35, p. 2072–2080, mai 2008.
- [50] C.-S. WUU, Y.-F. WANG, A. Y. XU et J. ADAMOVICS, « Pre-clinical and small field dosimetry », *J. Phys. : Conf. Ser.*, vol. 1305, p. 012023, août 2019.
- [51] U. J. YEO, M. L. TAYLOR, J. R. SUPPLE, R. L. SMITH, T. KRON et R. D. FRANICH, « Deformable gel dosimetry I : application to external beam radiotherapy and brachytherapy », *J. Phys. : Conf. Ser.*, vol. 444, no. 1, p. 012032, 2013.
- [52] Y. D. DEENE, P. S. SKYT, R. HIL et J. T. BOOTH, « FlexyDos3D : a deformable anthropomorphic 3D radiation dosimeter : radiation properties », *Phys. Med. Biol.*, vol. 60, no. 4, p. 1543, 2015.
- [53] J. T. BUSHBERG, *The Essential Physics of Medical Imaging*. Lippincott Williams & Wilkins, 2002.
- [54] A. S. BEDDAR, T. R. MACKIE et F. H. ATTIX, « Water-equivalent plastic scintillation detectors for high-energy beam dosimetry : I. Physical characteristics and theoretical considerations », *Phys. Med. Biol.*, vol. 37, no. 10, p. 1883, 1992.
- [55] A. S. BEDDAR, « Water equivalent plastic scintillation detectors in radiation therapy », *Radiat Prot Dosimetry*, vol. 120, p. 1–6, sept. 2006.
- [56] J. E. TURNER, *Atoms, Radiation, and Radiation Protection*. Weinheim : Wiley-VCH, 3^e édition éd., juin 2007.
- [57] A. S. BEDDAR et L. BEAULIEU, *Scintillation Dosimetry*. CRC Press, 2016.
- [58] L. BEAULIEU, M. GOULET, L. ARCHAMBAULT et S. BEDDAR, « Current status of scintillation dosimetry for megavoltage beams », *J. Phys. : Conf. Ser.*, vol. 444, no. 1, p. 012013, 2013.
- [59] E. B. PODGORSK et I. A. E. AGENCY, *Radiation Oncology Physics : A Handbook for Teachers and Students*. Vienna : Intl Atomic Energy Agency, jan. 2005.
- [60] Y. KAMIO et H. BOUCHARD, « Correction-less dosimetry of nonstandard photon fields : a new criterion to determine the usability of radiation detectors », *Phys. Med. Biol.*, vol. 59, p. 4973–5002, août 2014. Publisher : IOP Publishing.

- [61] L. BEAULIEU et S. BEDDAR, « Review of plastic and liquid scintillation dosimetry for photon, electron, and proton therapy », *Phys. Med. Biol.*, vol. 61, p. R305–R343, oct. 2016.
- [62] P. S. LIMITED, « Plastic Scintillators ». Product Catalog : www.pycko.co.uk.
- [63] A. S. KIROV, J. Z. PIAO, N. K. MATHUR, T. R. MILLER, S. DEVIC, S. TRICHTER, M. ZAIDER, C. G. SOARES et T. LOSASSO, « The three-dimensional scintillation dosimetry method : test for a 106 Ru eye plaque applicator », *Phys. Med. Biol.*, vol. 50, no. 13, p. 3063, 2005.
- [64] Y. FUKUSHIMA, M. HAMADA, T. NISHIO et K. MARUYAMA, « Development of an easy-to-handle range measurement tool using a plastic scintillator for proton beam therapy », *Phys. Med. Biol.*, vol. 51, no. 22, p. 5927, 2006.
- [65] H. KOJIMA, T. HANADA, S. KATSUTA, A. YOROZU et K. MARUYAMA, « New method for obtaining position and time structure of source in HDR remote afterloading brachytherapy unit utilizing light emission from scintillator », *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, vol. 10, juil. 2009.
- [66] S. N. BOON, P. v. LUIJK, J. M. SCHIPPERS, H. MEERTENS, J. M. DENIS, S. VYNCKIER, J. MEDIN et E. GRUSELL, « Fast 2D phantom dosimetry for scanning proton beams », *Medical Physics*, vol. 25, p. 464–475, avril 1998.
- [67] A.-M. FRELIN, J.-M. FONTBONNE, G. BAN, J. COLIN, M. LABALME, A. BATALLA, A. VELA, P. BOHER, M. BRAUD et T. LEROUX, « The DosiMap, a new 2D scintillating dosimeter for IMRT quality assurance : Characterization of two Čerenkov discrimination methods », *Medical Physics*, vol. 35, p. 1651–1662, mai 2008.
- [68] V. COLLOMB-PATTON, P. BOHER, T. LEROUX, J.-M. FONTBONNE, A. VELA et A. BATALLA, « The DOSIMAP, a high spatial resolution tissue equivalent 2D dosimeter for LINAC QA and IMRT verification », *Medical Physics*, vol. 36, p. 317–328, fév. 2009.
- [69] M. GOULET, L. ARCHAMBAULT, L. BEAULIEU et L. GINGRAS, « High resolution 2D dose measurement device based on a few long scintillating fibers and tomographic reconstruction », *Medical Physics*, vol. 39, p. 4840–4849, août 2012.
- [70] E. LAMANNA, A. FIORILLO, A. GALLO, A. TRAPASSO, R. CAROLEO, R. BRANCACCIO, G. BARCA, S. CARNEVALE, F. CASTROVILLARI et Y. SIAKA, « Dosimetric Study of Therapeutic Beams Using a Homogeneous Scintillating Fiber Layer », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 60, p. 109–114, fév. 2013.
- [71] M. GOULET, L. ARCHAMBAULT, L. BEAULIEU et L. GINGRAS, « 3D tomodosimetry using long scintillating fibers : A feasibility study », *Medical Physics*, vol. 40, p. 101703, oct. 2013.

- [72] F. KROLL, J. PAWELKE et L. KARSCH, « Preliminary investigations on the determination of three-dimensional dose distributions using scintillator blocks and optical tomography », *Medical Physics*, vol. 40, p. 082104, août 2013.
- [73] S. BEDDAR, L. ARCHAMBAULT, N. SAHOO, F. POENISCH, G. T. CHEN, M. T. GILLIN et R. MOHAN, « Exploration of the potential of liquid scintillators for real-time 3D dosimetry of intensity modulated proton beams », *Medical Physics*, vol. 36, p. 1736–1743, mai 2009.
- [74] F. PÖNISCH, L. ARCHAMBAULT, T. M. BRIERE, N. SAHOO, R. MOHAN, S. BEDDAR et M. T. GILLIN, « Liquid scintillator for 2D dosimetry for high-energy photon beams », *Medical Physics*, vol. 36, p. 1478–1485, mai 2009.
- [75] L. ARCHAMBAULT, F. POENISCH, N. SAHOO, D. ROBERTSON, A. LEE, M. T. GILLIN, R. MOHAN et S. BEDDAR, « Verification of proton range, position, and intensity in IMPPT with a 3D liquid scintillator detector system », *Medical Physics*, vol. 39, p. 1239–1246, mars 2012.
- [76] C. D. DARNE, F. ALSANEA, D. G. ROBERTSON, N. SAHOO et S. BEDDAR, « Performance characterization of a 3D liquid scintillation detector for discrete spot scanning proton beam systems », *Phys. Med. Biol.*, vol. 62, p. 5652–5667, juin 2017.
- [77] C. HUI, D. ROBERTSON et S. BEDDAR, « 3D reconstruction of scintillation light emission from proton pencil beams using limited viewing angles : a simulation study », *Phys. Med. Biol.*, vol. 59, no. 16, p. 4477, 2014.
- [78] J. B. BIRKS, *The Theory and Practice of Scintillation Counting : International Series of Monographs in Electronics and Instrumentation*. Elsevier, oct. 2013.
- [79] D. ROBERTSON, D. MIRKOVIC, N. SAHOO et S. BEDDAR, « Quenching correction for volumetric scintillation dosimetry of proton beams », *Phys. Med. Biol.*, vol. 58, no. 2, p. 261, 2013.
- [80] D. ROBERTSON, C. HUI, L. ARCHAMBAULT, R. MOHAN et S. BEDDAR, « Optical artefact characterization and correction in volumetric scintillation dosimetry », *Phys. Med. Biol.*, vol. 59, no. 1, p. 23, 2014.
- [81] A. K. GLASER, S. C. DAVIS, D. M. MCCLATCHY, R. ZHANG, B. W. POGUE et D. J. GLADSTONE, « Projection imaging of photon beams by the Čerenkov effect », *Medical Physics*, vol. 40, p. 012101, jan. 2013.
- [82] A. K. GLASER, S. C. DAVIS, W. H. A. VOIGT, R. ZHANG, B. W. POGUE et D. J. GLADSTONE, « Projection imaging of photon beams using Čerenkov-excited fluorescence », *Phys. Med. Biol.*, vol. 58, no. 3, p. 601, 2013.

- [83] A. K. GLASER, W. H. A. VOIGT, S. C. DAVIS, R. ZHANG, D. J. GLADSTONE et B. W. POGUE, « Three-dimensional Čerenkov tomography of energy deposition from ionizing radiation beams », *Optics Letters*, vol. 38, p. 634, mars 2013.
- [84] A. K. GLASER, R. ZHANG, D. J. GLADSTONE et B. W. POGUE, « Optical dosimetry of radiotherapy beams using Cherenkov radiation : the relationship between light emission and dose », *Phys. Med. Biol.*, vol. 59, no. 14, p. 3789, 2014.
- [85] B. W. POGUE, A. K. GLASER, R. ZHANG et D. J. GLADSTONE, « Cherenkov radiation dosimetry in water tanks – video rate imaging, tomography and IMRT & VMAT plan verification », *J. Phys. : Conf. Ser.*, vol. 573, no. 1, p. 012013, 2015.
- [86] J. M. ANDREOZZI, R. ZHANG, A. K. GLASER, L. A. JARVIS, B. W. POGUE et D. J. GLADSTONE, « Camera selection for real-time in vivo radiation treatment verification systems using Cherenkov imaging », *Medical Physics*, vol. 42, p. 994–1004, fév. 2015.
- [87] M. R. ASHRAF, P. BRUZA, B. W. POGUE, N. NELSON, B. B. WILLIAMS, L. A. JARVIS et D. J. GLADSTONE, « Optical imaging provides rapid verification of static small beams, radiosurgery, and VMAT plans with millimeter resolution », *Medical Physics*, vol. 46, p. 5227–5237, nov. 2019.
- [88] J. M. ANDREOZZI, K. E. MOONEY, P. BRŮŽA, A. CURCURI, D. J. GLADSTONE, B. W. POGUE et O. GREEN, « Remote Cherenkov imaging-based quality assurance of a magnetic resonance image-guided radiotherapy system », *Medical Physics*, vol. 45, p. 2647–2659, juin 2018.
- [89] E. JEAN, M.- DELAGE et L. BEAULIEU, « Investigation of the quinine sulfate dihydrate spectral properties and its effects on Cherenkov dosimetry », *Phys. Med. Biol.*, vol. 64, p. 155019, août 2019.
- [90] A. K. GLASER, J. M. ANDREOZZI, R. ZHANG, B. W. POGUE et D. J. GLADSTONE, « Optical cone beam tomography of Cherenkov-mediated signals for fast 3D dosimetry of x-ray photon beams in water », *Medical Physics*, vol. 42, p. 4127–4136, juil. 2015.
- [91] P. BRUZA, J. M. ANDREOZZI, D. J. GLADSTONE, L. A. JARVIS, J. ROTTMANN et B. W. POGUE, « Real-time 3D dose imaging in water phantoms : reconstruction from simultaneous EPID-Cherenkov 3D imaging (EC3D) », *J. Phys. : Conf. Ser.*, vol. 847, p. 012034, mai 2017.
- [92] « Product | DoseOptics ». Library Catalog : doseoptics.com.
- [93] R. HACHADORIAN, P. BRUZA, M. JERMYN, A. MAZHAR, D. CUCCIA, L. JARVIS, D. GLADSTONE et B. POGUE, « Correcting Cherenkov light attenuation in tissue using spatial frequency domain imaging for quantitative surface dosimetry during whole breast

- radiation therapy », *JBO*, vol. 24, p. 071609, nov. 2018. Publisher : International Society for Optics and Photonics.
- [94] Y. XIE, H. PETROCCIA, A. MAITY, T. MIAO, Y. ZHU, P. BRUZA, B. W. POGUE, J. P. PLASTARAS, L. DONG et T. C. ZHU, « Cherenkov imaging for total skin electron therapy (TSET) », *Medical Physics*, vol. 47, p. 201–212, jan. 2020. Publisher : John Wiley & Sons, Ltd.
- [95] M. GOULET, L. GINGRAS, S. BEDDAR, L. BEAULIEU et L. ARCHAMBAULT, « TU-C-108-02 : Novel Full 3D Water-Equivalent Dosimetry Technique Using a Single Light-Field Camera for Photons, Electrons and Ion-Beams Dosimetry », *Medical Physics*, vol. 40, p. 430–430, juin 2013. Publisher : John Wiley & Sons, Ltd.
- [96] M. GOULET, M. RILLING, L. GINGRAS, S. BEDDAR, L. BEAULIEU et L. ARCHAMBAULT, « Novel, full 3D scintillation dosimetry using a static plenoptic camera », *Medical Physics*, vol. 41, p. 082101, août 2014.
- [97] W. SMITH, *Modern Optical Engineering, 4th Ed.* New York : McGraw-Hill Education, 4 edition éd., déc. 2007.
- [98] E. ADELSON et J. BERGEN, « The Plenoptic Function and the Elements of Early Vision », *Computational Models of Visual Processing*, p. 3–20, 1991.
- [99] E. ADELSON et J. WANG, « Single lens stereo with a plenoptic camera », *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, vol. 14, p. 99–106, fév. 1992.
- [100] M. LEVOY et P. HANRAHAN, « Light field rendering », *SIGGRAPH*, vol. 96, p. 31–42, 1996.
- [101] R. NG, *Digital Light Field Photography*. Thèse doctorat, Stanford University, juil. 2006.
- [102] R. NG, M. LEVOY, M. BRÉDIF, G. DUVAL, M. HOROWITZ et P. HANRAHAN, « Light Field Photography with a Hand-Held Plenoptic Camera », Stanford Tech Report CTSR, Stanford University, 2005.
- [103] T. GEORGIEV et A. LUMSDAINE, « Focused plenoptic camera and rendering », *J. Electron. Imaging*, vol. 19, no. 2, p. 021106–021106–11, 2010.
- [104] T. MICHELS, A. PETERSEN, L. PALMIERI et R. KOCH, « Simulation of plenoptic cameras », in *2018 - 3DTV-Conference : The True Vision - Capture, Transmission and Display of 3D Video (3DTV-CON)*, p. 1–4, juin 2018. ISSN : 2161-203X.
- [105] A. LUMSDAINE et T. GEORGIEV, « The focused plenoptic camera », in *2009 IEEE International Conference on Computational Photography (ICCP)*, p. 1–8, avril 2009.

- [106] T. GEORGIEV et A. LUMSDAINE, « Depth of Field in Plenoptic Cameras », *EUROGRAPHICS*, 2009.
- [107] T. GEORGIEV et A. LUMSDAINE, « The multifocus plenoptic camera », in *Proc. SPIE*, vol. 8299 in *Digital Photography VIII*, p. 829908–829908–11, 2012.
- [108] C. PERWASS et L. WIETZKE, « Single lens 3D-camera with extended depth-of-field », in *Proc. SPIE*, vol. 8291 in *Human Vision and Electronic Imaging XVII*, p. 829108–829108–15, 2012.
- [109] M. LEVOY, R. NG, A. ADAMS, M. FOOTER et M. HOROWITZ, « Light Field Microscopy », *ACM Transactions on Graphics*, vol. 25, no. 3, p. 924–934, 2006.
- [110] M. LEVOY, Z. ZHANG et I. MCDOWALL, « Recording and controlling the 4D light field in a microscope using microlens arrays », *Journal of Microscopy*, vol. 235, p. 144–162, août 2009.
- [111] L. MENG, T. SUN, R. KOSOGLOW et K. BERKNER, « Evaluation of multispectral plenoptic camera », in *Proc. of SPIE-IS&T Electronic Imaging*, vol. 8660, p. 86600D–86600D–7, SPIE, 2013.
- [112] K. MASUDA, Y. YAMANAKA, G. MARUYAMA, S. NAGAI, H. HIRAI, L. MENG et I. TOSIC, « Single-snapshot 2D color measurement by plenoptic imaging system », in *Proc. SPIE*, vol. 8992 in *PHOTONIC INSTRUMENTATION ENGINEERING*, p. 89920V–89920V–8, 2014.
- [113] T. GEORGIEV et A. LUMSDAINE, « Multimode plenoptic imaging », in *Proc. SPIE*, vol. 9404, p. 940402–940402–17, 2015.
- [114] D. WEIMER, H. THAMER, C. FELLMANN, M. LÜTJEN, K.-D. THOBEN et B. SCHOLZ-REITER, « Towards 100% In-situ 2D/3D Quality Inspection of Metallic Micro Components Using Plenoptic Cameras », *Procedia CIRP*, vol. 17, p. 847–852, 2014.
- [115] R. DECKER, A. SHADEMAN, J. OPFERMANN, S. LEONARD, P. C. W. KIM et A. KRIEGER, « Performance evaluation and clinical applications of 3D plenoptic cameras », in *Proc. SPIE*, vol. 9494 in *NEXT-GENERATION ROBOTICS II; AND MACHINE INTELLIGENCE AND BIO-INSPIRED COMPUTATION : THEORY AND APPLICATIONS IX*, p. 94940B–94940B–11, 2015.
- [116] N. ZELLER, F. QUINT et U. STILLA, « Calibration and accuracy analysis of a focused plenoptic camera », *ISPRS Annals of Photogrammetry, Remote Sensing and Spatial Information Sciences*, vol. II-3, p. 205–212, août 2014.
- [117] M. S. KIM, G. J. LEE, H. M. KIM, H. J. JANG et Y. M. SONG, « Light field imaging with a hand-held smartphone camera for portable augmented reality applications », in

- Imaging and Applied Optics 2019 (COSI, IS, MATH, pcAOP) (2019), paper ITu2C.3*, p. ITu2C.3, Optical Society of America, juin 2019.
- [118] T. W. FAHRINGER, K. P. LYNCH et B. S. THUROW, « Volumetric particle image velocimetry with a single plenoptic camera », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 26, no. 11, p. 115201, 2015.
- [119] M. L. GREENE et V. SICK, « Volume-resolved flame chemiluminescence and laser-induced fluorescence imaging », *Appl. Phys. B*, vol. 113, p. 87–92, oct. 2013.
- [120] M. L. G. PETER M. LILLO, « Plenoptic Single-Shot 3D Imaging of In-Cylinder Fuel Spray Geometry », *Zeitschrift für Physikalische Chemie*, vol. 229, no. 4, 2015.
- [121] J. QI et R. M. LEAHY, « Iterative reconstruction techniques in emission computed tomography », *Phys. Med. Biol.*, vol. 51, no. 15, p. R541, 2006.
- [122] M. N. WERNICK et J. N. AARSVOLD, *Emission Tomography : The Fundamentals of PET and SPECT*. Academic Press, déc. 2004.
- [123] J. RADON, « On the determination of functions from their integral values along certain manifolds », *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 5, p. 170–176, déc. 1986.
- [124] S. VANDENBERGHE, Y. D’ASSELER, R. Van de WALLE, T. KAUPPINEN, M. KOOLE, L. BOUWENS, K. VAN LAERE, I. LEMAHIEU et R. A. DIERCKX, « Iterative reconstruction algorithms in nuclear medicine », *Computerized Medical Imaging and Graphics*, vol. 25, p. 105–111, mars 2001.
- [125] P. P. BRUYANT, « Analytic and Iterative Reconstruction Algorithms in SPECT », *J Nucl Med*, vol. 43, p. 1343–1358, oct. 2002.
- [126] G. PRATX et L. XING, « GPU computing in medical physics : A review », *Medical Physics*, vol. 38, no. 5, p. 2685–2697, 2011. _eprint : <https://aapm.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1118/1.3578605>.
- [127] D. MATENINE, *Conception et évaluation d’un nouvel algorithme de reconstruction itérative en tomodensitométrie à faisceau conique implanté sur matériel graphique*. Thèse doctorat, Université Laval, Québec, Canada, 2017. Accepted : 2018-04-24T23 :11 :37Z.
- [128] L. SHEPP et Y. VARDI, « Maximum Likelihood Reconstruction for Emission Tomography », *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 1, p. 113–122, oct. 1982.
- [129] A. P. DEMPSTER, N. M. LAIRD et D. B. RUBIN, « Maximum Likelihood from Incomplete Data via the EM Algorithm », *Journal of the Royal Statistical Society. Series B (Methodological)*, vol. 39, no. 1, p. 1–38, 1977.

- [130] H. HUDSON et R. LARKIN, « Accelerated image reconstruction using ordered subsets of projection data », *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 13, p. 601–609, déc. 1994.
- [131] Q. QI, M. M. HOSSAIN, B. ZHANG, T. LING et C. XU, « Flame temperature reconstruction through a multi-plenoptic camera technique », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 30, p. 124002, sept. 2019.
- [132] J. FLOYD et A. M. KEMPF, « Computed Tomography of Chemiluminescence (CTC) : High resolution and instantaneous 3-D measurements of a Matrix burner », *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 33, no. 1, p. 751–758, 2011.
- [133] J. FLOYD, P. GEIPEL et A. M. KEMPF, « Computed Tomography of Chemiluminescence (CTC) : Instantaneous 3D measurements and Phantom studies of a turbulent opposed jet flame », *Combustion and Flame*, vol. 158, p. 376–391, fév. 2011.
- [134] N. A. WORTH et J. R. DAWSON, « Tomographic reconstruction of OH* chemiluminescence in two interacting turbulent flames », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 24, no. 2, p. 024013, 2013.
- [135] K. MOHRI, S. GÖRS, J. SCHÖLER, A. RITTLER, T. DREIER, C. SCHULZ et A. KEMPF, « Instantaneous 3D imaging of highly turbulent flames using computed tomography of chemiluminescence », *Appl. Opt., AO*, vol. 56, p. 7385–7395, sept. 2017.
- [136] T. YU, C. RUAN, H. LIU, W. CAI et X. LU, « Time-resolved measurements of a swirl flame at 4 kHz via computed tomography of chemiluminescence », *Appl. Opt., AO*, vol. 57, p. 5962–5969, juil. 2018.
- [137] T. YU, H. LIU, J. ZHANG, W. CAI et F. QI, « Toward real-time volumetric tomography for combustion diagnostics via dimension reduction », *Opt. Lett., OL*, vol. 43, p. 1107–1110, mars 2018.
- [138] H. NIEN, J. A. FESSLER et V. SICK, « Model-based image reconstruction of chemiluminescence using a plenoptic 2.0 camera », in *2015 IEEE International Conference on Image Processing (ICIP)*, p. 359–363, sept. 2015.
- [139] B. LIU, Y. YUAN, S. LI, Y. SHUAI et H.-P. TAN, « Simulation of light-field camera imaging based on ray splitting Monte Carlo method », *Optics Communications*, vol. 355, p. 15–26, nov. 2015.
- [140] J. SUN, C. XU, B. ZHANG, M. M. HOSSAIN, S. WANG, H. QI et H. TAN, « Three-dimensional temperature field measurement of flame using a single light field camera », *Opt. Express, OE*, vol. 24, p. 1118–1132, jan. 2016.

- [141] C.-Y. NIU, H. QI, X. HUANG, L.-M. RUAN et H.-P. TAN, « Efficient and robust method for simultaneous reconstruction of the temperature distribution and radiative properties in absorbing, emitting, and scattering media », *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 184, p. 44–57, nov. 2016.
- [142] T.-J. LI, S.-N. LI, Y. YUAN, F.-Q. WANG et H.-P. TAN, « Light field imaging analysis of flame radiative properties based on Monte Carlo method », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 119, p. 303–311, avril 2018.
- [143] Z. P. TAN, K. JOHNSON, C. CLIFFORD et B. S. THUROW, « Development of a modular, high-speed plenoptic-camera for 3D flow-measurement », *Opt. Express, OE*, vol. 27, p. 13400–13415, avril 2019.
- [144] X. HUANG, H. QI, X.-L. ZHANG, Y.-T. REN, L.-M. RUAN et H.-P. TAN, « Application of Landweber Method for Three-Dimensional Temperature Field Reconstruction Based on the Light-Field Imaging Technique », *J. Heat Transfer*, vol. 140, août 2018. Publisher : American Society of Mechanical Engineers Digital Collection.
- [145] H. LIU, Q. WANG et W. CAI, « Assessment of plenoptic imaging for reconstruction of 3D discrete and continuous luminous fields », *J. Opt. Soc. Am. A, JOSAA*, vol. 36, p. 149–158, fév. 2019.
- [146] E. OPTICS, « Geometrical Optics 101 : Paraxial Ray Tracing Calculations ». www.edmundoptics.com/knowledge-center/application-notes/optics/geometrical-optics-101-paraxial-ray-tracing-calculations/.
- [147] A. ARORA, « Exploring Non-Sequential Mode in OpticStudio ». www.my.zemax.com/en-US/Knowledge-Base/kb-article/?id=8e9d6085-588e-e811-a958-000d3a378f36.
- [148] M. RILLING, L. ARCHAMBAULT et S. THIBAUT, « Modeling Light Emission Within Translucent Volumes in an Optical Design Software », in *Imaging and Applied Optics 2017 (3D, AIO, COSI, IS, MATH, pcAOP) (2017), paper IW3E.2*, p. IW3E.2, Optical Society of America, juin 2017.
- [149] M. RILLING, F. BOURASSA, L. ARCHAMBAULT et S. THIBAUT, « System matrix generation for 3D tomographic reconstructions using an optical design software », in *Current Developments in Lens Design and Optical Engineering XIX*, vol. 10745, p. 1074506, International Society for Optics and Photonics, sept. 2018.
- [150] A. WIRGIN, « The inverse crime », *arXiv :math-ph/0401050*, jan. 2004. arXiv : math-ph/0401050.
- [151] J. KAIPIO et E. SOMERSALO, « Statistical inverse problems : Discretization, model reduction and inverse crimes », *Journal of Computational and Applied Mathematics*, vol. 198, p. 493–504, jan. 2007.

- [152] H. LIU, T. YU, M. ZHANG et W. CAI, « Demonstration of 3D computed tomography of chemiluminescence with a restricted field of view », *Appl. Opt., AO*, vol. 56, p. 7107–7115, sept. 2017.
- [153] ZEMAX, « OpticStudio Homepage - Zemax ». www.zemax.com/products/opticstudio.
- [154] PYTHON, « The Python Logo ». Library Catalog : www.python.org.
- [155] « Raytrix | 3D light field camera technology ». Library Catalog : raytrix.de.
- [156] D. A. LOW, J. M. MORAN, J. F. DEMPSEY, L. DONG et M. OLDHAM, « Dosimetry tools and techniques for IMRT », *Medical Physics*, vol. 38, p. 1313–1338, mars 2011.
- [157] B. E. NELMS, H. ZHEN et W. A. TOMÉ, « Per-beam, planar IMRT QA passing rates do not predict clinically relevant patient dose errors », *Medical Physics*, vol. 38, p. 1037–1044, fév. 2011.
- [158] S. BEDDAR, « Real-time volumetric scintillation dosimetry », *J. Phys. : Conf. Ser.*, vol. 573, no. 1, p. 012005, 2015.
- [159] P. ANDREO, D. T. BURNS, A. E. NAHUM et J. SEUNTJENS, *Fundamentals of Ionizing Radiation Dosimetry*. John Wiley & Sons, juin 2017.
- [160] X. LI et L. MA, « Capabilities and limitations of 3D flame measurements based on computed tomography of chemiluminescence », *Combustion and Flame*, vol. 162, p. 642–651, mars 2015.
- [161] T. YU, H. LIU et W. CAI, « On the quantification of spatial resolution for three-dimensional computed tomography of chemiluminescence », *Opt. Express, OE*, vol. 25, p. 24093–24108, oct. 2017.
- [162] T.-J. LI, J. SUN, Y. YUAN, C.-L. XU, Y. SHUAI et H.-P. TAN, « Simulation of calibration process in flame measurement by plenoptic camera », *Applied Thermal Engineering*, vol. 135, p. 179–187, mai 2018.
- [163] A. AKASH, « Exploring Sequential Mode in OpticStudio », oct. 2014. www.customers.zemax.com/os/resources/learn/knowledgebase/exploring-non-sequential-mode-in-zemax.
- [164] N.-H. KIM, « How to create a simple non-sequential system », déc. 2015. www.customers.zemax.com/os/resources/learn/knowledgebase/how-to-create-a-simple-non-sequential-system.
- [165] S. GANGADHARA, « How to Generate Cross-Section and Moment Data for an Extended Source using Geometric Image Analysis », déc. 2015.

www.customers.zemax.com/os/resources/learn/knowledgebase/how-to-generate-cross-section-and-moment-data-for.

- [166] Z. LLC, *OpticStudio 19.4 SP1 Help Files*. mai 2019.
- [167] T. FURUYA, J. H. PHUA, M. RUSCHIN, H. TANAKA, K. NIHEI, D. PINNADUWAGE, Y. KUMAZAKI, M. NAKAYAMA, H. NISHIMURA, J. ST-HILAIRE, I. THIBAUT, D. T. Y. HARN, L. MA, N. SHIKAMA, A. SAHGAL et K. KARASAWA, « Assessing Functionality and Benefits of Comprehensive Dose Volume Prescriptions : An International, Multi-Institutional, Treatment Planning Study in Spine Stereotactic Body Radiation Therapy », *Practical Radiation Oncology*, vol. 9, p. 9–15, jan. 2019.
- [168] « Eljen Technology - EJ-200, EJ-204, EJ-208, EJ-212 ». www.eljentechnology.com/products/plastic-scintillators/ej-200-ej-204-ej-208-ej-212.
- [169] T.-J. LI, S. LI, Y. YUAN, Y.-D. LIU, C.-L. XU, Y. SHUAI et H.-P. TAN, « Multi-focused microlens array optimization and light field imaging study based on Monte Carlo method », *Opt. Express, OE*, vol. 25, p. 8274–8287, avril 2017.
- [170] Y. WANG, X. PANG, L. FENG, H. WANG et Y. BAI, « Correlation between gamma passing rate and complexity of IMRT plan due to MLC position errors », *Physica Medica*, vol. 47, p. 112–120, mars 2018.
- [171] S. STATHAKIS, P. MYERS, C. ESQUIVEL, P. MAVROIDIS et N. PAPANIKOLAOU, « Characterization of a novel 2D array dosimeter for patient-specific quality assurance with volumetric arc therapy », *Medical Physics*, vol. 40, p. 071731, juil. 2013.
- [172] A. J. D. SCOTT, S. KUMAR, A. E. NAHUM et J. D. FENWICK, « Characterizing the influence of detector density on dosimeter response in non-equilibrium small photon fields », *Phys. Med. Biol.*, vol. 57, p. 4461–4476, juin 2012. Publisher : IOP Publishing.
- [173] T. S. A. UNDERWOOD, H. C. WINTER, M. A. HILL et J. D. FENWICK, « Mass-density compensation can improve the performance of a range of different detectors under non-equilibrium conditions », *Phys. Med. Biol.*, vol. 58, p. 8295–8310, nov. 2013. Publisher : IOP Publishing.
- [174] M. PASQUINO, C. CUTAIA, L. RADICI, S. VALZANO, E. GINO, C. CAVEDON et M. STASI, « Dosimetric characterization and behaviour in small X-ray fields of a microchamber and a plastic scintillator detector », *Br J Radiol*, vol. 90, no. 1069, 2016.
- [175] P. E. GALAVIS, L. HU, S. HOLMES et I. J. DAS, « Characterization of the plastic scintillation detector Exradin W2 for small field dosimetry », *Medical Physics*, vol. 46, p. 2468–2476, mai 2019. Publisher : John Wiley & Sons, Ltd.

- [176] O. BLEUSE, R. GSCHWIND, Y. BAILLY, K. LAURENT, H. BÁRTOVÁ, K. PILAŘOVÁ, V. SPĚVÁČEK et L. MAKOVICKA, « 3D Dosimetry based on a new optical approach for dosimetry gels : Use of the polarisation ratio of the scattering light », *J. Phys. : Conf. Ser.*, vol. 847, p. 012010, mai 2017.
- [177] B. W. POGUE, R. ZHANG, A. GLASER, J. M. ANDREOZZI, P. BRUZA, D. J. GLADSTONE et L. A. JARVIS, « Cherenkov imaging in the potential roles of radiotherapy QA and delivery », *J. Phys. : Conf. Ser.*, vol. 847, p. 012046, mai 2017.
- [178] S. J. GRAUER, A. UNTERBERGER, A. RITTLER, K. J. DAUN, A. M. KEMPF et K. MOHRI, « Instantaneous 3D flame imaging by background-oriented schlieren tomography », *Combustion and Flame*, vol. 196, p. 284–299, oct. 2018.
- [179] M. RILLING, L. ARCHAMBAULT et S. THIBAUT, « Simulating imaging-based tomographic systems using optical design software for resolving 3D structures of translucent media », *Appl. Opt., AO*, vol. 58, p. 5942–5951, août 2019.
- [180] M. CHEN, W. LU, Q. CHEN, K. RUCHALA et G. OLIVERA, « Efficient gamma index calculation using fast Euclidean distance transform », *Phys Med Biol*, vol. 54, p. 2037–2047, avril 2009.
- [181] M. MIFTEN, A. OLCH, D. MIHAILIDIS, J. MORAN, T. PAWLICKI, A. MOLINEU, H. LI, K. WIJESOORIYA, J. SHI, P. XIA, N. PAPANIKOLAOU et D. A. LOW, « Tolerance limits and methodologies for IMRT measurement-based verification QA : Recommendations of AAPM Task Group No. 218 », *Medical Physics*, vol. 45, no. 4, p. e53–e83, 2018. _eprint : <https://aapm.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/mp.12810>.
- [182] M. TSUNEDA, T. NISHIO, A. SAITO, S. TANAKA, T. SUZUKI, D. KAWAHARA, K. MATSUSHITA, A. NISHIO, S. OZAWA, K. KARASAWA et Y. NAGATA, « A novel verification method using a plastic scintillator imaging system for assessment of gantry sag in radiotherapy », *Medical Physics*, vol. 45, p. 2411–2424, juin 2018.
- [183] D. MATENINE, Y. GOUSSARD et P. DESPRÉS, « GPU-accelerated regularized iterative reconstruction for few-view cone beam CT », *Med Phys*, vol. 42, p. 1505–1517, avril 2015.
- [184] P. E. LATHAM et Y. ROUDI, « Mutual information », *Scholarpedia*, vol. 4, p. 1658, jan. 2009.
- [185] M. MEZARD et A. MONTANARI, *Information, Physics, and Computation*. Oxford ; New York : Oxford University Press, fév. 2009.
- [186] M. BRETT, « Mutual information as an image matching metric — Tutorials on imaging, computing and mathematics », 2016. www.matthew-brett.github.io/teaching/mutual_information.html.

- [187] Z. WANG, A. BOVIK, H. SHEIKH et E. SIMONCELLI, « Image quality assessment : from error visibility to structural similarity », *IEEE Transactions on Image Processing*, vol. 13, p. 600–612, avril 2004. Conference Name : IEEE Transactions on Image Processing.
- [188] N. DENISOVA, « Plasma Diagnostics Using Computed Tomography Method », *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 37, p. 502–512, avril 2009.