



HAL
open science

Nouveaux systèmes d'imagerie médicale exploitant la diffraction X en dispersion d'énergie à l'aide de détecteurs spectrométriques CdZnTe

Damien Barbes

► **To cite this version:**

Damien Barbes. Nouveaux systèmes d'imagerie médicale exploitant la diffraction X en dispersion d'énergie à l'aide de détecteurs spectrométriques CdZnTe. Instrumentations et Détecteurs [physics.ins-det]. Université Grenoble Alpes, 2016. Français. NNT : 2016GREAY051 . tel-01584196

HAL Id: tel-01584196

<https://theses.hal.science/tel-01584196v1>

Submitted on 8 Sep 2017

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE LA COMMUNAUTE UNIVERSITE
GRENOBLE ALPES**

Spécialité : **Physique appliquée**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Damien BARBES

Thèse dirigée par **Jean-Louis HAZEMANN**

préparée au sein du **CEA/Léti**
dans l'**École Doctorale de Physique de Grenoble**

Nouveaux systèmes d'imagerie médicale exploitant la diffraction X en dispersion d'énergie à l'aide de détecteurs spectrométriques CdZnTe

Thèse soutenue publiquement le **4 octobre 2016**,
devant le jury composé de :

Jean-Louis HODEAU

Président du jury

François BAUDELET

Rapporteur

Philippe WALTER

Rapporteur

Jean-François ADAM

Examineur

Philippe DUVAUCHELLE

Examineur

Jean-Louis HAZEMANN

Directeur de thèse

Joachim TABARY

Invité

Caroline PAULUS

Invitée



Remerciements

Je souhaite remercier en premier lieu Jean-François Adam, François Baudalet, Philippe Duvauchelle, Jean-Louis Hodeau et Philippe Walter de me faire l'honneur de faire partie de mon jury de thèse et de m'accorder le grade de docteur de l'Université Grenoble Alpes.

Mes remerciements vont ensuite à mes encadrants Joachim Tabary et Caroline Paulus et mon directeur de thèse Jean-Louis Hazemann pour leur présence, leur compétence, leur patience et leur sympathie, qui m'ont permis de venir à bout des ces trois ans !

Je remercie aussi l'ensemble du laboratoire LDET du LETI au sein duquel j'ai travaillé lors de cette thèse. Merci à tous pour ce mélange de sérieux et de bonne humeur qui fait la saveur d'un excellent environnement de travail !

Plus particulièrement, je voudrais remercier Robin, Olivier et Nelly pour leur (très) grande aide apportée pour la mise en place du banc expérimental et la conduite des acquisitions. Merci à vous !

Un énorme merci à Laurence pour son aide très précieuse pour la gestion de tous les aspects administratifs et, de même, pour sa présence, sa patience et sa sympathie. Une secrétaire en or, tout simplement !

Bien évidemment, je remercie très chaleureusement tout le groupe des thésards, CDD, post-docs et stagiaires que j'ai pu côtoyé tout au long de ces trois années (ça fait du monde !) et qui sont pour certains plus que de simples collègues. Merci à vous pour les éclats de rire, les soirées au bar, les soirées films, les soirées jeux, les discussions philosophiques, les discussions politiques, les concerts, les restos, les randos, les raclettes etc. etc. et aussi, c'est quand même arrivé, pour les discussions « boulot » qui m'ont souvent aidé à résoudre des problèmes ou à simplement prendre du recul ! Je n'y serais tout simplement pas arrivé sans vous alors un grand merci à tous !

Pour finir, merci à mes amis Aurélien, David, Emmanuel, Élodie et Léonor d'avoir été là pendant ces trois ans, pour toutes les bouffées d'air qu'ont pu être les festivals, les voyages, les soirées séries, les week-end à Paris... ou juste de vous voir en fait ! C'est à ça qu'on reconnaît les vrais amis ! Un très grand merci à vous !

Table des matières

| | |
|---|-----------|
| Liste des acronymes | 7 |
| Introduction | 9 |
| I Contexte technologique et médical | 11 |
| I.1 Production de rayons X en milieu médical | 11 |
| I.2 Interaction des rayons X avec la matière | 13 |
| I.2.1 Effet photoélectrique | 14 |
| I.2.2 Diffusion Compton | 15 |
| I.2.3 Diffusion Rayleigh et diffraction | 17 |
| I.2.4 Comparaison des diffusions cohérentes et incohérentes | 19 |
| I.2.5 Dose en imagerie médicale | 20 |
| I.3 Détection des rayons X | 21 |
| I.3.1 Détecteurs à conversion indirecte | 21 |
| I.3.2 Détecteurs à conversion directe | 22 |
| I.3.3 Défauts de détection des détecteurs spectrométriques | 23 |
| I.3.4 Performances des détecteurs utilisés | 25 |
| I.3.5 Surpaxellisation | 26 |
| I.4 Imagerie du sein | 28 |
| I.4.1 Techniques actuelles | 28 |
| I.4.2 Limites de la mammographie | 29 |
| I.5 Intérêt de la diffusion cohérente pour l'imagerie du sein | 31 |
| I.6 Modes opératoires envisagés | 32 |
| I.6.1 Caractérisation <i>in vivo</i> | 33 |
| I.6.2 Examen <i>ex vivo</i> | 33 |
| I.7 Conclusion | 34 |
| II Systèmes exploitant la mesure de rayonnement diffusé | 35 |
| II.1 Mesure du rayonnement diffusé par dispersion d'angle | 36 |
| II.2 Mesure du rayonnement diffusé par dispersion d'énergie | 39 |
| II.3 Coherent Scatter Computed Tomography | 41 |
| II.4 Utilisation de masques codés | 43 |
| II.5 Système proposé | 45 |
| III Modélisation du système de mesure et simulation | 47 |
| III.1 Système de mesure de diffusion et modèle direct | 47 |
| III.1.1 Système monopixel | 47 |
| III.1.2 Système multipixel | 50 |
| III.2 Système de mesure de transmission et modèle | 52 |

| | | |
|-----------|--|------------|
| III.3 | Simulation | 53 |
| III.3.1 | Spectre incident | 53 |
| III.3.2 | Atténuation | 53 |
| III.3.3 | Fonction de diffusion | 54 |
| III.3.4 | Collimation | 55 |
| III.3.5 | Détecteur | 58 |
| III.3.6 | Exemples de simulations complètes | 59 |
| III.4 | Validation expérimentale | 60 |
| III.4.1 | Banc expérimental | 60 |
| III.4.2 | Facteur de mérite | 61 |
| III.4.3 | Résultats | 62 |
| III.5 | Conclusion | 65 |
| IV | Traitement des données et imagerie | 67 |
| IV.1 | Exemples de traitement de données issues de systèmes EDXRD | 67 |
| IV.1.1 | Estimation de $F(\chi)$ | 67 |
| IV.1.2 | Reconstruction spatiale | 68 |
| IV.2 | Calibrations et mesures préliminaires | 70 |
| IV.2.1 | Calibration de la réponse angulaire et spatiale du système | 70 |
| IV.2.2 | Estimation de l'atténuation de l'objet | 71 |
| IV.3 | Traitement des données | 72 |
| IV.3.1 | Principe | 72 |
| IV.3.2 | Estimation de la fonction de diffusion par pixel | 73 |
| IV.3.3 | Reconstruction spatiale | 78 |
| IV.3.4 | Identification des matériaux et imagerie spécifique de l'objet | 80 |
| IV.4 | Validation expérimentale | 81 |
| IV.4.1 | Fantôme utilisé et conditions expérimentales | 82 |
| IV.4.2 | Résultats | 83 |
| IV.5 | Conclusion | 86 |
| V | Dimensionnement d'un système multipixel | 87 |
| V.1 | Paramètres et contraintes | 87 |
| V.2 | Efficacité quantique de détection | 88 |
| V.3 | Collimation parallèle | 90 |
| V.4 | Collimation conique - Thèse de Fanny Marticke | 97 |
| V.5 | Collimation hybride | 102 |
| V.6 | Résultats expérimentaux | 104 |
| V.6.1 | Calibration | 104 |
| V.6.2 | Fantôme | 105 |
| V.7 | Analyse des résultats par simulation | 109 |
| V.7.1 | Test de la reconstruction spatiale | 109 |
| V.7.2 | Test du traitement complet | 110 |
| V.7.3 | Retour à l'analyse des résultats expérimentaux | 113 |
| V.8 | Conclusion | 114 |
| | Conclusion et perspectives | 115 |
| | Bibliographie | 119 |

Liste des acronymes

ADXRD = Angular-Dispersive X-Ray Diffraction. Système de mesure en dispersion angulaire de la diffusion cohérente (§II.1).

CdTe = Tellure de cadmium.

CdZnTe = Tellure de cadmium dopé au zinc.

CSCT = Coherent Scatter Computed Tomography. Système de mesure de diffusé cohérent adapté du système CT. (§II.3)

CT = Computed Tomography. Tomographie assistée par ordinateur pouvant exploiter des signaux d'absorption, de fluorescence ou encore de diffusion de rayons X.

DQE = Detective Quantum Efficiency. (§V.2)

DRM = Detector Response Matrix. Matrice de réponse en énergie d'un détecteur résolu en énergie (§I.3.3).

EDXRD = Energy-Dispersive X-Ray Diffraction. Système de mesure en dispersion d'énergie de la diffusion cohérente (§II.2).

IRM = Imagerie par Résonance Magnétique nucléaire.

MTF = Modulation Transfer Function. Fonction de transfert de modulation. (§V.2)

PMMA = Polyméthacrylate de méthyle. Polymère plus connu sous le nom commercial Plexiglas.

Introduction

L'imagerie médicale trouve son origine dans la découverte puis l'application des rayons X par Wilhelm Röntgen en 1895 ce qui lui vaudra le premier prix Nobel de physique en 1901. L'imagerie par rayons X s'est ensuite largement développée au cours du XX^e siècle, bientôt rejointe par d'autres modalités d'imagerie telles que la scintigraphie, l'échographie ou l'IRM. Récemment, l'avènement des détecteurs spectrométriques, c'est-à-dire capables de mesurer l'énergie des photons qu'ils reçoivent, a permis d'imaginer de nouvelles modalités d'imagerie améliorant les systèmes classiques exploitant la transmission des rayons X. Cela permet aussi d'imaginer des nouveaux systèmes basés, entre autres, sur une propriété physique des rayons X encore à ce jour inexploitée en milieu médical : la diffusion cohérente.

La diffusion cohérente ou diffusion Rayleigh est un phénomène de diffusion des photons sur la matière. Cette propriété a révolutionné l'étude des cristaux grâce à la découverte par Max von Laue de la diffraction des rayons X, phénomène issu de la diffusion cohérente, par ces matériaux. Mais il est aussi envisageable d'étudier grâce à cette technique des matériaux non structurés, ou amorphes, ce qui est le cas des tissus biologiques. Ainsi les travaux présentés par la suite tentent d'analyser la faisabilité d'un système d'imagerie médicale basé sur la diffusion cohérente des rayons X. La principale application envisagée est l'imagerie pour le diagnostic du cancer du sein.

Avec près d'une femme sur huit concernée au cours de sa vie, le cancer du sein est le cancer féminin le plus répandu ce qui en fait un axe majeur de la recherche médicale. La mammographie est ainsi devenue en quelques années l'objet de toutes les attentions. Malgré les avancées technologiques récentes dans les modalités classiques d'imagerie, la communauté médicale est à la recherche de nouvelles technologies pour affiner et surtout accélérer le diagnostic. C'est dans cette perspective que s'inscrivent ces travaux.

Plusieurs équipes ont déjà montré que la mesure du rayonnement diffusé cohérent dans le cadre de l'imagerie du sein pouvait apporter une information plus spécifique que la modalité classique pour la caractérisation des tissus. Récemment, l'avènement de détecteurs résolus en énergie (ou spectrométriques) permet dorénavant d'envisager des configurations de systèmes de mesure de diffusé cohérent compatibles avec le milieu clinique.

L'idée principale est d'utiliser la pixellisation et les bonnes performances des détecteurs spectrométriques à tellurure de cadmium (CdTe), éventuellement dopés au zinc (CdZnTe), pour concevoir un système permettant de réaliser une image spécifique en tissu du sein, notamment capable de discerner un tissu cancéreux d'un tissu sain, tout en s'approchant des caractéristiques que peuvent demander un système médical, tant en termes de dose qu'en termes de résolution spatiale.

Cette thèse s'articule autour de cinq chapitres.

Le premier chapitre de ce manuscrit traite des différents principes physiques associés aux rayons X, notamment leur production, leurs interactions avec la matière et leur détection. Il vise aussi à mettre en lumière le contexte médical, technologique et bibliographique dans lequel cette thèse s'inscrit.

Le second chapitre dresse un état de l'art de différentes configurations de systèmes basés sur la diffusion cohérente de rayons X ayant pour application l'imagerie de tissus humains voire pour certains l'imagerie du sein. Ce chapitre est aussi l'occasion de présenter le système développé dans cette thèse, un système basé sur la combinaison des spectres de diffusion cohérente mesurés par les différents pixels du détecteur, et le cheminement nous ayant permis de faire le choix de ce système.

Le chapitre III présente la modélisation du système multipixel développé pendant la thèse, cette mise en modèle permettant par la suite de réaliser la simulation complète du système de mesure. Cette modélisation étant analytique, elle permet de prendre en compte (et ainsi simuler) séparément les différents éléments du système (source, collimations, échantillons, détecteur). Elle permet aussi de mieux appréhender le traitement des données présenté au chapitre suivant. Différents exemples de simulation ainsi qu'une validation expérimentale sont présentés.

Le chapitre IV présente les différentes étapes du traitement de données développé autour du système et permettant la création d'une image spécifique en matériau (ou tissu) d'un objet (ou d'un échantillon biologique) à partir du rayonnement diffusé cohérent. Le spectre de diffusion mesuré par le détecteur dépend en effet de nombreux éléments du système, certains venant parfois dégrader la signature initiale de l'échantillon. Il s'agit ici d'éliminer ces éléments afin d'estimer efficacement la signature du matériau présent à une position donnée dans l'échantillon. Cette présentation du traitement est accompagnée d'une validation expérimentale réalisée sur un fantôme constitué de plastiques simulant les tissus du sein. Cette validation est réalisée à partir d'un premier système n'exploitant qu'un unique pixel du détecteur, et ce afin de montrer l'utilité de la surpixelisation, technique de traitement des signaux du détecteur permettant la segmentation virtuelle d'un pixel physique en sous-pixel. L'imagerie en deux dimensions du fantôme est ainsi réalisée à l'aide d'un seul pixel du détecteur et une seule translation.

Enfin, le chapitre V décrit une étude de dimensionnement destinée à mettre en place un premier prototype de système d'imagerie se rapprochant d'une utilisation finale en condition clinique. En effet, le premier système n'exploitait qu'un seul pixel d'un détecteur R&D. L'évolution immédiate a été de concevoir un système intégrant l'intégralité du détecteur, en choisissant cette fois un détecteur « produit final » d'un projet de recherche industriel (24×8 pixels). Le dimensionnement a ainsi conduit à la fabrication d'une nouvelle collimation et la mise en place d'un nouveau banc expérimental. La validation expérimentale de ce nouveau banc, réalisée avec le même fantôme qu'au chapitre IV est décrite. Elle montre ainsi que la complexification du système entraîne une dégradation des performances du traitement, notamment du fait d'une calibration plus difficile à réaliser.

Pour finir, une conclusion faisant la synthèse des parties précédentes et des principaux résultats est proposée, ainsi que les perspectives pour la suite de ces travaux.

Chapitre I

Contexte technologique et médical

Ce chapitre a pour but de décrire le contexte à la fois technologique et médical dans lequel cette thèse s'inscrit. Il présente, dans un premier temps, les phénomènes physiques intervenant dans le cadre de l'imagerie médicale par rayons X, en expliquant leur origine et leurs effets dans les trois contextes suivants : production, interaction avec la matière puis détection des rayons X. Par la suite on s'intéressera plus particulièrement à l'imagerie du sein, notamment par la description de l'examen de mammographie tel qu'il est réalisé actuellement, les techniques employées ainsi que leurs limites. Le reste du chapitre est consacré à une étude bibliographique des recherches sur la diffusion cohérente comme outil d'analyse des tissus humains, notamment du sein, ainsi qu'à l'approche que l'on a envisagée pour cette thèse.

I.1 Production de rayons X en milieu médical

Les rayons X sont classiquement obtenus grâce à l'interaction d'électrons de haute énergie avec la matière, cette interaction pouvant conduire à la conversion de l'énergie cinétique des électrons en rayonnement via un phénomène appelé *bremsstrahlung* ou rayonnement de freinage. Dans les établissements médicaux, les rayons X sont produits au moyen de tubes à rayons X. Dans ces dispositifs, le *bremsstrahlung* est obtenu en bombardant d'électrons une cible métallique. Ces particules sont accélérées depuis une cathode en tungstène en direction de la cible, fixée sur une anode en cuivre, grâce à l'application d'une forte tension (de 20 à 150 kV pour des applications médicales, potentiellement plus en recherche), le tout se déroulant dans une enceinte sous vide. La cible métallique est le plus souvent constituée de molybdène ou de rhodium pour les examens médicaux réalisés à basse énergie (de quelques keV à quelques dizaines de keV). Elle peut être aussi constituée de tungstène dans le cas de plus fortes énergies (proches de ou supérieures à 100 keV) ce qui sera le cas lors de cette thèse.

Les différentes interactions des électrons avec la cible conduisent à la conversion de leur énergie cinétique en autres formes d'énergie, principalement de la chaleur. Une petite quantité (moins de 1% pour une anode en tungstène) va cependant conduire à la production par *bremsstrahlung* de photons X qui sont ensuite émis à travers l'enceinte via une fenêtre, le plus souvent en béryllium. Un tel équipement est représenté en Fig. I.1. [1]

Pour parler plus précisément du *bremsstrahlung*, celui-ci a pour origine la décélération des électrons rencontrant un atome due à l'interaction coulombienne avec les protons du noyau. Plus l'électron passe à proximité du noyau, plus les rayons X produits par la décélération auront une énergie élevée. L'énergie sera maximale en cas de collision de l'électron avec le noyau, l'énergie cinétique de la particule étant alors intégralement convertie en rayonnement X (voir Fig. I.2). [1]

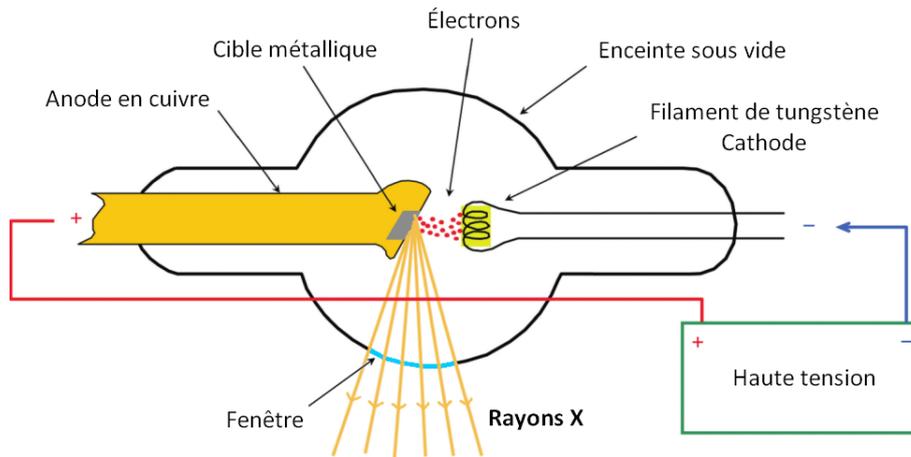


FIGURE I.1 – Schéma d'un tube à rayons X, adapté de [1].

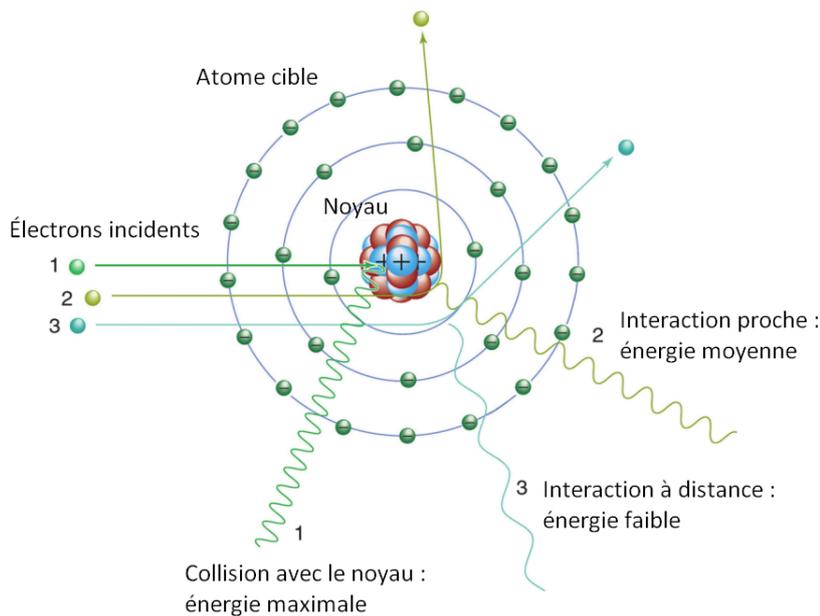


FIGURE I.2 – Interaction des électrons avec un atome, adapté de [1].

Concrètement, la distribution théorique d'intensité d'émission est donnée par une courbe qui décroît linéairement en fonction de l'énergie (Fig. I.3, courbe pointillée). Les composants intrinsèques du tube, tels que la fenêtre par exemple, contribuent au filtrage de cette distribution théorique en éliminant les basses énergies. De plus, si l'énergie cinétique des électrons dépasse l'énergie de liaison des électrons de la couche K des atomes de la cible, un phénomène de fluorescence est observé. Cela entraîne l'apparition de raies caractéristiques du matériau cible dans le spectre d'émission du tube (à 59 et 67 keV pour le tungstène, à 20 keV pour le molybdène et le rhodium). Les interactions avec les électrons des couches L, M etc. donnent aussi lieu à des phénomènes de fluorescence mais l'énergie des photons émis est en général trop faible pour être observée. La représentation schématique d'un spectre complet d'émission d'un tube à rayons X est présenté en Fig. I.3 (courbe pleine). [1]

La tension du tube, donnant l'énergie maximale du spectre d'émission, exprimée le plus souvent en kV, et l'intensité du courant, exprimée en mA, sont des paramètres qui peuvent être ajustés et qui vont directement influencer, avec le temps d'exposition, sur la dose reçue par le patient. En mammographie, la tension du tube est proche de 30 kV et le produit du temps

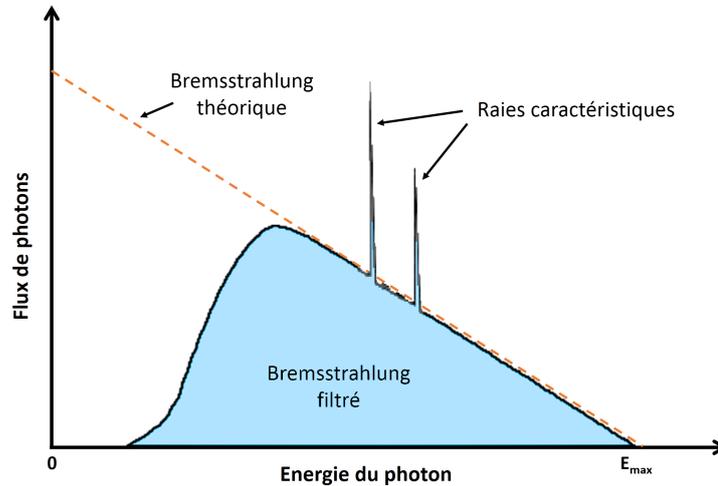


FIGURE I.3 – Spectre d'émission d'un tube à rayons X et bremsstrahlung théorique.

d'acquisition par l'intensité est de l'ordre de 20 mAs.

I.2 Interaction des rayons X avec la matière

Les rayons X peuvent interagir de nombreuses manières avec la matière. Aux énergies étudiées, entre quelques keV et plusieurs centaines de keV, les principales interactions sont au nombre de trois : l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la diffusion cohérente.

Ces trois interactions vont avoir pour effet d'atténuer le spectre incident. Autrement dit, on observera une perte de photons dans le spectre incident entre avant et après le passage du faisceau dans la matière. Certains photons vont être absorbés (effet photoélectrique), d'autres seront déviés. Cet effet d'atténuation est décrit par la loi de Beer-Lambert, présentée par l'Eq. I.1.

$$I_{att}(E) = I_0(E) \exp\left(-\sum_i l_i \sum_{int} \mu_{int,i}(E)\right) \quad (I.1)$$

où E représente l'énergie des photons, I_0 le spectre incident, c'est-à-dire le nombre de photons incidents sur la matière par énergie, int l'interaction considérée, i un des matériaux constituant l'échantillon traversé, l_i leurs épaisseurs respectives, μ_{int} le coefficient linéique d'interaction, dépendant de l'énergie, du matériau et de l'interaction. On obtient ainsi I_{att} , spectre atténué par l'échantillon.

Le terme $\sum_{int} \mu_{int,i}(E)$ peut être regroupé en unique terme, coefficient linéique d'atténuation totale, toute interaction confondue, μ , dépendant de i et de E .

$$I_{att}(E) = I_0(E) \exp\left(-\sum_i l_i \mu_i(E)\right) \quad (I.2)$$

La Fig. I.4 présente les coefficients μ_{int} d'atténuation linéique par les différentes interactions d'un faisceau de rayons X traversant de l'eau. On constate qu'aux énergies qui nous intéressent, l'effet Compton est prédominant pour les matériaux légers tels que l'eau.

L'atténuation des rayons X va ainsi permettre d'imager la matière, suite au contraste généré par les différences entre les μ des matériaux. La mesure du signal atténué par un objet sur un écran en deux dimensions est appelée *radiographie* (Fig. I.5a). Elle renseigne sur l'atténuation totale de l'objet traversé. Il s'agit donc d'une image en projection de cet objet. En combinant

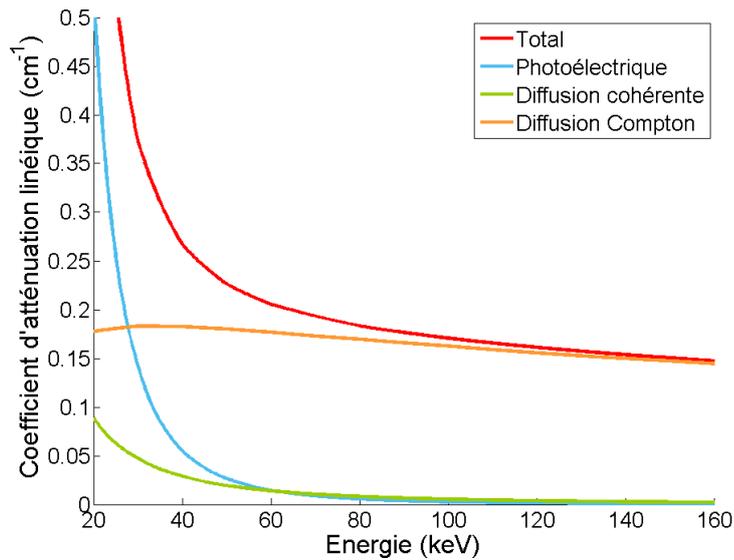


FIGURE I.4 – Coefficients linéiques d’atténuation de l’eau en fonction de l’énergie des photons incidents.

un certain nombre de radiographies réalisées à plusieurs angles autour de l’objet, il est possible, moyennant une reconstruction des données de projection, d’obtenir une image en trois dimensions de l’objet (succession de coupes). On parle alors de *tomodensitométrie* (Fig. I.5b). Cette technique est aussi connue sous l’acronyme anglais CT pour Computed Tomography ou encore, par le grand public, sous le terme « scanner ».

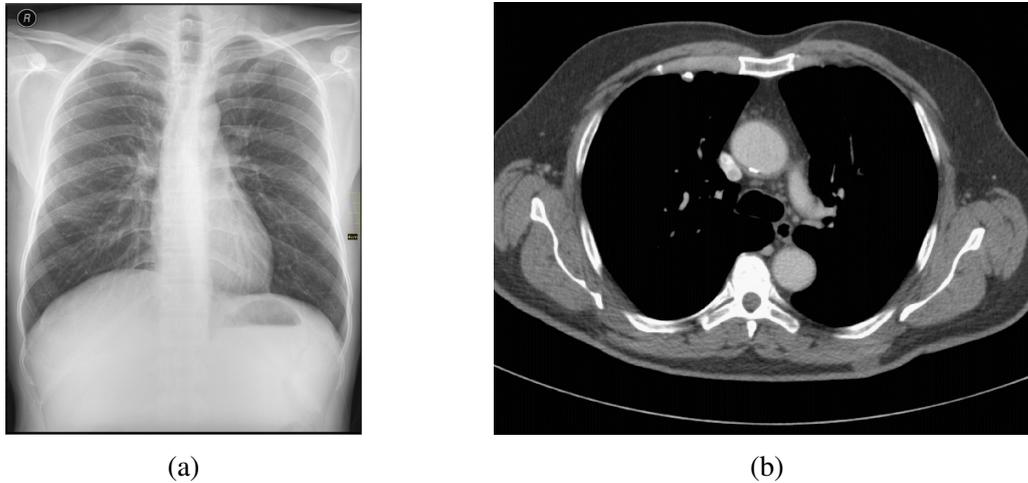


FIGURE I.5 – Images médicales exploitant l’atténuation des rayons X (a) Radiographie des poumons - Crédits : Nevit Dilmen; (b) Tomodensitométrie du thorax - Crédits : Dr Fabrice Bing.

I.2.1 Effet photoélectrique

L’effet photoélectrique est observé pour la première fois en 1887 par Heinrich Hertz puis théorisé par Einstein en 1905. Il résulte de l’interaction d’un photon X avec un électron du milieu, dont l’énergie de liaison est inférieure à celle du photon. L’énergie du photon est transférée à l’électron qui est alors éjecté, ce qui conduit à l’ionisation de l’atome (Fig. I.6). L’électron

émis va par la suite transmettre son énergie cinétique, égale à la différence entre son énergie de liaison et l'énergie du photon incident, au milieu environnant et ainsi potentiellement créer de nouvelles paires électrons/ions. Au sein des ions créés, la place vacante dans le cortège électronique entraîne des émissions de fluorescence, caractéristiques du milieu, dues à la réorganisation du cortège. Ce phénomène de fluorescence, lorsqu'il est généré au sein du détecteur, va gêner la bonne détection des photons (voir §I.3.3). La fluorescence générée par l'échantillon étudié peut aussi s'avérer gênante. Cependant, dans notre contexte médical, cela ne sera pas le cas. En effet, un tissu biologique est principalement composé d'éléments légers (hydrogène, carbone, azote, oxygène, calcium) dont la fluorescence K ne dépasse pas quelques centaines d'eV. [2, 3]

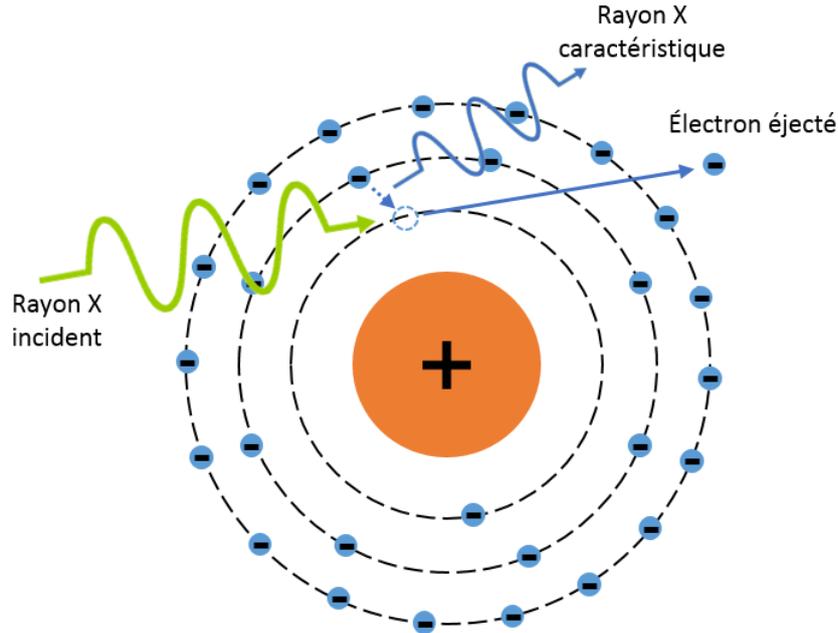


FIGURE I.6 – Effet photoélectrique.

I.2.2 Diffusion Compton

La diffusion Compton ou diffusion incohérente correspond au transfert d'une partie de l'énergie du photon X à un électron, généralement issu de la couche externe d'un atome, dont l'énergie de liaison est bien inférieure à l'énergie du photon. L'électron est alors éjecté et l'atome ionisé. Contrairement au cas précédent où la totalité de son énergie est transmise à l'électron, le photon n'en perd ici qu'une partie et se voit dévié de sa trajectoire d'un certain angle θ (Fig. I.7).

La probabilité de diffusion, donnée par la section efficace différentielle de diffusion incohérente $d\sigma_{inc}/d\Omega$, est présentée par l'Eq. I.3.

$$\frac{d\sigma_{inc}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} S_m(\chi) \quad (I.3)$$

χ est une grandeur, appelée transfert de quantité de mouvement, combinant l'énergie du photon incident E_{inc} et l'angle de la diffusion θ . L'expression de χ est présentée en Eq. I.4. Cette grandeur, exprimée en nm^{-1} , intervient aussi dans l'étude du phénomène de diffusion cohérente présenté au paragraphe suivant.

$$\chi = \frac{E_{inc}}{hc} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (I.4)$$

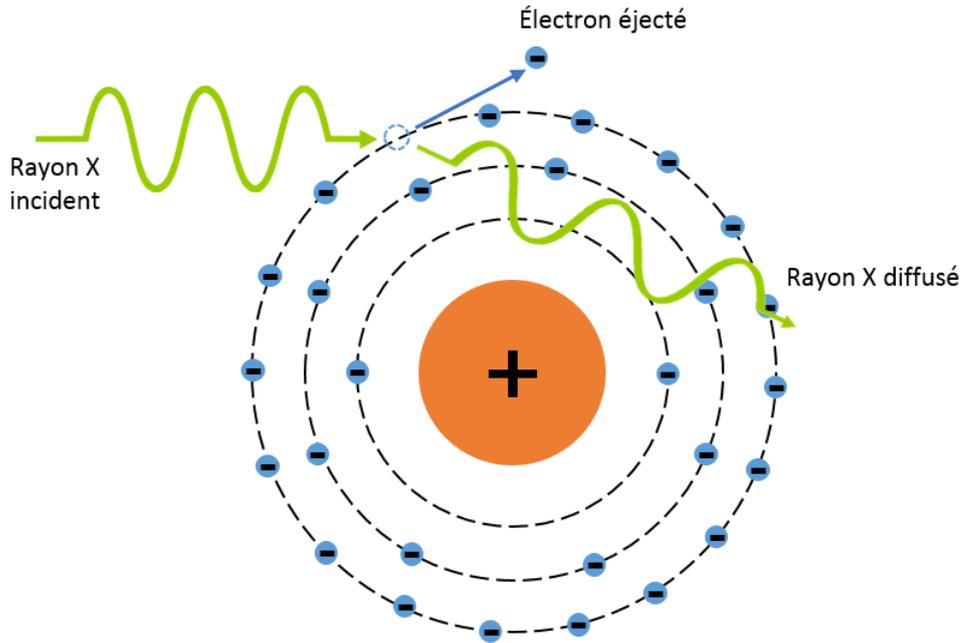


FIGURE I.7 – Diffusion Compton.

$d\sigma_{KN}/d\Omega$ représente la section efficace différentielle de diffusion incohérente d'un photon sur un électron libre, appelée aussi facteur de Klein-Nishina. Cette grandeur est exprimée par l'Eq. I.5.

$$\frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} = r_0^2 \frac{1 + \cos(\theta)^2}{2} \frac{1}{[1 + \gamma(1 - \cos(\theta))]^2} \left[1 + \frac{\gamma^2(1 - \cos(\theta))^2}{(1 + \cos(\theta)^2)[1 + \gamma(1 - \cos(\theta))]} \right] \quad (\text{I.5})$$

où r_0 désigne le rayon classique de l'électron et γ vaut E_i/mc^2 , rapport entre l'énergie incidente du photon et l'énergie de masse de l'électron.

La diffusion Compton réduit l'énergie du photon diffusé. Cette énergie E_d est déterminée par la relation suivante :

$$E_d = \frac{E_i}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)} \quad (\text{I.6})$$

$S_m(\chi)$ représente la diffusion incohérente du matériau. On peut assimiler cette grandeur à une "signature" du matériau mais elle est peu spécifique car uniquement reliée aux atomes qui composent le matériau et non à sa structure. Ainsi, on peut constater, par exemple, que l'eau et le sel, deux matériaux à priori très différents, ont des facteurs de forme de diffusion Compton similaires en forme (Fig. I.8).

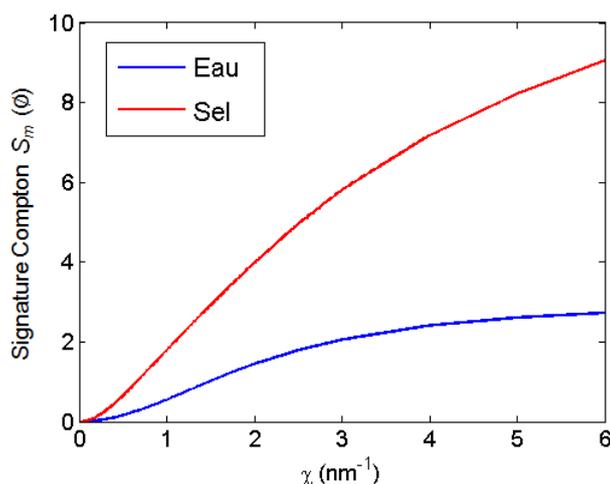


FIGURE I.8 – Signature de diffusion incohérente du sel et de l'eau.

I.2.3 Diffusion Rayleigh et diffraction

La diffusion Rayleigh, ou diffusion cohérente, d'un photon sur un atome est le phénomène qui nous intéresse tout particulièrement dans cette thèse. Contrairement aux phénomènes précédents, cette diffusion est décrite de manière ondulatoire. On considère en effet ici le photon comme une onde qui va perturber le cortège électronique de l'atome. La déformation oscillante du cortège, et avec elle le déplacement du barycentre des charges négatives de l'atome, va conduire à la formation d'un dipôle électrique émettant de manière isotrope une onde électromagnétique de même fréquence que l'onde incidente. La diffusion Rayleigh d'un ensemble de photons sur un milieu donné va donc entraîner la formation d'une multitude d'ondes qui vont interférer de manière plus ou moins constructive selon un schéma directement relié à la structure du matériau (Fig. I.9).

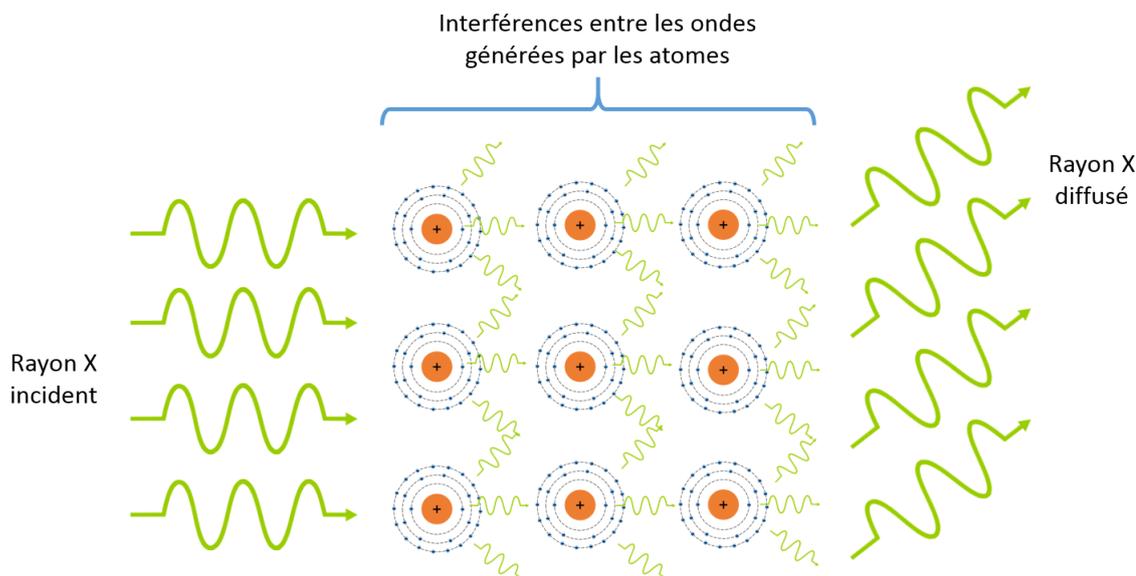


FIGURE I.9 – Diffusion Rayleigh.

Ainsi, pour un cristal, dont, par définition, les atomes sont ordonnés de manière régulière, les interférences ne seront constructives que dans des directions très précises déterminées par l'équation de Bragg (Eq. I.7). Ce phénomène est appelé diffraction.

$$2d_{hkl}\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) = n\lambda \quad (\text{I.7})$$

où d_{hkl} désigne la distance séparant deux plans réticulaires d'indices cristallographiques h, k et l , θ désigne l'angle entre la trajectoire de l'onde incidente et celle de l'onde diffusée, n est l'ordre de la diffraction ($n \in \mathbb{N}$), λ la longueur d'onde du photon incident.

En combinant les équations I.7 et I.4, on constate que le phénomène de diffraction a lieu lorsque le transfert de quantité de mouvement χ vaut $n/2d_{hkl}$.

Lorsque les atomes ne sont plus ordonnés de manière rigoureusement régulière, on parle de matériaux amorphes. Ces matériaux peuvent toutefois présenter des distances privilégiées entre leurs constituants (atomes ou molécules), ce qui va donner lieu à des intensités de diffusion plus fortes dans des directions que l'on peut déterminer, de manière analogue aux cristaux, grâce à l'équation de Bragg en remplaçant d_{hkl} par ces distances privilégiées. Ainsi, dans l'eau, les molécules sont en moyenne espacées de 0.31 nm ce qui va conduire à une intensité de diffusion plus forte lorsque χ vaut 1.61 nm^{-1} , 3.22 nm^{-1} etc.

De fait, de manière analogue à l'interaction Compton, la probabilité de diffusion, donnée par la section efficace différentielle de diffusion cohérente $d\sigma_{coh}/d\Omega$ est présentée par l'Eq. I.8. Elle va dépendre directement de l'angle de diffusion du photon et de son énergie incidente par l'intermédiaire de χ .

$$\frac{d\sigma_{coh}}{d\Omega}(\theta, \chi) = \frac{d\sigma_{Th}}{d\Omega}(\theta) F_m^2(\chi) \quad (\text{I.8})$$

$d\sigma_{Th}/d\Omega$ représente la section efficace différentielle de diffusion cohérente d'un photon sur un électron libre, appelée diffusion Thomson. Cette grandeur est exprimée par l'Eq. I.9.

$$\frac{d\sigma_{Th}}{d\Omega} = r_0^2 \frac{1 + \cos(\theta)^2}{2} \quad (\text{I.9})$$

F_m^2 représente le facteur de forme moléculaire de diffusion cohérente du matériau. Cette grandeur combine les influences sur la diffusion des atomes constituant le matériau et des interférences créées par leur agencement. Elle constitue donc pour les matériaux une signature très spécifique, dépendant à la fois de leur composition et de leur structure. Le facteur de forme peut s'exprimer ainsi :

$$F_m^2(\chi) = F_{iam}(\chi) s(\chi) = \sum_i n_i f_i^2 s(\chi) \quad (\text{I.10})$$

où F_{iam} désigne le facteur de forme atomique, somme des contributions f_i des atomes i constituant le matériau à la diffusion, pondérée par leur proportion atomique n_i . s désigne quant à elle la fonction d'interférence, décrivant comment l'agencement des atomes perturbe leur diffusion intrinsèque. Cette fonction oscille autour de 1 et tend vers 1 lorsque χ tend vers l'infini. [4]

On définit ici la fonction de diffusion F , qui désigne la section efficace différentielle de diffusion cohérente exprimée par unité de volume :

$$F(\theta, \chi) = N_{mol} \frac{d\sigma_{coh}}{d\Omega}(\theta, \chi) \quad (\text{I.11})$$

où N_{mol} désigne le nombre de molécules par unités de volume. La fonction de diffusion est ainsi exprimée en $\text{cm}^{-1}.\text{sr}^{-1}$.

Comme nous l'avons vu précédemment, les cristaux vont présenter un pic de diffusion lorsque l'équation de Bragg est vérifiée. Leurs fonctions de diffusion prennent ainsi la forme

d'ensembles de Dirac dont les positions sont définies par les distances entre les plans réticulaires (Fig. I.10 (a)). Les amorphes présentent, quant à eux, une signature plus lisse du fait de l'absence de distances fixes entre les éléments qui les constituent, des pics apparaissant tout de même aux valeurs de χ correspondant à des distances privilégiées (Fig. I.10 (b)). Le sel et l'eau présentent ainsi ici des signatures totalement différentes.

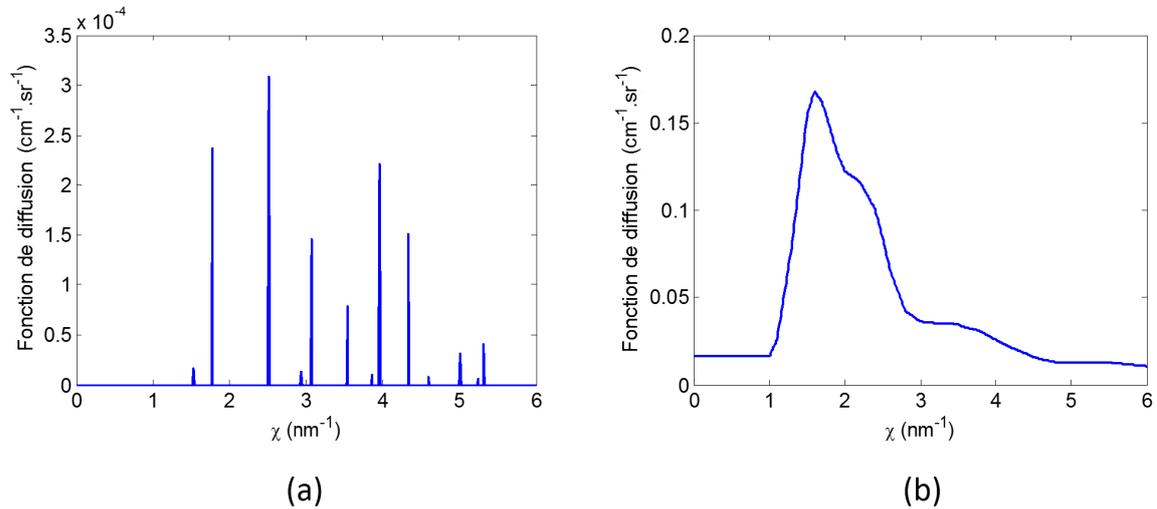


FIGURE I.10 – Fonctions de diffusion cohérente du sel ((a) - cristal) et de l'eau ((b) - amorphe).

C'est cette différence de signature de diffusion cohérente entre deux matériaux que l'on a cherché à exploiter au cours de cette thèse, avec pour but d'étudier un système d'imagerie médicale exploitant cet effet physique.

I.2.4 Comparaison des diffusions cohérentes et incohérentes

Comme nous l'avons vu en introduction de ce paragraphe I.2, l'interaction Compton prédomine largement aux énergies considérées pour les éléments étudiés. Cependant, du fait de la dépendance de son intensité à l'angle de diffusion, cet effet n'est pas isotrope. On peut ainsi montrer qu'au niveau des angles de diffusion faibles ($< 8^\circ$), la majorité de l'intensité de diffusion est le résultat de la diffusion cohérente. La Fig. I.11 compare les probabilités de diffusion cohérente et incohérente, sommées selon l'énergie (de 1 à 160 keV), pour le cas de l'eau. On constate que la diffusion Compton ne prédomine qu'à partir d'environ $12,5^\circ$. À 8° , 60% de l'intensité provient de la diffusion cohérente.

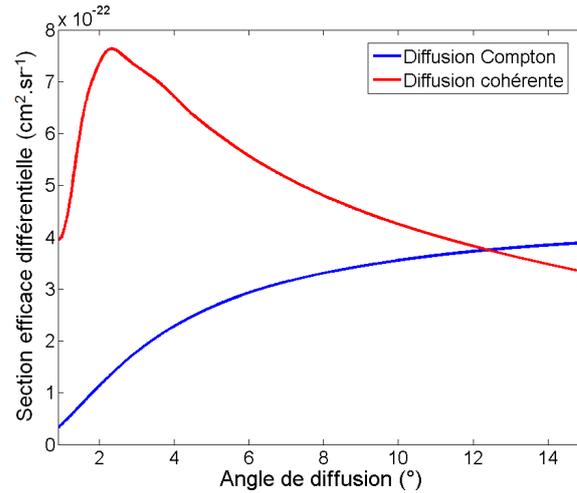


FIGURE I.11 – Comparaison des sections efficaces de diffusion cohérente et incohérente en fonction de l’angle de diffusion pour le cas de l’eau.

I.2.5 Dose en imagerie médicale

Parmi les interactions présentées précédemment, les deux premières vont conduire à l’ionisation du milieu. Les rayons X vont donc être qualifiés de "rayonnement ionisant". Cette ionisation peut être particulièrement problématique si le milieu traversé est biologique. En effet, l’ADN est une molécule vulnérable aux radiations, celles-ci provoquant des cassures dans sa structure en double hélice. La plupart du temps, ces dommages causés peuvent être réparés mais dans le cas contraire, cela peut avoir pour conséquence la mort de la cellule ou sa mutation, entraînant le développement de cancer. Le concept de dose a ainsi été développé pour étudier l’impact de l’exposition d’un corps biologique à des rayonnements ionisants.

Plusieurs types de doses peuvent être définis [5]. Le premier, la dose physique absorbée D_ϕ , exprimée en gray (1 Gy = 1 J/kg), est présentée en Eq. I.12. Il s’agit de l’intégrale sur le volume exposé V_{exp} du rapport entre l’énergie déposée par unité de volume et la masse de cette unité de volume.

$$D_\phi = \int_{V_{exp}} \frac{E_{abs}(V)}{\rho(V)V} dV \quad (I.12)$$

La dose équivalente est présentée en Eq. I.13. Ce second type de dose, plus souvent utilisé en radioprotection que la dose physique, prend en compte le type de rayonnement ionisant reçu et l’organe exposé. En effet, l’effet biologique induit par un rayonnement de neutrons va être par exemple entre 5 et 20 fois plus élevé que celui induit par un rayonnement de photons pour une même dose physique. De plus, certains organes sont plus résistants que d’autres aux rayonnements ionisants. En prenant en compte ces facteurs, la dose efficace est ainsi plus représentative de l’effet induit sur les tissus que la dose physique. Elle est exprimée en sievert (Sv).

$$D_{equ} = w_R w_T D_\phi \quad (I.13)$$

où w_R et w_T désigne les coefficients de pondération correspondant au type de rayonnement (1 pour les photons) et au type de tissu (0.05 pour le sein), respectivement.

Des exemples de doses absorbées reçues lors d’examens médicaux classiques sont présentés en Tab. I.1.

TABLE I.1 – Exemples de doses délivrées lors d’examen médicaux [6].

| Type d’examen | Dose absorbée (mGy) |
|--------------------------|---------------------|
| <i>Radiographie</i> | |
| Tête | 2,5 |
| Torse | 0,75 |
| Pelvis | 5 |
| Sein | 3 |
| <i>Tomodensitométrie</i> | |
| Tête | 60 |
| Corps entier | 40 |

I.3 Détection des rayons X

Les premières détections de rayons X ont été réalisées à l’aide de films photosensibles. Une substance déposée sur ces films réagit chimiquement au contact des rayons X, plus ou moins fortement suivant la quantité de photons reçus, ce qui conduit à la formation d’une image. Cette technique est de nos jours toujours utilisée pour la radiographie médicale du fait d’une bonne résolution spatiale, d’une bonne sensibilité et d’un coût faible mais tend progressivement à disparaître. En effet, de nouveaux systèmes de détection, notamment électroniques, sont développés depuis plusieurs décennies. Depuis une vingtaine d’années, des détecteurs numériques font leur apparition et commencent à équiper les hôpitaux. De récentes avancées sur ces dispositifs permettent désormais d’améliorer considérablement la détection X notamment grâce au comptage individuel des photons et la mesure de leur énergie, là où les précédents, qui équipent encore très largement les hôpitaux, ne mesuraient que l’intégrale de l’intensité lumineuse reçue. [3]

De manière générale, les détecteurs numériques peuvent être de deux types : à conversion directe ou indirecte. Les paragraphes suivants décrivent ces deux types puis présentent les différents détecteurs utilisés dans le cadre de cette thèse, uniquement à conversion directe.

I.3.1 Détecteurs à conversion indirecte

La détection indirecte des rayons X s’effectue par l’intermédiaire d’un matériau appelé scintillateur qui va dans un premier temps convertir les rayons X en rayonnement visible. Ces photons visibles vont ensuite être détectés à l’aide de photo-détecteurs de type CCD ou CMOS (Fig. I.12). De nombreux matériaux sont utilisés actuellement comme scintillateurs : l’iodure de césium dopé au thallium (CsI :Tl), l’iodure de sodium lui-aussi dopé au thallium (NaI :Tl), l’oxyorthosilicate de lutécium et yttrium (LYSO), bromure de lanthane, etc. Parmi ces matériaux, certains seront préférés à d’autres selon les applications choisies. Les photo-détecteurs peuvent aussi être très divers suivant les performances et les applications choisies. [3]

Le principal inconvénient de ces détecteurs est qu’ils ne permettent pas de mesurer l’énergie des photons mesurés.

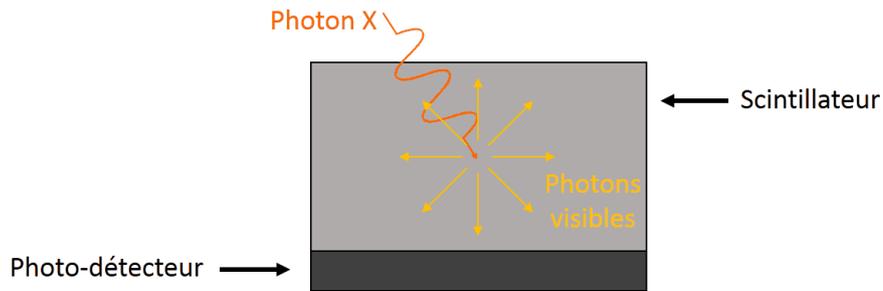


FIGURE I.12 – Représentation schématique d'un détecteur à conversion indirecte

I.3.2 Détecteurs à conversion directe

Les détecteurs à conversion directe exploitent le courant créé dans un semi-conducteur lors de l'absorption d'un photon X par effet photoélectrique.

Comme nous l'avons vu au paragraphe I.2.1, l'absorption d'un photon X provoque l'ionisation du milieu. Dans le cas d'un semi-conducteur, les électrons sont peu liés et nécessitent peu d'énergie (1,44 eV pour le CdTe) pour passer d'un état de repos appelé bande de valence à la bande de conduction, état d'énergie supérieure leur permettant de contribuer à l'établissement d'un courant dans le matériau. Des premiers électrons possédant une énergie cinétique égale à la différence entre le gap d'énergie et l'énergie incidente (soit environ l'énergie incidente dans le cas de photons X de plusieurs dizaines de keV) sont générés par effet photoélectrique. Ces photoélectrons vont ensuite être à l'origine d'une cascade d'interaction conduisant à la transmission de l'ensemble de leur énergie cinétique en ionisant le milieu, créant au passage un grand nombre de paires électrons/trous. L'énergie totale de ce paquet de charges créé sera ainsi très proche de l'énergie du photon incident. En appliquant une tension aux bornes du matériau, on provoque le déplacement de ces charges, vers l'anode pour les électrons, vers la cathode pour les trous, ce qui génère par induction du courant sur les électrodes. Ce courant est directement proportionnel à l'énergie déposée.

Un tel dispositif est représenté en Fig. I.13. [3]

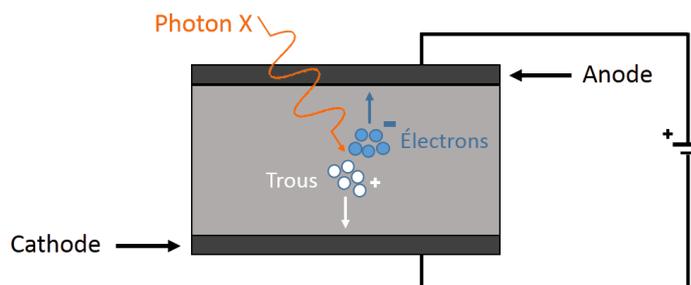


FIGURE I.13 – Représentation schématique d'un détecteur à conversion directe.

De nombreux matériaux peuvent être utilisés comme semi-conducteurs : le silicium, le germanium, les iodures de mercure (HgI_2) et de plomb (PbI_2), le tellure de cadmium (CdTe) éventuellement dopé au zinc (CdZnTe ou CZT), le sélénium etc.

Les détecteurs à base de CdTe et de CZT sont depuis quelques années une spécialité du Laboratoire DETecteurs (LDET) du CEA-LETI où cette thèse est réalisée. Ces matériaux présentent l'avantage de permettre la réalisation de détecteurs spectrométriques, c'est-à-dire permettant une mesure de l'énergie des photons, pixellisés (donc adaptés à l'imagerie), utilisables à température ambiante et peu encombrants. Le Tab. I.2 compare les performances du CdTe et du CZT vis-à-vis d'autres matériaux.

TABLE I.2 – Comparaison par propriétés de différents semi-conducteurs utilisés pour la détection de photon [7].

| Matériau | Absorption | Résistivité | Transport | Qualité |
|------------------|-------------------|--------------|----------------------|-----------------------|
| | <i>Efficacité</i> | <i>Bruit</i> | <i>Spectrométrie</i> | <i>Rendement/coût</i> |
| Si | * | ** | ***** | ***** |
| Ge | ** | * | ***** | ***** |
| CdTe | *** | *** | ** | ** |
| CdZnTe | *** | **** | **** | ** |
| HgI ₂ | ***** | ***** | ** | ** |
| TlBr | ***** | **** | **** | ** |

Parmi les avantages du CdTe et du CZT, on peut citer un numéro atomique élevé, quelques millimètres suffisant ainsi à absorber des photons d'une centaine de keV, une bande interdite importante (1,44 eV) permettant une utilisation à température ambiante et de bonnes propriétés de transport des électrons. Quelques inconvénients sont toutefois à déplorer : la fabrication de ces matériaux est moins maîtrisée que celle du silicium ou du germanium et le transport des trous souffre de problèmes de pièges qui rendent le signal dépendant de la profondeur d'interaction [7]. On constate cependant que ces deux matériaux offrent le meilleur compromis entre les différentes propriétés de ces matériaux. Les détecteurs ayant été utilisés au cours des travaux présentés ici sont tous à base de CdTe ou de CZT.

I.3.3 Défauts de détection des détecteurs spectrométriques

Actuellement, en imagerie X conventionnelle (radiographie ou CT), la mesure de l'énergie des photons reçus (ou spectrométrie) se développe mais reste pour l'instant cantonnée à la séparation des "hautes" et "basses" énergies. On parle alors plutôt de bi-énergie. Cependant, on trouve des détecteurs capables de mesurer efficacement l'énergie des photons détectés à condition de recevoir un flux faible. C'est le cas pour des applications en imagerie gamma ou en diffusion (si l'on fait intervenir une forte collimation).

Dans le cas d'un détecteur spectrométrique parfait, l'énergie mesurée correspondrait exactement à celle du photon incident. En pratique, l'énergie mesurée va plutôt suivre une distribution de type gaussien, centrée sur l'énergie du photon et dont la largeur va définir la résolution en énergie du détecteur.

En plus de cet effet de résolution, des phénomènes physiques viennent perturber la mesure de l'énergie. Cette estimation est liée à la mesure de la charge totale générée par l'absorption du photon. Or comme nous l'avons vu au paragraphe I.2, l'effet photoélectrique n'est pas la seule interaction possible entre le photon et le semi-conducteur. Si la diffusion Rayleigh n'a que peu d'effet car elle ne fait que dévier le photon qui peut alors interagir ailleurs dans le détecteur, la diffusion Compton est au contraire fortement délétère. En effet, lors de cette interaction, l'électron éjecté va générer, de même que lors de l'effet photoélectrique, un nuage de charge mais celui-ci ne sera le reflet que d'une partie de l'énergie initiale du photon. Si le photon diffusé interagit à son tour au sein du pixel et dépose le reste de son énergie, la totalité de l'énergie est détectée comme provenant bien d'un seul photon. Mais le photon diffusé peut aussi s'échapper du semi-conducteur ou interagir avec un pixel voisin soit par effet photoélectrique soit encore par diffusion Compton (Fig. I.14a). Dans ce cas, on détecte alors un ou

plusieurs photons d'énergies moindres que celle du photon incident. Il en résulte l'apparition d'une trainée vers les basses énergies dans la distribution de probabilité de mesure de l'énergie.

De plus, comme nous l'avons vu au paragraphe I.2.1, l'effet photoélectrique s'accompagne le plus souvent d'une émission de fluorescence X du milieu cible. Dans le cas d'un matériau détecteur, ces photons sont eux aussi détectés et contribuent à la formation de pics dans la distribution (Fig. I.14b). Par exemple, la fluorescence K du cadmium et du tellure produit des photons de 23 et 26 keV et de 27 et 31 keV respectivement.

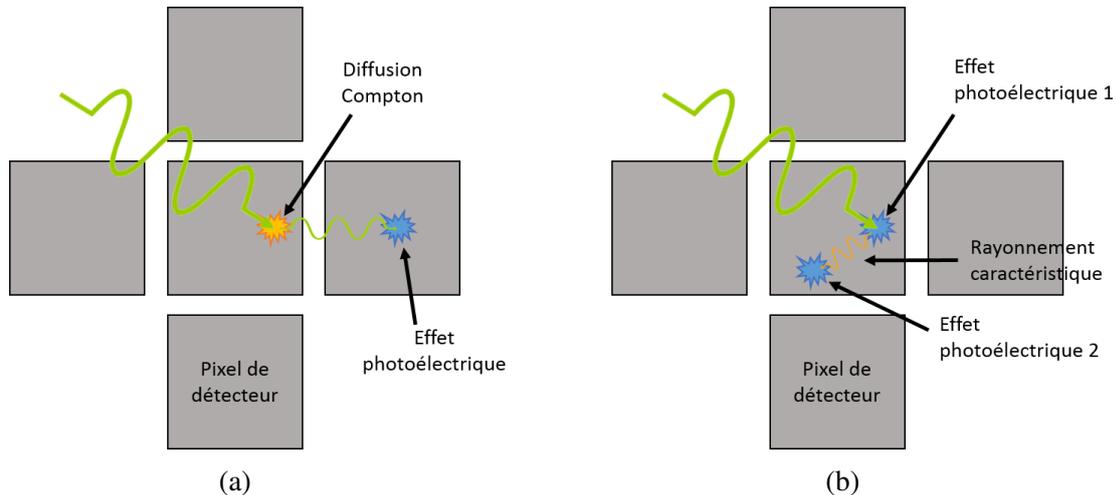


FIGURE I.14 – Deux types de défaut de détection. (a) Contribution de l'effet Compton à la trainée d'énergie ; (b) Génération des pics caractéristiques de fluorescence.

Enfin, d'autres phénomènes liés à la détection peuvent perturber la mesure. Lorsque les électrons générés migrent vers l'anode, des phénomènes de diffusion (au sens d'expansion) ont lieu ce qui accroît la taille du nuage de charges. Si l'anode est pixellisée, le nuage peut ainsi dépasser les frontières du pixel principal et les charges sont alors collectées par plusieurs anodes. Différentes charges, plus faibles que la charge totale donnant l'énergie du photon, sont alors détectées. Ce phénomène est appelé partage de charges et provoque le même effet sur la distribution que la diffusion Compton (Fig. I.15).

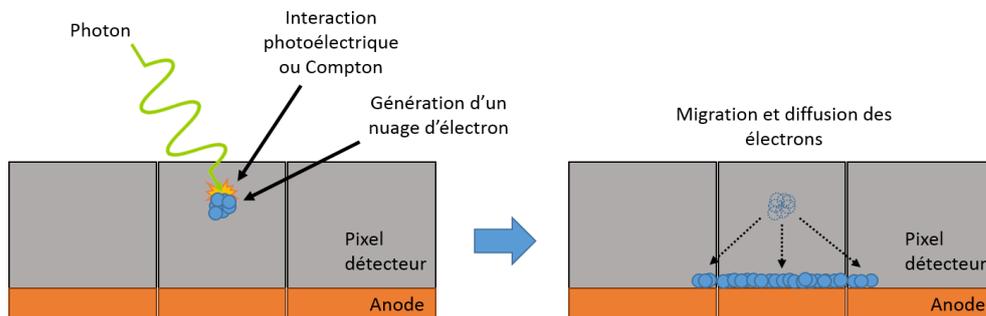


FIGURE I.15 – Représentation du partage de charge.

Les distributions de mesure d'énergie sont regroupées au sein d'une matrice que l'on nommera par la suite DRM pour Detector Response Matrix. La DRM d'un détecteur réel à CdTe est présentée en Fig. I.16a. La colonne de la DRM représentant les probabilités d'énergie détectée pour une énergie incidente de 100 keV est présentée en Fig. I.16b. Le pic aux environs de 25 keV correspond aux fluorescences K du cadmium et du tellure issues de pixels voisins. Celui

à 75 keV est dû au dépôt de l'énergie issue de l'interaction photoélectrique du photon incident avec un électron de la couche K dans le cas où la fluorescence s'échappe du pixel. Il s'agit de la différence entre l'énergie du photon incident et celle de liaison de l'électron K (proche de 25 keV). Le reste de la trainée est dû aux interactions de type Compton et au partage de charge.

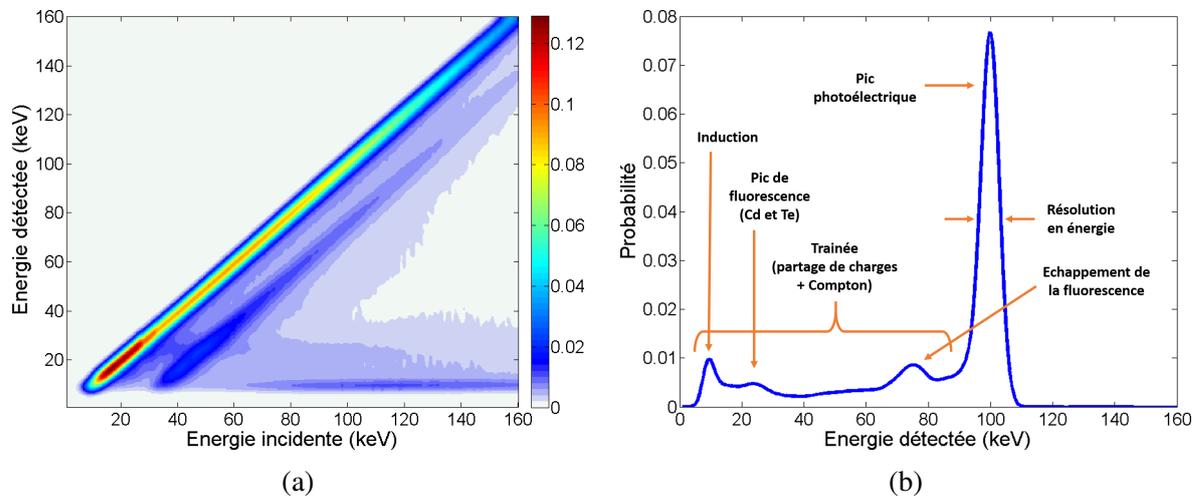


FIGURE I.16 – (a) Matrice de réponse simulée réaliste d'un détecteur spectrométrique. (b) Colonne de cette matrice donnant les probabilités de détection pour une énergie incidente de 100 keV.

Comme évoqué précédemment, la largeur du pic d'interaction photoélectrique définit la résolution en énergie du détecteur, pour une énergie donnée. Les valeurs en pourcentage sont obtenues par le rapport entre cette largeur et la position du pic. Les valeurs de résolution en énergie données par la suite le seront le plus souvent à 122 keV, énergie correspondant à l'émission radioactive principale du cobalt 57, cet élément étant fréquemment utilisé pour des calibrations en énergie des détecteurs.

I.3.4 Performances des détecteurs utilisés

Parmi les différents détecteurs développés par le LDET au cours des dernières années, trois ont été utilisés au cours de cette thèse :

- *Minigami* : Prototype développé initialement pour des applications en imagerie gamma, il s'agit du premier détecteur employé au cours de cette thèse pour la détection de rayonnement diffusé. Il est constitué d'une matrice de 4x4 pixels de CZT de 2,5x2,5 mm² et possède une bonne spectrométrie (résolution de 3,1% à 122 keV) mais ne fonctionne que sous des flux de photons allant jusqu'à 10⁵ coups.mm⁻².s⁻¹ [8, 9, 10] ;
- *Imadif* : Ce second détecteur a lui été développé pour des applications de détection de rayonnement diffusé en contrôle de bagages. Il s'agit d'une matrice de 8x24 pixels de CZT de 2,75x1,25 mm². Ces performances en mesure d'énergie sont meilleures que le précédent (2,4% à 122 keV) mais, de même que Minigami, il ne fonctionne pas à forts flux, ne pouvant dépasser les 6.10⁴ coups.mm⁻².s⁻¹ [11, 12] ;
- *Bastie* : Composé de 1x16 pixels de CdTe de 800x800 μm², le troisième détecteur utilisé lors de cette thèse est destiné à des applications « fort flux » (jusqu'à 2.10⁷ cps.mm⁻².s⁻¹). Cette possibilité d'utilisation du détecteur à flux plus élevé se paie par des performances en résolution en énergie réduites (5,5 % à 122 keV) [13]. Il s'agit d'un prototype élaboré dans le cadre du développement du détecteur ME100 de Mul-

tix (contrôle de bagages). Ce détecteur a été utilisé pour des mesures de rayonnement transmis.

I.3.5 Surpixmapisation

La surpixmapisation est une technique de traitement des signaux mesurés qui utilise la pixelisation physique du détecteur (matrice d'anodes) pour virtuellement segmenter les pixels en sous-parties appelées « sous-pixels » [4, 14]. Le principe est présenté en Fig. I.17. Dans cet exemple, le traitement permet de passer d'un détecteur pixelisé 3x3 à un détecteur à 9x9 pixels en segmentant chacun des pixels physiques en une matrice de 3x3 sous-pixels.

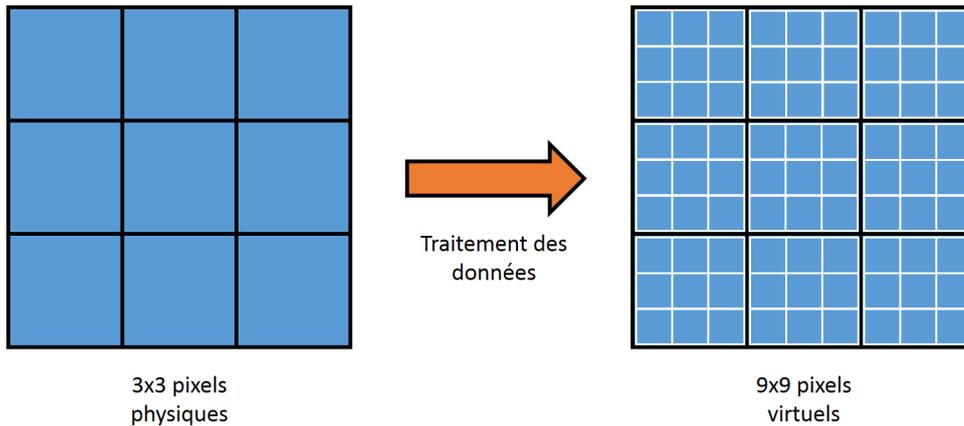


FIGURE I.17 – Exemple de surpixmapisation.

Ce traitement exploite les signaux générés sur les pixels voisins du pixel au dessus duquel à lieu l'interaction du photon. En effet, le déplacement du nuage d'électrons vers l'anode principale va aussi induire une charge sur les anodes voisines. Cette charge va dépendre de la position d'interaction du photon, et ce dans toutes les directions de l'espace. Ici, seule la dépendance selon la position d'interaction dans le plan de pixelisation va particulièrement nous intéresser.

La façon la plus simple d'exploiter cette dépendance est de calculer le barycentre des charges. Ce barycentre sera directement relié à la position d'interaction. Ce calcul est présenté en Eq. I.14 pour l'estimation de la position dans la direction horizontale que l'on notera x .

$$B_x = \frac{\sum_i P_i W_i Q_i}{\sum_i W_i Q_i} \quad (\text{I.14})$$

où B_x désigne le barycentre des charges induites Q_i , i étant l'indice désignant le pixel considéré. P_i représente la valeur au pixel i du masque de positionnement, celui-ci servant à déterminer la direction selon laquelle la valeur du barycentre calculé sera représentative de la position. W_i désigne la valeur au pixel i du masque de poids, déterminant quel poids donner aux charges des différents pixels.

La Fig. I.19 donne un exemple de résultat de calibration du barycentre pour le pixel 7 du détecteur Minigami (Fig. I.18a) en présentant la courbe donnant la correspondance entre la valeur du barycentre B_x et la position d'interaction x pour un pixel du détecteur Minigami, dans le cas du choix des masques présentés en Fig. I.18. Elle est obtenue à partir de l'illumination complète et homogène du pixel à l'aide d'une source de cobalt 57. La fonction de répartition des valeurs du barycentre donne alors accès à cette correspondance.

D'autres techniques d'estimation de la position d'interaction sont envisageables. Silvère Lux a par exemple présenté, dans le cadre de sa thèse, une méthode où la position correspond

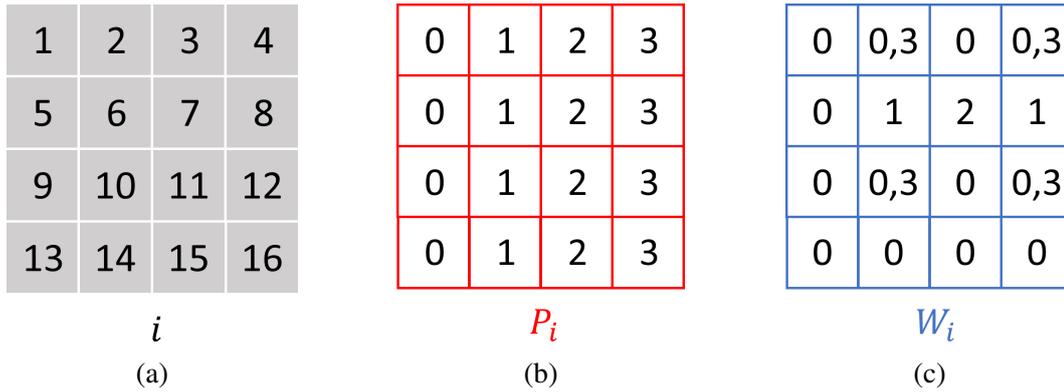


FIGURE I.18 – Exemples de choix de masques. (a) Numérotation des pixels; (b) Masque de positionnement; (c) Masque de poids.

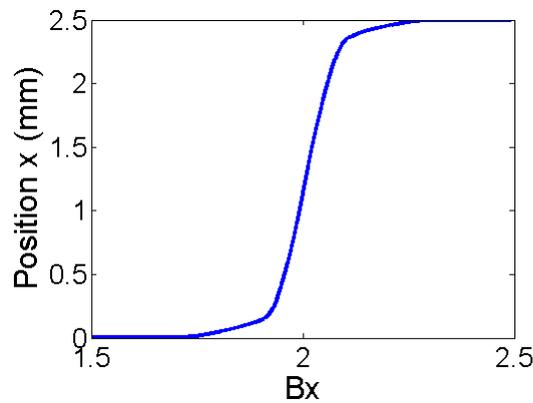


FIGURE I.19 – Exemple de résultat de calibration.

au maximum de vraisemblance suivant l'induction mesurée sur les voisins. Cette méthode requiert de calibrer la réponse en induction de l'ensemble des voisins en fonction de la position d'interaction. Un exemple de cette calibration est présenté en Fig. I.20.

Avec l'hypothèse d'un bruit gaussien, la formule de la vraisemblance va s'écrire ainsi :

$$L(x) = \prod_i P(q_i|x) = \frac{1}{(2\pi)^{N/2} \prod_i \sigma_i(x)} \exp\left(-\sum_i \frac{(q_i - \alpha_i(x))^2}{2\sigma_i^2(x)}\right) \quad (\text{I.15})$$

où q_i représente la mesure de l'induction sur le pixel i , N le nombre de pixel, σ_i l'écart-type de la calibration, α_i la calibration de l'induction.

La valeur de x pour laquelle on observe le maximum de $L(x)$ donne ainsi une estimation de la position d'interaction. Cette seconde technique présente de meilleurs résultats que la méthode barycentrique. Elle a ainsi été implémentée pour les deux détecteurs utilisés dans cette thèse exploitant la surpixelisation (Minigami et Imadif).

Cette estimation de la position d'interaction ne supprime toutefois pas la résolution spatiale intrinsèque du détecteur. Elle n'est en effet pas parfaite et présente elle-même une résolution, ce qui correspondra à la taille des sous-pixels. On se limitera, par exemple, dans le cas de Minigami, à 16 sous-pixels par pixels, ce qui correspond à une résolution d'environ 150 μm .

Au final, l'avantage principal de cette surpixelisation est l'amélioration de la résolution spatiale de détection (pixels plus petits) sans dégradation des performances en mesure d'énergie. En effet, une réduction réelle de la taille des pixels augmenterait l'effet de partage de charges (Fig. I.15), ce qui n'est pas le cas avec la surpixelisation.

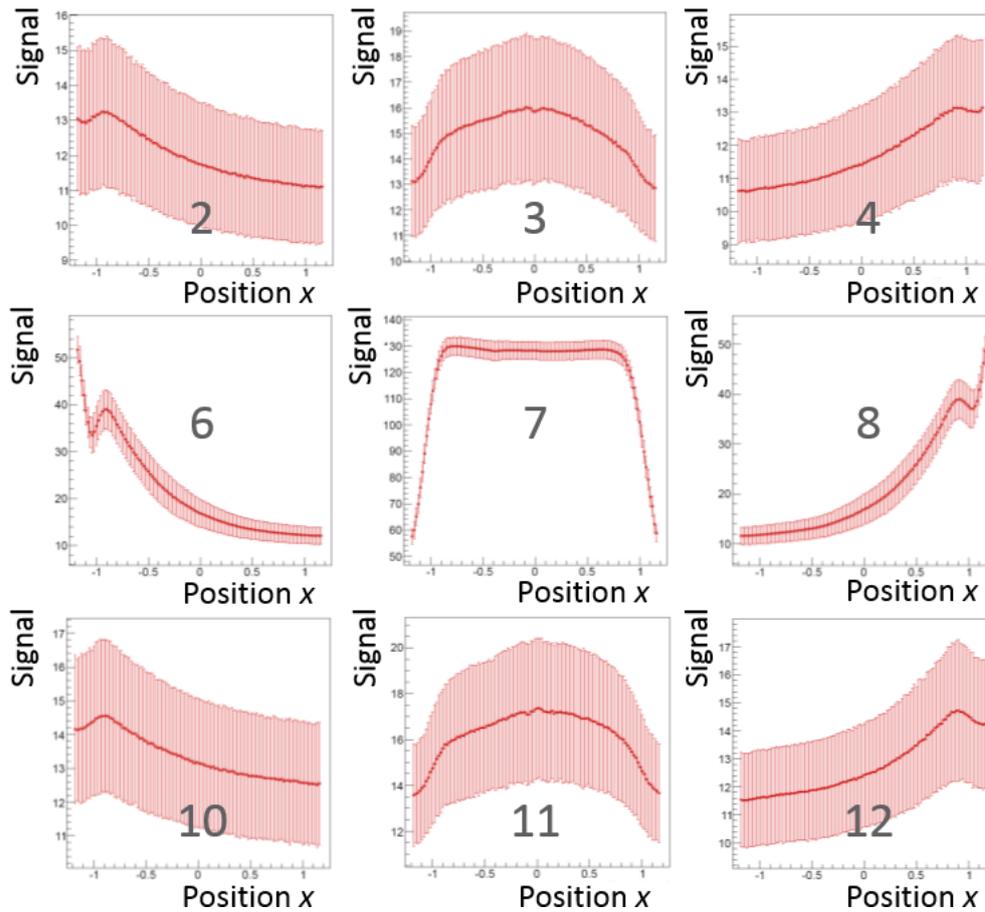


FIGURE I.20 – Calibration du signal d'induction dans le cas de l'estimation de la position d'interaction horizontale notée x . Adapté de [7].

I.4 Imagerie du sein

Les effets physiques mentionnés au paragraphe I.2 sont à la base de l'imagerie médicale par rayonnement X. Celle-ci s'effectue classiquement par la mesure de l'atténuation d'un faisceau de rayons X par le patient, cette atténuation étant principalement due aux effets Compton et photoélectrique. Le contraste généré par la différence d'atténuation entre les tissus permet d'obtenir une image, celle-ci étant ensuite étudiée par un médecin à des fins de diagnostic. Nous allons voir cependant dans cette section que la diffusion Rayleigh peut aussi permettre d'envisager un nouveau type d'imagerie qui apporterait des informations supplémentaires pour le diagnostic, notamment dans le cadre de l'imagerie du sein, dans lequel cette thèse s'inscrit.

I.4.1 Techniques actuelles

Le cancer du sein est le cancer le plus répandu chez la femme, avec près d'une sur huit concernée au cours de sa vie. En France, des programmes de dépistage du cancer du sein ont été mis en place afin d'en réduire au maximum la mortalité. Ces programmes visent à diagnostiquer le cancer le plus précocement possible, ce qui présente un avantage indéniable, puisque, ainsi, la guérison est observée dans 9 cas sur 10. Ils concernent les femmes de 50 à 74 ans ne présentant pas de prédispositions particulières et celles potentiellement plus jeunes et présentant des facteurs de risque comme, par exemple, des antécédents familiaux ou la mutation des gènes BCRA1 ou BCRA2. Ces programmes consistent en une information renforcée, des examens

mammaires réguliers et des mammographies, réalisées tous les deux ans. En cas d'élément suspect, la mammographie peut être complétée par une échographie voire par une image par résonance magnétique (IRM). L'IRM montre de plus en plus son efficacité dans le diagnostic du cancer du sein mais cette technique reste longue et extrêmement coûteuse, ce qui l'empêche d'être utilisée directement en première étape. Si, à l'issue de ces examens, la présence d'une tumeur maligne semble avérée, un examen anatomopathologique (biopsie et analyse) est pratiqué afin d'établir définitivement le diagnostic du cancer. [15, 16]

La mammographie est une radiographie du sein. Elle exploite les différences d'atténuation des rayons X par les tissus mammaires afin de produire un contraste, révélant potentiellement des zones suspectes. Un exemple de mammographie est donné en Fig. I.21. Cette technique est efficace, peu coûteuse, rapide et reproductible et est ainsi largement plébiscitée par le milieu médical. Elle présente toutefois quelques limites que nous allons détailler dans le paragraphe suivant. [17]

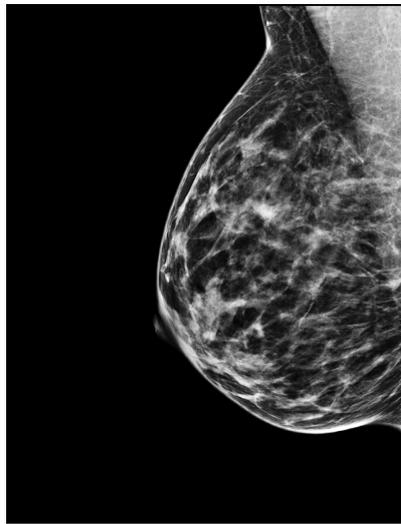


FIGURE I.21 – Exemple de mammographie [resoscan.com]

I.4.2 Limites de la mammographie

Comme nous l'avons vu précédemment, la mammographie exploite l'atténuation des rayons X. Ce phénomène est décrit par l'équation de Beer-Lambert, présentée en Eq. I.2, où un faisceau de rayons X est atténué par plusieurs matériaux i , chacun d'épaisseur l_i .

On constate ainsi que le contraste est lié à la somme $\sum_i l_i \mu_i(E)$ et à sa variation au sein de l'image. Le poids qu'aura un matériau sur le contraste dépend ainsi de la différence entre son coefficient linéaire d'atténuation et celui des autres matériaux environnant.

La Fig. I.22 présente les μ_i des tissus fibreux et adipeux qui sont les constituants normaux principaux du sein, ainsi que ceux de l'os cortical et des calcifications. Ces dernières sont des amas de carbonates de calcium apparaissant lors du développement de près d'un cancer sur deux. On peut voir que les atténuations des tissus adipeux et fibreux sont très proches et bien inférieures à celles des deux autres matériaux, plus denses. On peut ainsi déjà constater qu'une mammographie, dans le cas d'un organe sain, présentera un contraste plus faible entre les tissus que pour une radiographie plus classique destinée à l'imagerie d'os. Par ailleurs, la Fig. I.23 montre que l'atténuation du carcinome canalaire infiltrant, forme de cancer du sein la plus

répandue, est quasiment égale à celle du tissu fibreux. Ainsi, seule la forme des amas que ces différents tissus forment et la présence éventuelle de calcifications permettent de les distinguer.

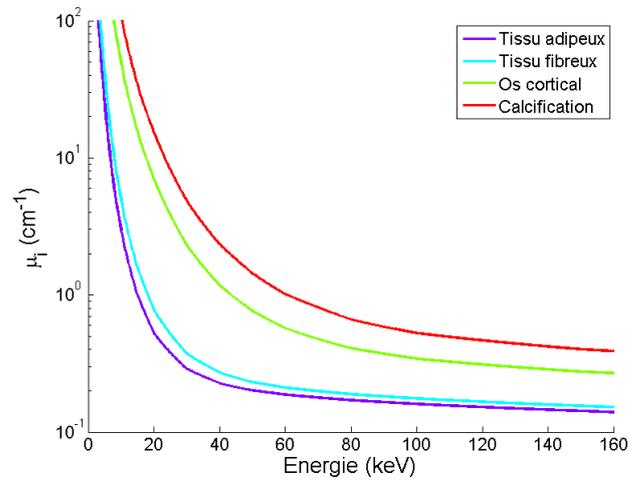


FIGURE I.22 – Coefficients linéaires d’atténuation de différents tissus humains.

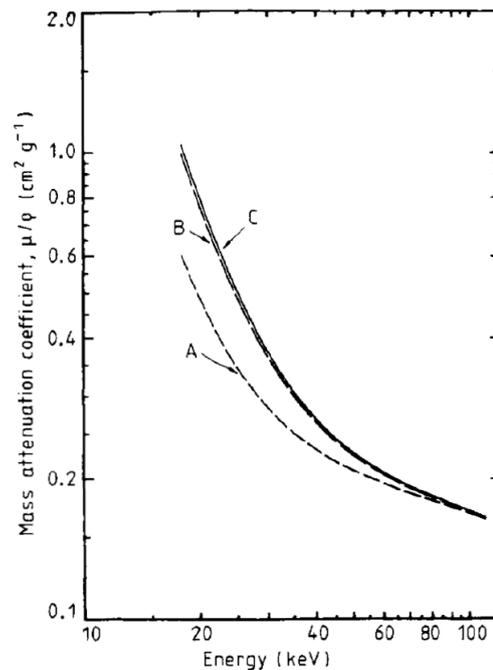


FIGURE I.23 – Coefficients linéaires massiques d’atténuation de différents constituants du tissu mammaire. (A) Tissu adipeux, (B) Tissu fibreux, (C) Carcinome canalaire infiltrant. [18]

Dans la plupart des cas, le contraste peut être suffisant pour diagnostiquer une tumeur mais il arrive parfois que le diagnostic soit très difficile, notamment si la patiente présente un tissu mammaire très dense *i.e.* un tissu fibreux très développé, ce qui peut provoquer des faux positifs, voire des faux négatifs, pour cause de confusion entre tissu fibreux et tissu cancéreux. Au final, entre 10 et 15% des cancers du sein ne sont pas vus à la mammographie. Certains d’entre eux ne formant pas de masses palpables lors d’un examen clinique peuvent ainsi n’être détectés que trop tard pour être efficacement soignés [19, 17]. Les faux positif, quant à eux, entraînent

les recours à de nombreuses biopsies inutiles, ces procédures étant particulièrement stressantes pour les patientes (intervention, attente des résultats...).

Le milieu médical nécessite donc de nouvelles techniques qui permettraient un diagnostic plus efficace tout en conservant les avantages de l'imagerie par rayons X (rapidité, faible coût, reproductibilité). Cette thèse vise à établir si l'utilisation de la diffusion cohérente des rayons X par la matière constitue une piste crédible ou non pour résoudre ce problème.

I.5 Intérêt de la diffusion cohérente pour l'imagerie du sein

Jusqu'à la fin des années 70, le rayonnement diffusé n'est vu que comme un élément dégradant la résolution des images en transmission de rayons X et les recherches sont plus axées sur son élimination que sur son utilisation. Au début des années 80, plusieurs études, notamment celles de Hurkin [20] et de Johns et Yaffe [21], montrent que le rayonnement diffusé créé par les tissus du corps humain lors d'une radiographie est principalement composé de diffusé cohérent et qu'il ne perturbe pas les images de la même manière suivant les tissus. Les premiers travaux suggérant qu'il serait utile d'exploiter cette différence dans un but de diagnostic datent de 1985 avec une étude de Geoffrey Harding et Josef Kosanetzky de Philips [22]. Dans cette publication, les auteurs s'inspirent de leurs travaux précédents sur l'imagerie par diffusion Compton ([23]) pour proposer un système d'imagerie par diffusé cohérent, analogue à la tomodensitométrie, qu'ils utilisent pour imager un fantôme plastique classiquement utilisé pour la calibration de système CT. Harding et son équipe ont par la suite continué leurs recherches en présentant plusieurs configurations de mesure de diffusé cohérent pour différentes applications (médicales [24, 25], sécurité [26, 27]).

Au cours des années 90 et 2000, de nombreuses équipes ont elles aussi publié dans le domaine de l'imagerie médicale par diffusion de rayons X. Parmi elles, celle de Kidane à l'University College of London (UCL) a montré en 1999, dans le cadre de l'imagerie du sein et à partir d'une centaine d'échantillons de tissu du sein issus d'exérèses, que la signature de diffusion d'un carcinome présente des différences avec celle des tissus fibreux, suffisantes pour créer un contraste en imagerie de diffusion. Les différences sont encore plus importantes entre le tissu adipeux et les tissus fibreux et cancéreux [28]. Les signatures mesurées par Kidane sont présentées en Fig. I.24. Les variables μ et *momentum transfer* désignent respectivement la fonction de diffusion des matériaux et le transfert de quantité de mouvement χ , définis au paragraphe I.2.

Par la suite, d'autres publications ont montré l'intérêt que peut avoir la diffusion cohérente en imagerie du sein. C'est le cas de l'étude de Ryan et Farquharson qui montrent en 2007 des différences entre les signatures de diffusion de différents tissus anormaux du sein : le fibroadénome qui est une petite masse bénigne formée de tissu fibreux et de tissu glandulaire, les changements fibrokystiques qui sont eux aussi des affections bénignes caractérisées par l'augmentation locale de densité du tissu et la possible formation de kystes, et enfin le carcinome [29].

Plus récemment encore, Pani et son équipe (UCL) montrent une nouvelle fois en 2010 des différences substantielles entre les signatures des différents tissus du sein en faisant cette fois la distinction entre le cas où les cellules de cancer sont bien différenciées (au sens biologique du terme) et présentent donc un aspect au microscope similaire aux cellules saines (stade peu avancé, on parle de cancer bien différencié) et le cas où les cellules ne sont pas ou peu différenciées et sont ainsi très différentes des cellules saines (stade avancé, on parle de cancer peu différencié) [30]. Ces signatures sont présentées en Fig. I.25.

Tous ces travaux confirment l'intérêt que peut présenter un système médical basé sur la diffusion cohérente X des tissus dans le cadre de l'imagerie du sein. Cette thèse cherche à

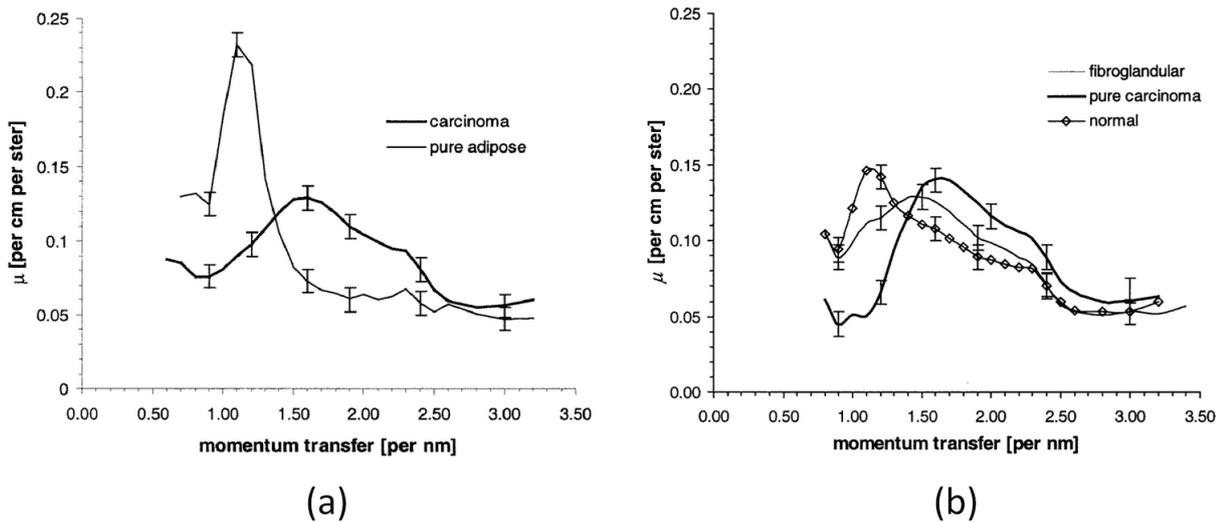


FIGURE I.24 – Signatures de diffusion de différents tissus du sein. (a) Tissu adipeux et carcinome, (b) Tissu fibreux, carcinome et tissu normal moyen (mélange de tissu adipeux et fibreux). [28]

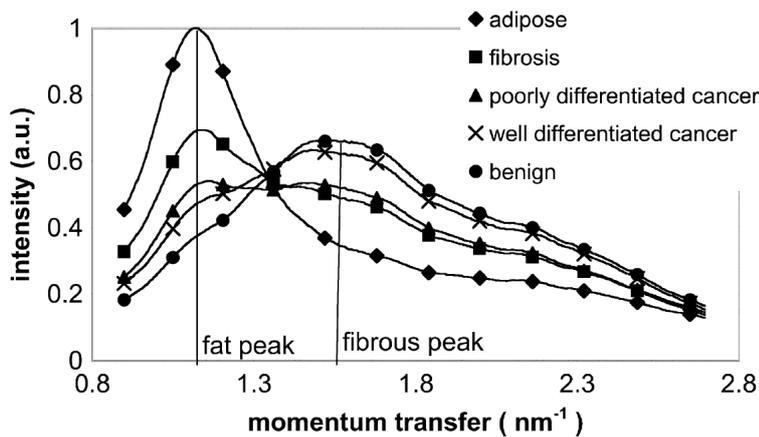


FIGURE I.25 – Signature de différents tissus mammaires. [30]

poursuivre ces études en exploitant les avancées technologiques apparues ces dernières années dans le domaine des détecteurs afin de proposer un système d'imagerie compatible avec des applications cliniques.

I.6 Modes opératoires envisagés

Comme nous l'avons vu précédemment, cette thèse envisage le développement d'un nouvel outil clinique permettant la caractérisation et le diagnostic du cancer du sein. Les besoins de la communauté médicale sont de deux sortes, permettant d'envisager deux applications : l'amélioration du diagnostic *in vivo* en deuxième niveau après une mammographie classique et la caractérisation de biopsie en opératoire et en diagnostic. Ces modalités sont détaillées dans les paragraphes suivants.

I.6.1 Caractérisation *in vivo*

Cette modalité viendrait se placer en seconde action vis-à-vis de la technique classique. Lors d'un examen de mammographie, une zone suspecte peut être repérée. Un second examen, exploitant la diffusion de rayons X, serait alors réalisé immédiatement à la suite du premier afin d'inspecter la zone et mieux la caractériser, notamment en profondeur ce dont une mammographie classique est incapable. Un tel système est présenté en Fig. I.26.

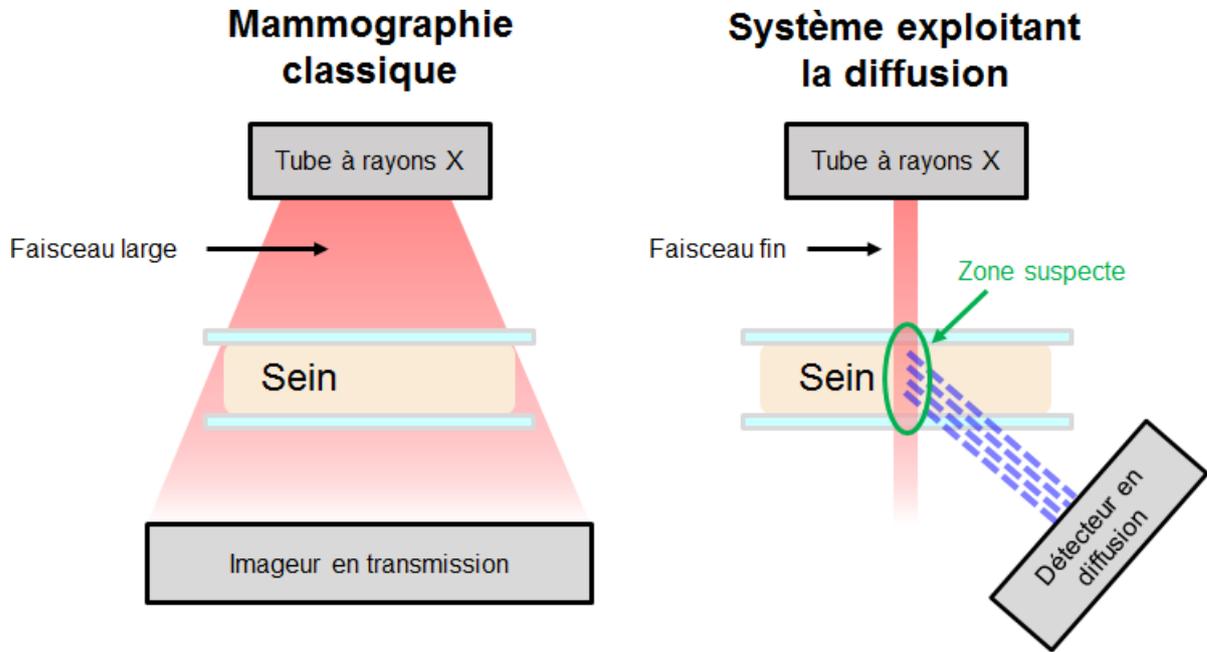


FIGURE I.26 – Schéma représentant un système de mammographie classique et un système de biopsie non invasive exploitant la diffusion des rayons X.

Ce système permettrait d'apporter des informations complémentaires au diagnostic, éventuellement au moyen d'un même appareil. La problématique de la dose est ici très importante du fait d'une irradiation supplémentaire de la patiente. Une irradiation plus importante qu'en cas de simple mammographie peut cependant être acceptable, à condition que ce supplément ne présente qu'un risque faible au regard du bénéfice apporté par l'examen. La dose reste toutefois un paramètre à surveiller.

I.6.2 Examen *ex vivo*

Lors de l'ablation d'une tumeur cancéreuse, un contrôle des marges est effectué afin de s'assurer que la totalité de la tumeur a bien été retirée. Actuellement ce contrôle est réalisé par les équipes d'anatomopathologie dans un délai pouvant aller d'une demi-heure à une heure. La patiente reste sur la table d'opération le temps que cet examen soit réalisé afin que l'ablation puisse se poursuivre si le résultat n'est pas satisfaisant. Il s'agirait donc ici de développer un outil exploitant la diffusion des rayons X permettant une caractérisation plus rapide des échantillons prélevés. Cela peut aussi être envisagé pour un contrôle préliminaire rapide d'une biopsie dans le cadre d'un diagnostic. Contrairement au cas précédent, la dose n'intervient plus comme le paramètre le plus important, l'examen étant réalisé sur un échantillon prélevé (conditions *ex vivo*). Elle est remplacée ici par le temps d'acquisition et d'analyse des données qu'il convient de réduire au maximum.

I.7 Conclusion

Lors de ce chapitre, on a pu voir que de nombreux phénomènes physiques ont lieu lors d'un examen médical impliquant l'utilisation des rayons X. Parmi ces phénomènes, l'approche classique consiste à exploiter ceux conduisant à l'absorption de ces rayons X. On produit ainsi une image dont le contraste est le reflet des différences d'atténuation du faisceau incident par les matériaux traversés. C'est le cas pour les examens médicaux couramment réalisés tels que la radiographie et la tomodensitométrie.

Pour le cas de l'imagerie du sein, ces techniques classiques présentent toutefois des limites, notamment du fait que les tissus constituant le sein, qu'ils soient sains ou cancéreux, atténuent les rayons X de manières très similaires, rendant le contraste peu élevé. D'autres techniques d'imagerie sont ainsi parfois nécessaires pour améliorer le diagnostic.

Certaines équipes ont soulevé l'intérêt que pourrait avoir la diffusion cohérente pour l'imagerie du sein. Ce phénomène conduit à la diffusion des rayons X traversant un milieu selon une signature propre aux matériaux traversés. Ainsi, deux matériaux d'atténuation proche peuvent diffuser les rayons X de manière totalement différente. Il a ainsi été montré que les tissus du sein présentent des signatures de diffusion suffisamment différentes pour pouvoir générer un contraste intéressant.

Cette thèse reprend cette idée d'exploiter la diffusion cohérente pour l'imagerie du sein et cherche à la développer afin d'envisager des systèmes cliniques. Deux modalités sont proposées : l'une viendrait en second niveau d'un examen de mammographie classique (*in vivo*) et l'autre aurait pour application la caractérisation rapide de biopsie (*ex vivo*).

Le chapitre suivant vise à présenter les différents systèmes actuels de mesure de la diffusion cohérente, les résultats de plusieurs équipes et enfin le système de mesure mis en place lors de cette thèse.

Chapitre II

Systemes exploitant la mesure de rayonnement diffusé

De nos jours, dans le domaine médical, le rayonnement X diffusé est essentiellement synonyme de flou et d'artéfacts engendrés sur l'image. Le phénomène de diffusion cohérente, et plus précisément celui de diffraction, est surtout utilisé, actuellement, en cristallographie où il permet l'étude et la caractérisation de la matière ordonnée. L'objectif de ce chapitre est de montrer que l'utilisation de la diffusion cohérente pour des applications médicales peut être envisagée et se montrer très avantageuse. Ceci sera présenté par le biais de plusieurs publications décrivant différentes techniques de mesure du diffusé cohérent.

En étudiant l'équation I.4, on constate qu'il existe plusieurs façons de mesurer l'intensité de diffusion et donc la signature d'un matériau. En effet, cette signature dépendant de χ , les valeurs de cette variable doivent être balayées au cours de la mesure. χ dépend elle-même de deux variables : l'énergie incidente du photon et l'angle de diffusion. Ainsi, les valeurs de χ peuvent être balayées de plusieurs façons. La première consiste à envoyer sur l'objet un faisceau monochromatique de rayons X et d'observer la distribution d'intensité de diffusion à différents angles. Cette technique est appelée Angular-Dispersive X-Ray Diffraction (ADXRD) (II.1a). Une seconde possibilité, appelée Energy-Dispersive X-Ray Diffraction (EDXRD), est d'utiliser un faisceau polychromatique de rayons X et de n'observer l'intensité de diffusion que dans une direction fixée à l'aide d'un détecteur spectrométrique (II.1b).

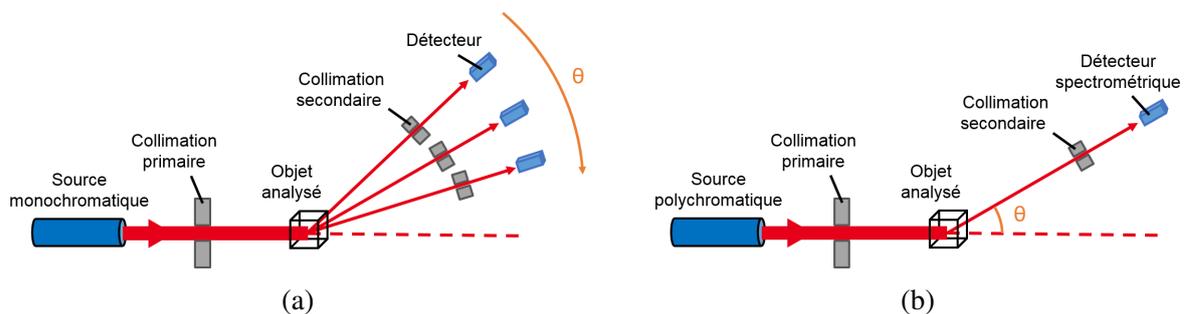


FIGURE II.1 – Deux types de mesure de diffusé cohérent. (a) ADXRD ; (b) EDXRD.

Une troisième possibilité, appelée Coherent Scatter Computed Tomography (CSCT), combine faisceau polychromatique, observation dans différentes directions et reconstruction similaire à la tomodensitométrie. Enfin, il est possible aussi de combiner EDXRD et architecture multiplexée en intégrant des masques codés, permettant de récupérer une information spatiale sur l'objet.

Ce chapitre vise donc à décrire ces différentes techniques puis à présenter, en synthèse, le système pour lequel nous avons opté lors de cette thèse.

II.1 Mesure du rayonnement diffusé par dispersion d'angle

La dispersion d'angle est la première technique de mesure du rayonnement diffusé à avoir été développée. Rapidement après leur découverte en 1895, les scientifiques ont cherché à élucider la nature des rayons X. La piste électromagnétique est privilégiée mais les chercheurs ne parviennent pas à produire des phénomènes de diffraction du rayonnement par un réseau, tel que cela est habituellement observé avec la lumière visible. Le fait que la longueur d'onde des rayons X est en fait bien inférieure à la taille des fentes constituant les réseaux de l'époque est postulé, conduisant Max von Laue en 1912 à suggérer que si les atomes d'un cristal sont disposés de manière ordonnée, tel que la théorie de l'époque le présageait, alors ils pourraient servir de réseau de diffraction pour des longueurs d'ondes très courtes et donc potentiellement les rayons X. Ceci est en effet constaté peu de temps après, confirmant du même coup la nature électromagnétique du rayonnement X et la structure ordonnée des atomes d'un cristal. Le passage d'un faisceau de rayons X au sein d'un cristal forme des figures de diffraction dont il est rapidement constaté, notamment via les travaux des Bragg, qu'elles dépendent de la structure atomique du matériau et donnent accès aux distances interatomiques, signant le début de la cristallographie. Ces figures, dont un exemple est présenté en figure II.2 (b), sont dans un premier temps enregistrés sur des plaques photographiques. Un système simple de mesure de figure de diffraction est présenté en figure II.2 (a). [31]

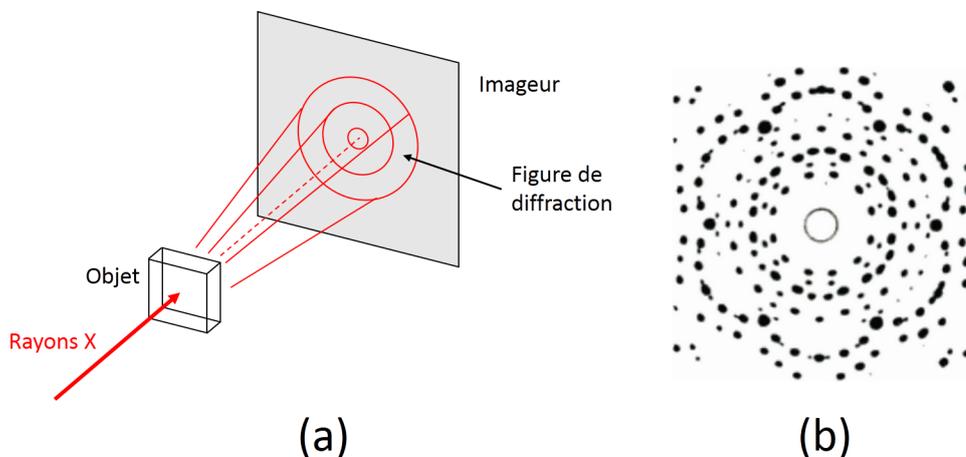


FIGURE II.2 – (a) Exemple de mesure ADXRD de figure de diffraction. (b) Figure de diffraction d'un cristal de béryl [31].

Cette technique est dite à dispersion d'angle car, si les rayons X utilisés sont monochromatiques, seule la répartition des photons selon les angles de diffusion est porteuse d'information sur la structure interne de l'échantillon. Elle reste, encore aujourd'hui, largement utilisée pour l'étude des cristaux de toutes sortes. Depuis le début du XX^e siècle, elle a profité de nombreuses améliorations technologiques notamment dans le domaine de la détection de rayons X, de l'informatique et des sources. Les dispositifs à rayonnement synchrotron ont en effet permis aux cristallographes d'accéder à des sources de rayonnement X intenses, peu divergentes et surtout parfaitement monochromatiques, contrairement aux tubes filtrés qui peuvent présenter une dispersion d'énergie relativement élevée.

Récemment, plusieurs équipes de recherche se sont intéressées à l'étude de la matière amorphe par l'ADXRD. Certaines se sont directement inspirées de la cristallographie en utilisant des géométries intégrant un imageur 2D tel que présenté en Fig. II.2 [32]. Cette technique est appelée Wide, Small ou Ultra Small Angle X-ray Scattering (WAXS, SAXS ou USAXS) suivant la gamme d'angle considérée. D'autres ont préféré mesurer l'intensité de diffusion angle par angle, le long d'un rayon de la figure de diffraction, ce qui est suffisant car dans le cas des amorphes, la figure de diffraction est de symétrie centrale. C'est le cas de Douglas Peplow et Kuruvilla Verghese qui publient en 1998 une étude réalisée en synchrotron sur la mesure des facteurs de formes de différents matériaux : plastiques (PMMA, polycarbonate, kapton), tissus animaux (gras, muscle, rein et foie de porc et bœuf ainsi que du cœur de porc et du sang de bœuf), du tissu de sein humain, de l'eau et de la formaline. [33]

Le dispositif utilisé est présenté en Fig. II.3. L'intensité de diffusion est mesurée grâce à un détecteur pouvant pivoter par rapport au centre de l'échantillon et ne mesurant l'intensité que dans une unique direction à la fois, formant un angle θ avec le faisceau incident. Les valeurs de θ sont ainsi balayées en faisant pivoter le détecteur, afin de balayer celles de χ . Le faisceau synchrotron est envoyé sur l'échantillon placé dans un récipient de PMMA, fermé par un film de kapton. Un réseau fin de fentes, appelé fentes de Söller, est utilisé comme collimation pour fixer l'angle de mesure. Deux configurations sont possibles : une première dite en réflexion car la diffusion est observée en surface de l'échantillon et une autre dite en transmission où le signal diffusé provient du cœur de l'échantillon. Deux mesures ont été effectuées. L'une a été réalisée avec un faisceau de 20 keV, le signal étant mesuré entre 1 et 110°, à des intervalles de 0,25°, l'autre avec un faisceau de 8 keV entre 1 et 60°, tous les 0,25°. La combinaison de ces deux séquences d'acquisition permet de balayer une plus grande gamme en χ qu'en en utilisant qu'une seule. Le temps d'acquisition n'était pas fixe suivant les échantillons, la contrainte étant seulement d'atteindre un rapport signal sur bruit inférieur à 1%. Au final le temps variait de 20 minutes à 2 heures.

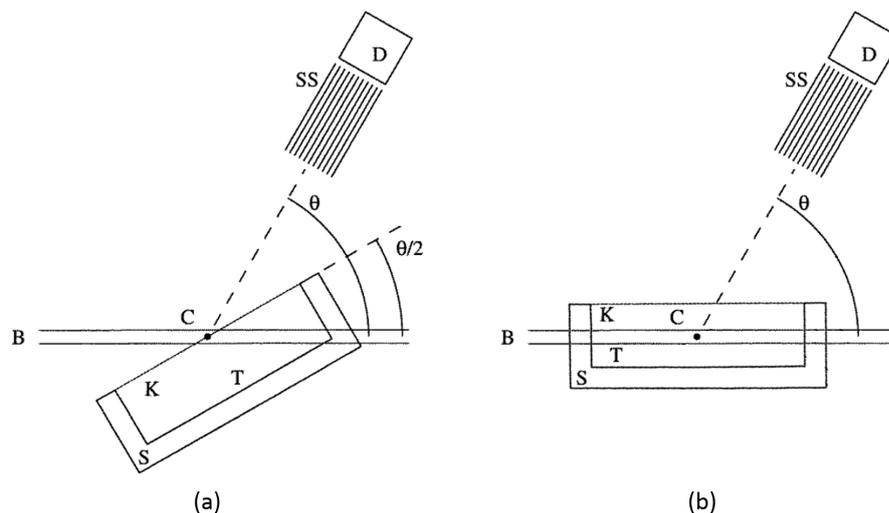


FIGURE II.3 – Vue schématique du dispositif de Peplow et Verghese en configuration de réflexion (a) et de transmission (b). L'échantillon T est placé dans le récipient S recouvert d'un film de kapton K. B désigne le faisceau de rayons X. SS représente les fentes de Söller, D le détecteur. C est le centre de rotation. Adapté de [33].

Le traitement des données utilise une simulation de type Monte-Carlo du spectre théorique pour des grandes valeurs de χ où le modèle atomique suffit à estimer le facteur de forme. L'ajustement réalisé entre les données et la simulation permet ensuite de remonter à un certain

nombre de paramètres qui sont exploités pour calculer le facteur de forme moléculaire dans le reste du spectre.

La Fig. II.4 présente différents résultats obtenus, comparés au modèle atomique, ainsi qu'au résultat d'une autre équipe pour l'eau. L'ordonnée de ces courbes F/\sqrt{W} représente le facteur de forme mesuré divisé par la racine de la masse volumique du matériau. Du fait d'une grande précision des mesures, les signatures obtenues par Peplow et Verghese ont été très souvent utilisées au cours de cette thèse.

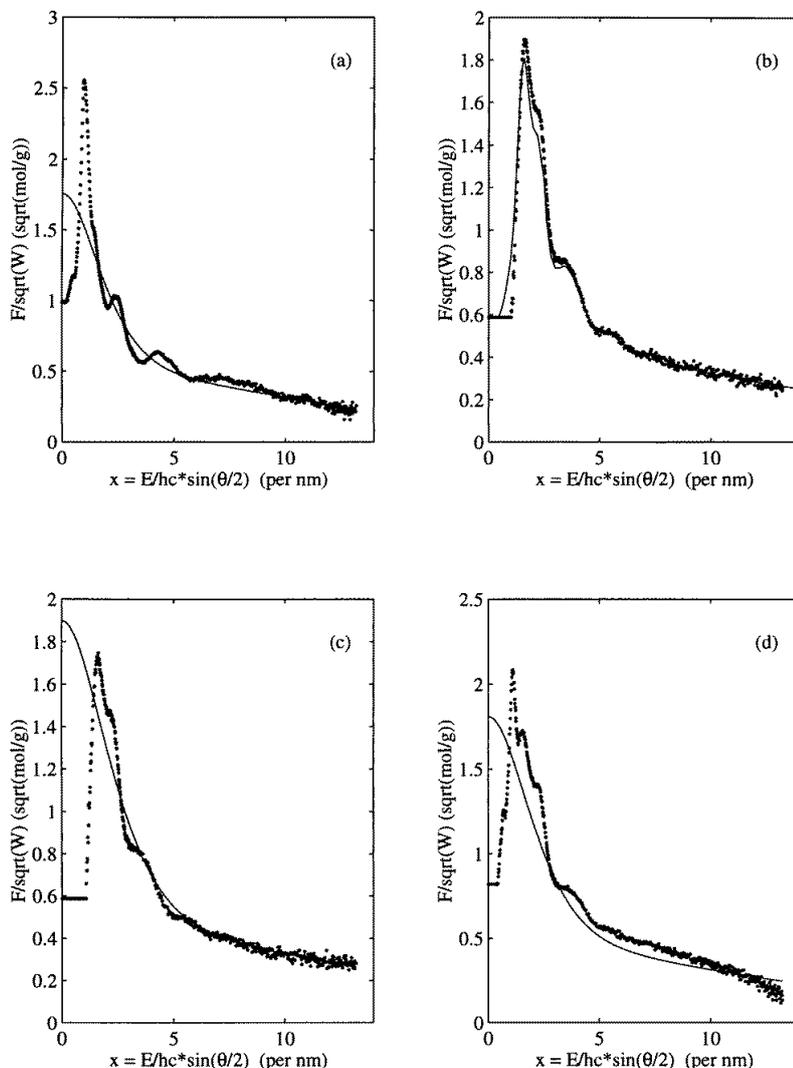


FIGURE II.4 – Résultats obtenus par Peplow et Verghese pour la mesure du facteur de forme (courbe pointillée) du PMMA (a), de l'eau (b), du sang de bœuf (c) et du tissu mammaire (d) comparée au modèle atomique (courbe pleine) sauf dans le cas de l'eau où elle est comparée aux résultats de Nerten publiés en 1970. [33]

Parmi les emplois récents de cette technique, on peut citer les travaux de Konstantinidis et son équipe de l'UCL, publiés en 2012 [34].

II.2 Mesure du rayonnement diffusé par dispersion d'énergie

La méthode de mesure du rayonnement diffusé par dispersion d'énergie est plus récente. Elle trouve son origine dans les travaux de Geoffrey Harding qui décide d'utiliser un détecteur spectrométrique au germanium, associé à un tube classique à rayon X non filtré, pour mesurer les signatures de diffraction de différents matériaux amorphes, notamment des plastiques, qu'il compare à celles obtenues par d'autres équipes lors de manipulations ADXRD [35]. Le dispositif employé est présenté en Fig. II.5.

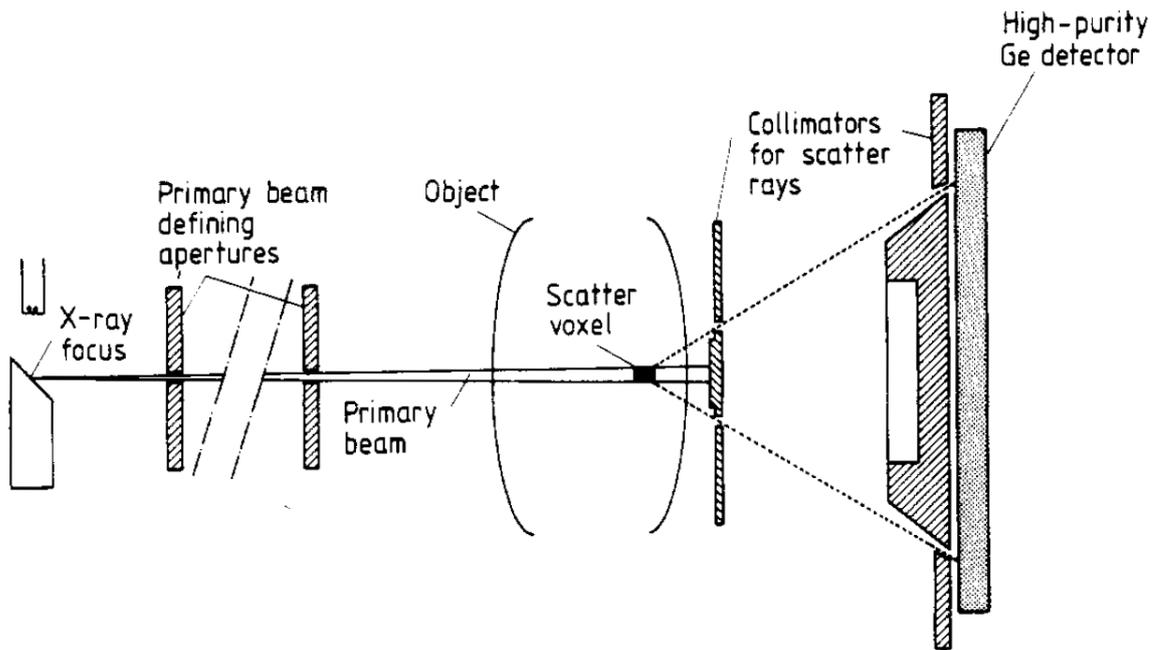


FIGURE II.5 – Schéma du dispositif utilisé par Harding. [35]

Le tube est utilisé à 100 kV et 5 mA. Un premier élément de collimation permet d'envoyer un faisceau primaire en pinceau sur l'objet. Un second élément permet de fixer l'angle auquel le signal de diffusion est mesuré à $3,6^\circ$, bloque le signal transmis et permet aussi de ne récupérer le signal que d'un seul élément de l'objet, long de 5 mm dans la direction du faisceau. Le détecteur choisi est à base de germanium de haute pureté, semi-conducteur, ce qui permet une mesure spectrométrique du signal. Il se présente sous la forme d'une plaque à deux dimensions, perpendiculaire au faisceau incident, permettant alors de récupérer l'ensemble du signal diffusé à l'angle fixé par la collimation secondaire. Le dispositif est ainsi semblable à celui présenté en Fig. II.2 pour lequel on ne récupérerait qu'un seul anneau, l'imageur étant ici résolu en énergie.

Le traitement utilisé vise à éliminer différents éléments : le rayonnement de fond (principalement dû aux éléments collimateurs), la non-uniformité en énergie de l'intensité du spectre incident, le rayonnement multiple et l'atténuation de l'objet. Le premier est mesuré dans les éléments masqués du détecteur puis soustrait. Pour le second, le spectre incident est estimé par une mesure en plein flux, c'est-à-dire sans objet, puis utilisé pour normaliser les spectres mesurés avec objet. Comme cela augmente le bruit aux extrémités du spectre, des seuils en énergie sont appliqués, ce qui limite le spectre à des valeurs d'énergies correspondant à $0,8$ et $1,8 \text{ nm}^{-1}$. Le rayonnement multiple est déjà fortement réduit par l'utilisation d'une collimation radiale. Harding a, de plus, montré dans une publication précédente que ce rayonnement se présente

sous la forme d'un terme constant en χ et qu'il n'est donc pas préjudiciable pour le reste du traitement. Enfin, l'atténuation est estimée par l'intermédiaire du rayonnement transmis.

Les auteurs montrent ensuite le résultat qu'ils obtiennent lors de la mesure du spectre d'un échantillon de polyéthylène et le compare aux résultats obtenus avec un diffractomètre par Kossanetsky (système ADXRD). Ceci est présenté en Fig. II.6. Bien que le spectre obtenu par diffractomètre soit plus résolu que celui obtenu par EDXRD, le premier a été mesuré en deux heures contre 100 s pour le second. Harding estime la dose déposée dans la partie irradiée à 200 mGy.

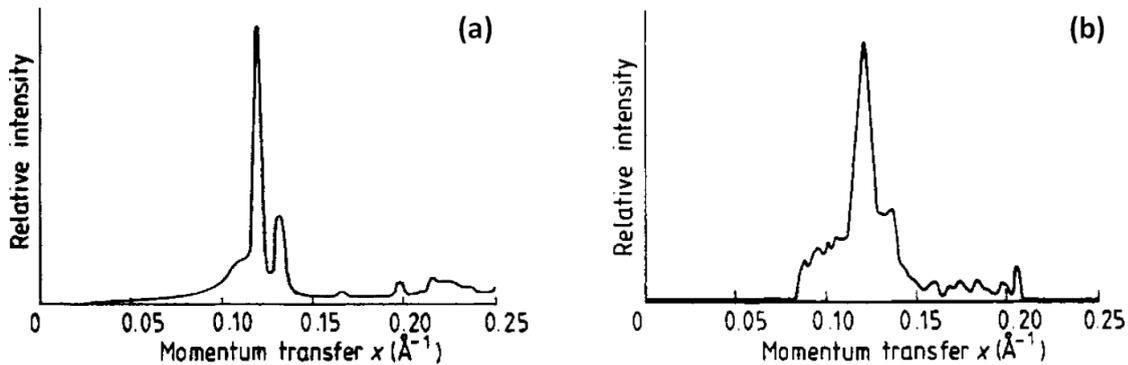


FIGURE II.6 – Résultat de mesure de spectre de diffusion d'un échantillon de polyéthylène, par diffractomètre (résultat publié antérieurement) (a) et par la géométrie EDXRD présentée (b). [35]

D'autres résultats, réalisés sur une boîte de $50 \times 50 \text{ mm}^2$ contenant quatre cylindres de différents plastiques (dans l'ordre, de en haut à gauche à en bas à droite, polyoxyméthylène, téflon, nylon et PMMA) et remplie d'eau, sont présentés. Il s'agit ici de plusieurs images d'intensité de diffusion de l'objet en fonction de la valeur de χ . Les images, présentées en Fig. II.7, sont obtenues en balayant l'objet dans deux directions. La résolution des images est estimée à $5 \times 0,5 \text{ mm}^2$, la résolution en χ étant, quant à elle, de 5%.

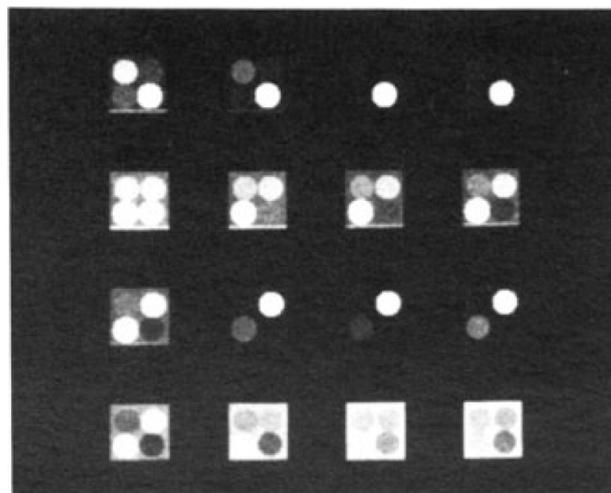


FIGURE II.7 – Ensemble de 16 images de diffusion d'un échantillon de plastique et d'eau. Chaque image est obtenue à une valeur de χ différente. χ varie de $0,8 \text{ nm}^{-1}$ en haut à gauche à $1,8 \text{ nm}^{-1}$ en bas à droite par intervalles de $0,067 \text{ nm}^{-1}$. [35]

La publication se termine ensuite sur une discussion à propos de l'utilité d'employer cette méthode dans le cadre de la détection et l'imagerie de l'ostéoporose. Les résultats préliminaires

présentés sont encourageants et montrent une différence non négligeable entre le signal de diffusion d'un os sain et celui d'un os malade.

C'est aussi cette technique qu'ont utilisée Kidane et son équipe en 1999 [28] et Ryan et Farquharson en 2007 [29]. On peut aussi citer d'autres travaux comme ceux de King, Landheer et Johns en 2011 [36], ceux de Schlesinger et Bomsdorf en 2012 [37] ou ceux de Cernik et son équipe (système TEDDI) [38], entre autres. Ce dernier système présente de bons résultats en terme de résolution spatiale d'imagerie mais la faible sensibilité du système, due à une collimation extrêmement fine, entraîne des temps d'acquisition longs. De plus, il est basé sur l'utilisation d'un rayonnement synchrotron. Ce système est ainsi très intéressant pour des applications en contrôle non-destructif mais s'envisage peu pour des applications médicales.

II.3 Coherent Scatter Computed Tomography

À partir d'un système assez similaire à l'EDXRD, certaines équipes ont envisagé la possibilité d'introduire une reconstruction analogue à celle utilisée en tomographie (CT pour *Computed Tomography*). Cette technique, appelée parfois Coherent Scatter Computed Tomography (CSCT) ou Energy-Dispersive X-Ray Diffraction Computed Tomography (EDXRDC), a elle aussi été développée par Harding, avant même l'EDXRD, en 1985 [22]. L'idée de base est de ne pas utiliser de collimateur secondaire, reconstruire les données acquises afin de lever le mélange d'information et produire ainsi une coupe 2D de l'objet, à la manière du CT habituel. La Fig. II.8 présente le système CSCT proposé par Harding.

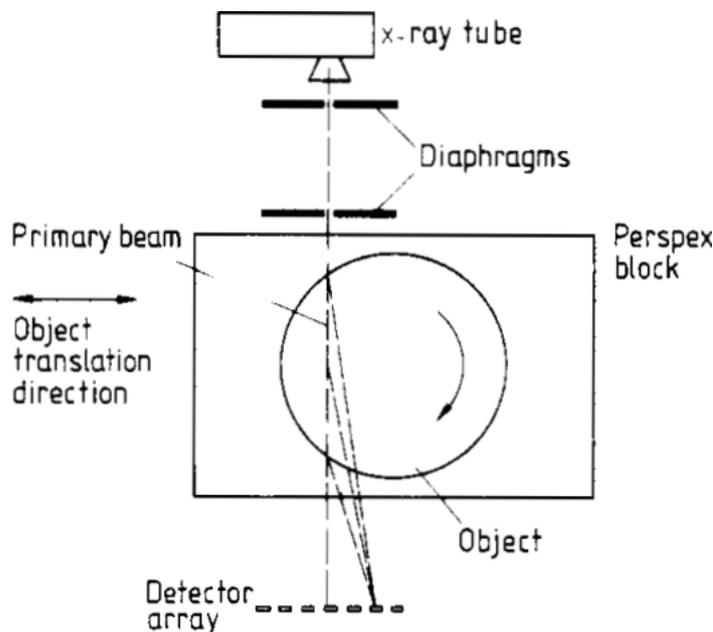


FIGURE II.8 – Schéma d'un dispositif CSCT. [22]

Contrairement au CT classique, tout l'objet n'est pas illuminé en même temps par un faisceau en éventail ou en cône mais par parties successives à l'aide d'un faisceau en pinceau. On considère l'axe x perpendiculaire au faisceau incident dans le plan du système et l'axe z parallèle au faisceau. La distance entre l'objet et le détecteur étant largement supérieure aux dimensions de l'objet, on fait l'approximation que tout le signal diffusé provient de l'objet avec un même angle de diffusion. Pour une acquisition à une position x dans l'objet, le signal atteignant un pixel donné correspondant à un angle de diffusion θ vaut :

$$N_{det}(x, \theta, E) = N_0(E) \exp\left(-\int_0^L \mu(x, z, E) dz\right) \int_0^L \frac{d\sigma_s}{d\Omega}(x, z, \theta, E) dz \quad (\text{II.1})$$

où E désigne l'énergie, μ le coefficient linéaire d'atténuation, $d\sigma_s/d\Omega$ la section efficace de diffusion cohérente, définie à l'Eq. I.8 et N_0 le spectre incident.

$N_0(E) \exp\left(-\int_0^L \mu(x, z, E) dz\right)$ est donné par la mesure d'atténuation de l'objet. En traduisant l'objet dans la direction x on obtient donc un sinogramme, projection des intensités de diffusion dans l'objet. La rotation de l'objet nous permet ensuite d'obtenir plusieurs sinogrammes qui vont alors permettre de reconstruire l'image de l'objet étudié en utilisant par exemple un algorithme de rétroprojection filtrée. La Fig. II.9 présente les résultats obtenus par Harding sur un fantôme de l'American Association of Physicists in Medicine (AAPM) classiquement utilisé pour l'évaluation d'un système CT. Il s'agit d'un disque de PMMA dans lequel est fixé des inserts de 2,5 cm de différents plastiques. Le détecteur utilisé n'est pas spectrométrique. Il est de ce fait important de remarquer que la mesure à différents angles ne reflète pas le balayage des valeurs de χ mais plutôt une variation de la sensibilité du système à un matériau donné, sa signature étant plus ou moins comprise, suivant l'angle, dans les limites du spectre incident.

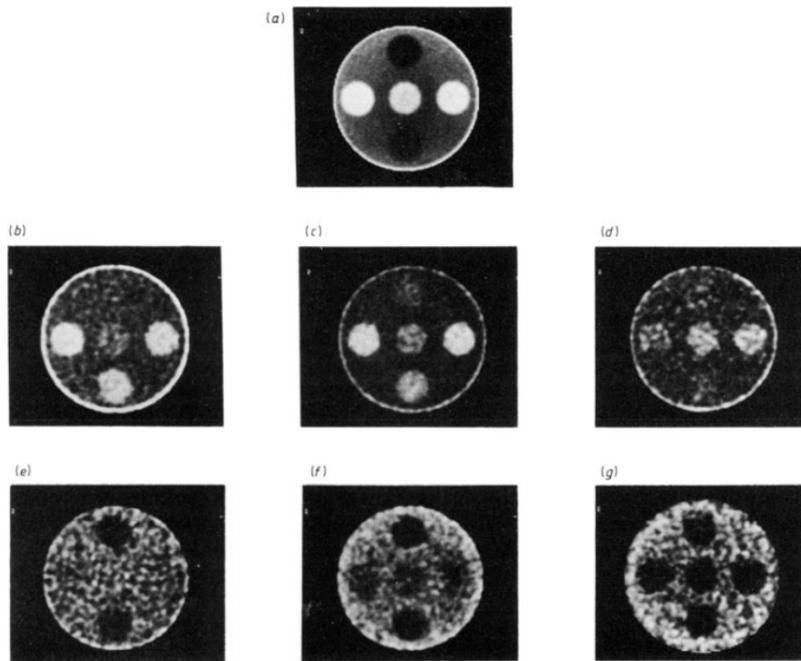


FIGURE II.9 – Image par CT et CSCT à différents angles d'un fantôme de l'AAPM. (a) CT; (b) 1,2°; (c) 1,9°; (d) 2,8°; (e) 3,5°; (f) 4,3°; et (g) 6,1°. [22]

On constate qu'un tel système génère bien un contraste entre les différents éléments du fantôme, ce contraste étant parfois meilleur entre certains matériaux en CSCT qu'en CT. Il y a donc ici un intérêt indéniable à considérer cette technique.

En 2010, Sylvia Pani et ses collègues présentent une publication concernant l'utilisation du CSCT dans un contexte médical [30]. L'étude porte sur des échantillons normaux, tumoraux bénins et cancéreux de sein. Le système est légèrement différent puisqu'il intègre un détecteur spectrométrique et la mesure est effectuée à angle fixe : on peut ainsi réaliser des images à différentes valeurs de χ en une séquence de mesure. Le reste est identique : l'objet subit une rotation tout en étant traduit à chaque étape de rotation pour l'illuminer entièrement, afin de

déterminer les différentes projections. Les données sont ensuite rétroprojetées pour obtenir les images.

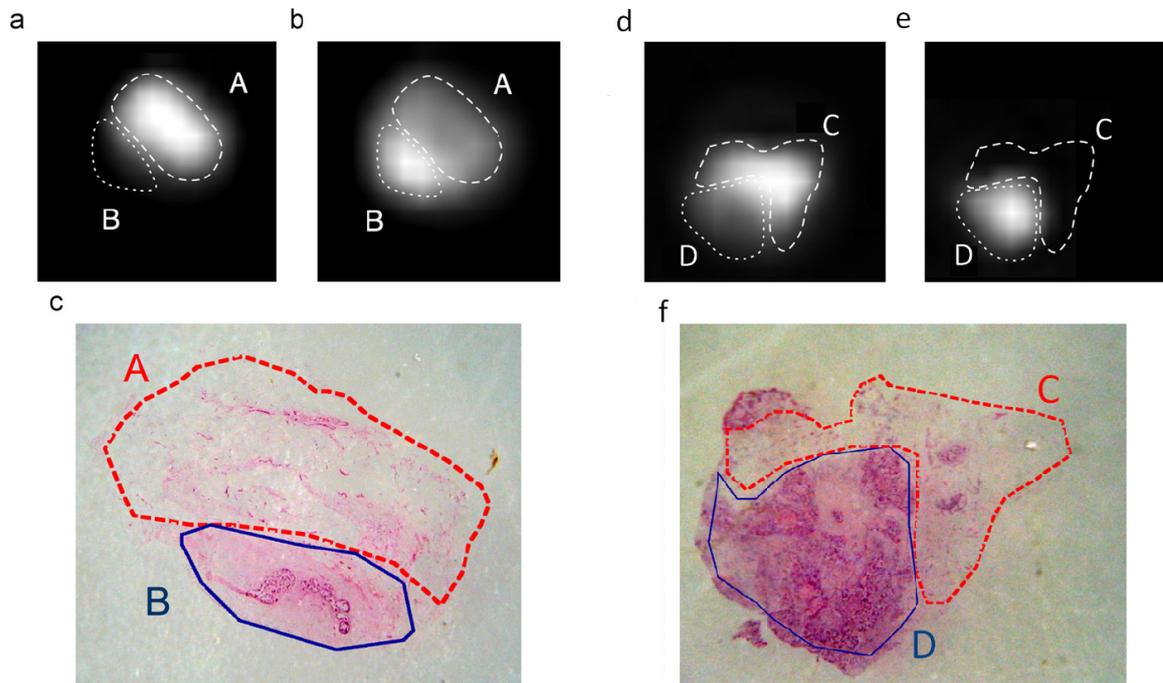


FIGURE II.10 – Coupe histologique et image par CSCT de deux échantillons de tissus mammaires humains. Le tissu présenté en (c) est composé de tissu adipeux A et de tissu fibreux B. Il est imagé par CSCT à $1,1 \text{ nm}^{-1}$ (a) et à $1,6 \text{ nm}^{-1}$ (b). Le tissu présenté en (f) est quant à lui composé de tissu adipeux C et de tissu cancéreux D. Il est lui aussi imagé à $1,1 \text{ nm}^{-1}$ (d) et à $1,6 \text{ nm}^{-1}$ (e). Adapté de [30]

Deux exemples de réalisations sont présentés en Fig. II.10. Ces résultats montrent clairement que la diffusion permet d’imager des tissus mammaires en créant un contraste non négligeable entre tissu adipeux et tissus fibreux et cancéreux (sous-images a,b,d et e). Ces deux derniers semblent cependant avoir un comportement proche. Ceci est confirmé par la Fig. I.25 qui donne la mesure de la signature des différents tissus par Pani, montrant que les signatures des tissus fibreux et cancéreux sont effectivement plus proches que celle du tissu adipeux.

D’autres travaux ont été publiés sur le CSCT en médical, comme par exemple ceux de Kleuker et son équipe en 1998 [39] ou encore ceux de Ghamraoui et Badal en 2014 qui simulent et comparent des configurations EDXRD et CSCT [40].

Si le CSCT présente des résultats intéressants, il souffre toutefois d’un handicap majeur : un temps d’acquisition extrêmement long (un peu plus de trois heures pour les acquisitions de Pani) et donc une application *in vivo* inenvisageable (du fait d’une dose délivrée trop importante), de même qu’en *ex vivo* où une étude anatomopathologique sera au final moins longue et plus précise.

II.4 Utilisation de masques codés

Le dernier système présenté est proposé par une équipe de l’Université de Duke. Leurs travaux dans le domaine de l’imagerie par diffusion sont récents mais ils se montrent assez prolifiques avec près d’une dizaine de publications en quelques années. Leur système est basé

sur une configuration EDXRD simple associée à l'utilisation de masques codés, collimations formées d'ouvertures sous la forme d'un ensemble de fentes ou formant un motif particulier et pouvant être utilisées en tant que collimation primaire [41] ou secondaire [42, 43, 44]. Ces éléments permettent de coder spatialement soit l'illumination de l'objet dans le cas d'une collimation primaire soit la détection du rayonnement diffusé dans le cas d'une collimation secondaire. Dans les deux cas, cela permet, par le biais d'une reconstruction, de caractériser un échantillonnage spatial de l'objet et ainsi en fournir une image spécifique. Parmi leurs résultats les plus récents figure une étude d'imagerie de diffusion par dispersion d'énergie utilisant leur système de masques codés, effectuée sur des échantillons de tissus mammaires sains et cancéreux. Un schéma du système est présenté en Fig. II.11 et des résultats sont présentés en Fig. II.12 [43].

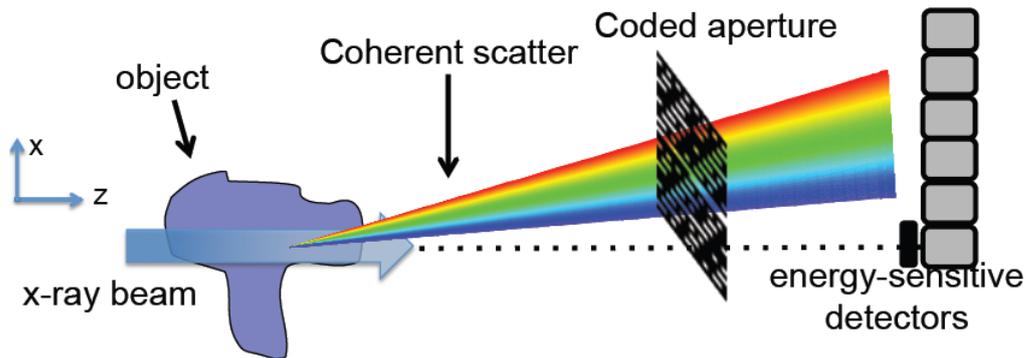


FIGURE II.11 – Représentation schématique du système EDXRD intégrant un masque codé proposé par Greenberg et al. [43]

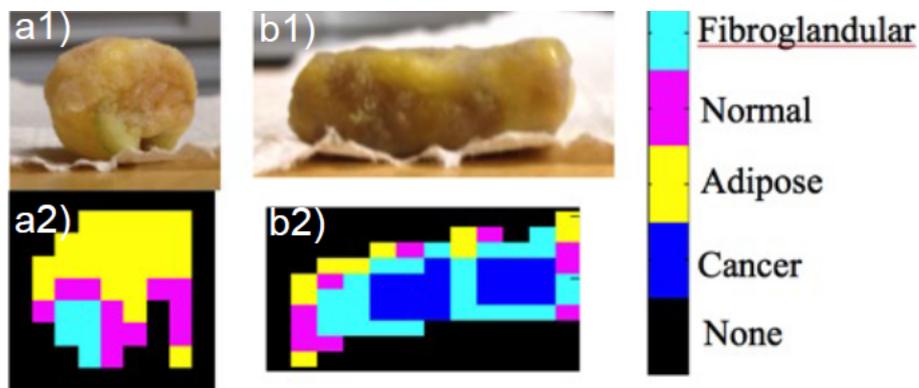


FIGURE II.12 – Photographies d'échantillon de tissus mammaires (a1 et b1) et résultat de leur analyse par le système proposé par Greenberg et al. (a2 et b2). [43]

D'autres résultats, cette fois-ci comparés à une étude histologique, ont été présentés récemment à la conférence SPIE Medical Imaging 2016 (Fig. II.13).

Les travaux menés par cette équipe sont proches de ce que nous avons souhaité mettre en place dans cette thèse. Leur système exploite l'information spatiale qu'apporte le masque codé associé à un détecteur pixellisé et résolu en énergie. On peut remarquer toutefois qu'ils n'envisagent pas, pour le moment, l'application *in vivo*, leur système présentant comme désavantage d'utiliser un détecteur CdTe dont les performances ne sont pas optimisées pour une mesure spectrométrique fine (ME100 de Multix).

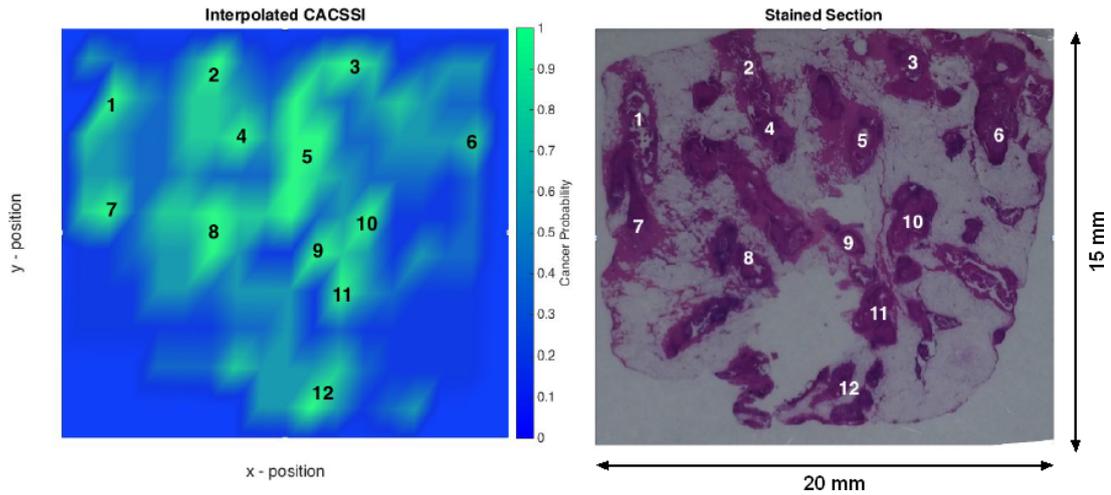


FIGURE II.13 – Gauche : Résultats de mesure du système CACSSI (Coded Aperture Coherent Scatter Spectral Imaging) de Duke University sur une coupe de tissus mammaire cancéreux. Droite : Analyse histologique de l'échantillon. Les parties numérotées correspondent à du tissu cancéreux. [45]

II.5 Système proposé

Cette thèse a elle aussi pour but l'étude d'un système d'imagerie spécifique d'un objet à partir de rayonnement diffusé et cherche à exploiter l'information spatiale contenue dans une acquisition multipixel basée sur l'EDXRD. Les paragraphes précédents ont en effet montré que l'ADXRD comme le CSCT souffre de temps d'acquisition longs ce qui ne paraît pas adapté pour une approche *in vivo* malgré de très bons résultats. Par ailleurs, la configuration EDXRD est plus adaptée à l'imagerie car elle permet de s'affranchir du déplacement du détecteur (ou de l'utilisation d'une ligne de pixel) de l'ADXRD pour acquérir le signal de diffusion issu d'un voxel, un seul pixel statique étant suffisant en EDXRD. Un détecteur pixellisé à deux dimensions pourrait ainsi permettre, dans cette configuration, l'image à deux dimensions d'un objet. Notre choix s'est donc porté sur cette configuration.

La pixellisation du détecteur apporte directement une information spatiale sur l'objet. En effet, comme cela est présenté en Fig. II.14, chaque pixel, grâce à la collimation, va voir une partie différente de l'objet. Cependant, ces zones inspectées vont se chevaucher ce qui va nécessiter une reconstruction spatiale des données mesurées afin d'associer les matériaux détectés à une position réelle dans l'objet. Ce point sera abordé au chapitre IV.

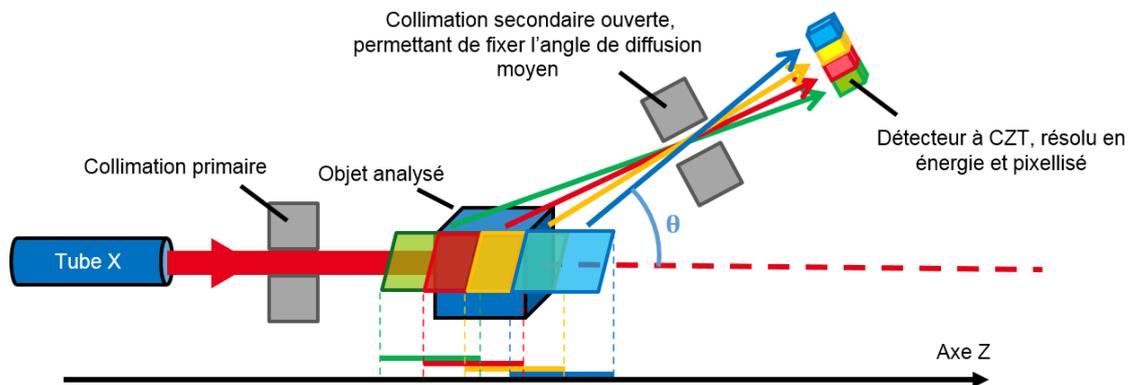


FIGURE II.14 – Principe d'une acquisition EDXRD multipixel

Notre système vise par ailleurs à exploiter au maximum les technologies du LDET en matière de détecteurs CdTe et CZT, notamment en intégrant la surpaxellisation au traitement des données. Cela permet de réduire les zones vues par les différents pixels (devenus virtuels) du détecteur, impliquant alors une amélioration des performances du système puisque la résolution spatiale est ainsi accrue, de même que la résolution en χ , la distribution d'angles de diffusion vus par chaque pixel étant réduite. Au final, la surpaxellisation permet d'avoir les avantages d'une réduction réelle de la taille des pixels du détecteur sans en avoir l'inconvénient majeur : l'augmentation du partage de charge qui dégrade les performances en mesure d'énergie (voir §I.3.3).

Les chapitres suivants présentent plus en détail le travail réalisé autour de ce système, notamment, dans un premier temps, sa modélisation et sa simulation, puis les différents traitements développés pour parvenir à la constitution d'une image spécifique en matériau et enfin les résultats d'une étude de dimensionnement de la collimation secondaire. Ces différentes parties sont accompagnées de validations expérimentales.

Chapitre III

Modélisation du système de mesure et simulation

Ce chapitre vise à présenter la modélisation et l'outil de simulation du système de mesure de rayonnement diffusé utilisé lors de la thèse et présenté au chapitre précédent. Le but de cette simulation, élaborée à partir d'un modèle analytique, est de pouvoir considérer indépendamment les différents éléments du système afin d'étudier leurs impacts respectifs sur le spectre mesuré ou de réaliser une étude de dimensionnement. Cette simulation permettra d'évaluer et comparer les performances de systèmes simulés, ainsi que de pouvoir tester les différents éléments du traitement des données présenté au chapitre IV.

La première partie du chapitre est consacrée à la modélisation mathématique du système, dans un premier temps dans un cas monopixel puis ensuite pour un système intégrant plusieurs pixels. Les différents éléments de la simulation, basés sur la modélisation, sont ensuite décrits. Pour finir, une validation expérimentale de l'outil de simulation, réalisée à l'aide du détecteur Minigami, est présentée.

III.1 Système de mesure de diffusion et modèle direct

III.1.1 Système monopixel

Comme nous l'avons vu au paragraphe II.5, le système de mesure de rayonnement diffusé étudié lors de cette thèse est de type EDXRD. On se propose dans un premier temps d'étudier le cas d'un détecteur non pixellisé, où un unique spectre de diffusion est mesuré par le détecteur. Un tel système est présenté en Fig. III.1.

Le système comporte plusieurs éléments :

- Un tube à rayons X (source polychromatique) (1);
- Un collimateur primaire placé entre la source de rayons X et l'objet inspecté et destiné à restreindre le rayonnement X incident sur l'objet en un faisceau en pinceau ;
- Un échantillon que l'on souhaite analyser, présentant une atténuation (2) et une signature de diffusion caractéristique, grandeur que l'on souhaite récupérer afin de caractériser l'objet analysé (3);
- Un collimateur secondaire permettant de fixer l'angle de diffusion θ moyen sous lequel le pixel voit l'objet (4);
- Un détecteur à CZT, résolu en énergie, placé derrière le collimateur secondaire et permettant la mesure en énergie du spectre diffusé par l'objet analysé (5).

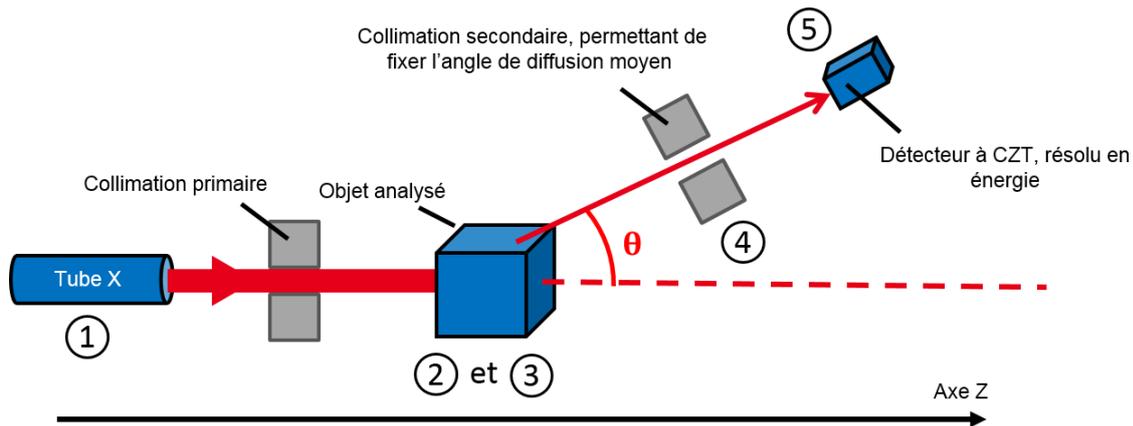


FIGURE III.1 – Système de mesure de rayonnement diffusé de type EDXRD dans le cas d'un pixel unique.

Chacun de ces éléments va influencer à sa manière sur le spectre de diffusion mesuré par le détecteur :

- le nombre de photons arrivant sur l'objet analysé n'est pas constant selon l'énergie. Le spectre incident a donc une certaine forme décrite par la théorie de l'émission de rayons X par un tube X (voir §I.1) ;
- l'atténuation de l'objet analysé va déformer le spectre incident selon une loi dépendante de l'énergie et du ou des matériaux traversés (Eq. I.2) ;
- la signature de diffusion du matériau va elle aussi déformer le spectre incident ;
- la collimation secondaire a pour but de fixer un angle de diffusion moyen et une position selon l'axe Z visualisée dans l'objet. En réalité, cette collimation ne pouvant être infiniment fine, elle va définir une distribution d'angle de diffusion centrée sur un angle moyen, les photons atteignant le détecteur provenant d'une certaine zone dans l'objet, appelé volume d'inspection. L'intensité de diffusion traversant la collimation n'étant pas constante le long du volume d'inspection, la collimation secondaire va ainsi correspondre mathématiquement à une distribution bidimensionnelle, fonction de l'angle de diffusion θ et de la position z : elle entraîne, d'une part, un flou sur l'angle de diffusion des photons atteignant le détecteur, et, d'autre part, crée une indétermination sur la position d'origine des photons. Ainsi un photon détecté avec un angle de diffusion donné peut provenir d'une certaine gamme de positions dans l'objet (Fig. III.2a) de même qu'un photon émis de l'objet à une certaine position peut atteindre le détecteur avec différents angles de diffusion (Fig. III.2b) ;
- les imperfections du détecteur (voir §I.3.3) apportent, quant à elles, un flou sur la mesure de l'énergie des photons reçus par le détecteur.

Ces différents effets sont illustrés par la Fig. III.3, qui présente l'évolution du spectre incident lors de la diffusion cohérente de l'alumine Al_2O_3 .

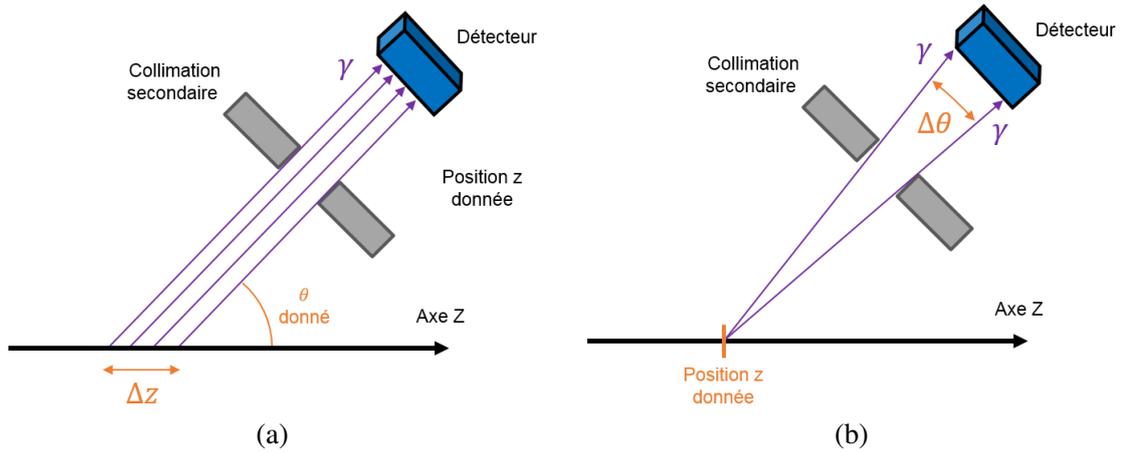


FIGURE III.2 – Effet de la collimation secondaire sur la mesure des photons de diffusion. (a) Distribution spatiale ; (b) Distribution angulaire.

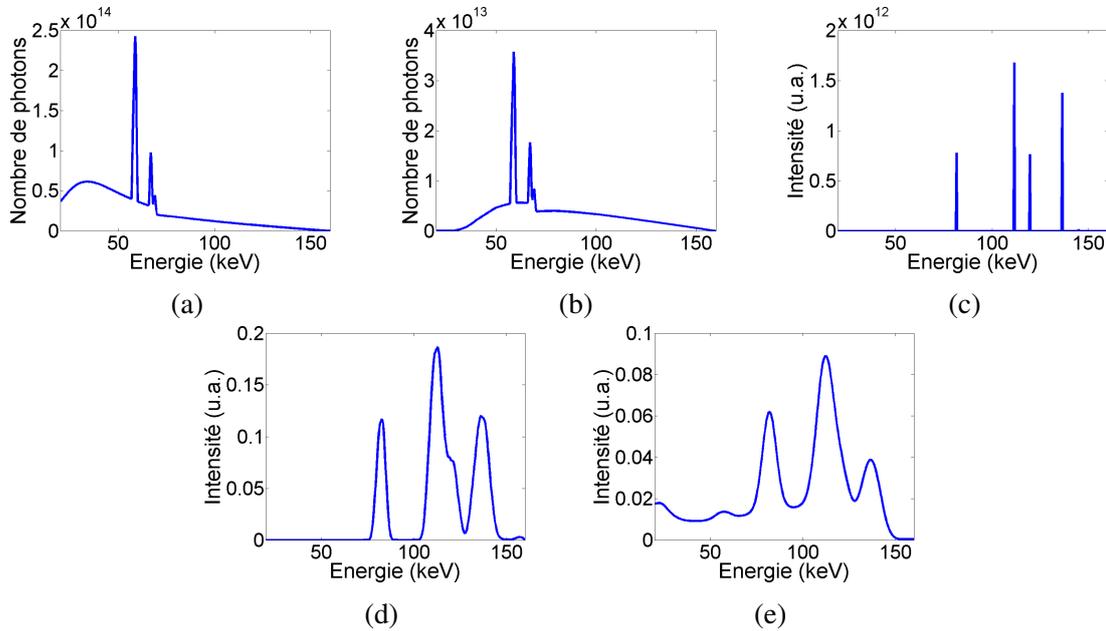


FIGURE III.3 – Effets sur le spectre incident des différents éléments d'un système EDXRD. (a) Spectre incident ; (b) Spectre incident atténué, effet de l'atténuation du matériau (2) ; (c) Spectre diffusé à l'angle moyen, effet de la fonction de diffusion du matériau (3) ; (d) Spectre diffusé à travers la collimation, effet de flou sur l'angle de diffusion de la collimation secondaire (4) ; (e) Spectre mesuré par le détecteur, effet de flou sur l'énergie mesurée des photons, dû à la DRM (5). Les sous-figures (c), (d) et (e) représentent des spectres en énergie, normalement exprimés en nombre de photons, mais sont ici représentées par des unités arbitraires du fait de données incomplètes sur les fonctions de diffusion des cristaux, ici l'alumine (voir §III.3.3)

La traduction mathématique de ces différentes influences donne l'équation suivante :

$$S(E_{det}) = \sum_{E_{inc}} \left(R_d(E_{inc}, E_{det}) S_{inc}(E_{inc}) Att(E_{inc}) \sum_{\chi} \sum_z (R_c(E_{inc}, \chi, z) F(z, \chi)) \right) \quad (III.1)$$

Où :

- E_{det} représente l'énergie détectée, E_{inc} représente l'énergie incidente, z représente la position dans l'objet selon l'axe du faisceau incident (axe Z, voir Fig. III.1). χ est le transfert de quantité de mouvement décrit par l'Eq. I.4.
- S = spectre de diffusion cohérente mesuré par le pixel, dépendant E_{det} .
- S_{inc} = spectre incident. Il donne le nombre de photons en sortie du tube à rayons X pour chaque E_{inc} et par unité d'angle solide.
- Att = transmission, grandeur prenant en compte les effets d'atténuation de l'échantillon avant et après la diffusion. Cette grandeur est exprimée en fonction de E_{inc} .
- F = fonction de diffusion du matériau constituant l'objet. Cette fonction peut varier en fonction de la position dans l'objet. C'est cette grandeur que l'on cherche à obtenir afin de caractériser les matériaux constituant l'objet analysé, et ce pour chaque position z .
- R_d = matrice de réponse en énergie du détecteur en diffusion. Il s'agit de la DRM, présentée au paragraphe I.3.3, décrivant les imperfections du détecteur.
- R_c = matrice de résolution angulaire et spatiale du système. Ce terme représente l'ouverture de la collimation primaire, qui définit un faisceau en pinceau, et celle de la collimation secondaire, qui, comme on l'a vu précédemment, ne sélectionne pas exactement un angle de diffusion donné mais plutôt une distribution centrée sur un angle moyen. Le pixel va ainsi voir l'objet sous une certaine distribution angulaire de même que sous une certaine distribution spatiale. On peut donc parler de « facteur de visibilité », fonction de l'angle de diffusion, de la position dans l'objet et du pixel considéré. Ce facteur est exprimé en $\text{cm}\cdot\text{sr}^2$ (voir §III.3.4). Un exemple de distribution angulaire de ce facteur est présenté en Fig. III.4a. Dans notre modèle, nous faisons le choix d'exprimer le facteur de visibilité non plus en fonction d'un angle mais d'un couple (E_{inc}, χ) . On exprime ainsi, en plus de l'ouverture de la collimation, le passage entre χ et E_{inc} à un angle θ donné. On détermine ainsi la distribution d'énergie des photons arrivant sur le détecteur, diffusant à un χ donné. Un exemple de distribution angulaire du facteur de visibilité en fonction de E_{inc} et χ est présenté en Fig. III.4b.

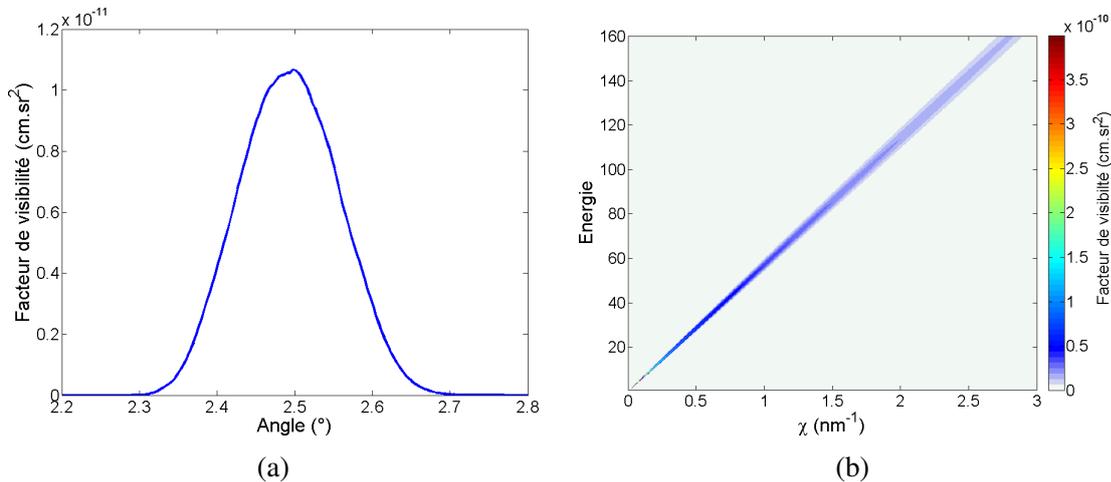


FIGURE III.4 – Exemple de distribution angulaire pour un pixel ayant un angle moyen de 2.5° . (a) Distribution en fonction de θ . (b) Distribution en fonction d'un couple (E, χ) .

III.1.2 Système multipixel

Notre système, dont on rappelle le schéma en Fig. III.5, intègre en réalité plusieurs pixels et fait ainsi intervenir une modélisation légèrement plus complexe.

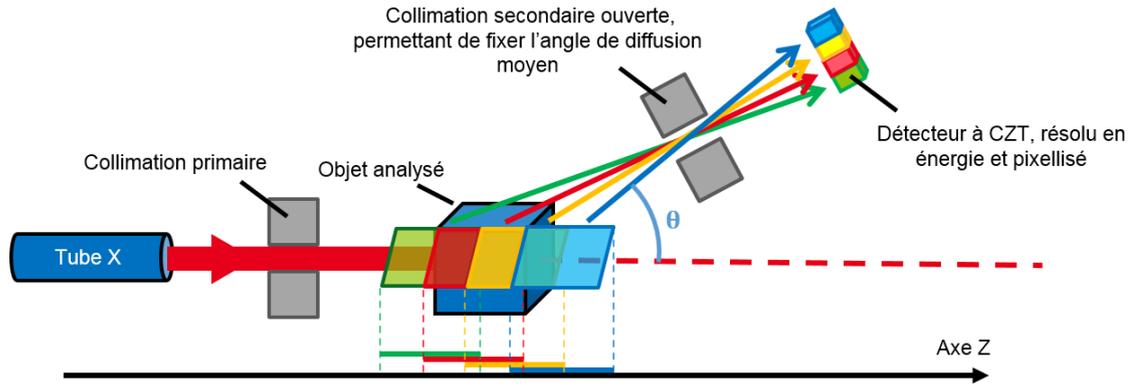


FIGURE III.5 – Système de mesure de rayonnement diffusé de type EDXRD dans un cas multi-pixel

Le spectre mesuré S devient ici dépendant du pixel considéré p du fait que la matrice de résolution angulaire et spatiale R_c devient elle même dépendante de p . En effet, chaque pixel va voir différentes parties de l'objet, chacune sous des distributions angulaires différentes. Cette différence entre pixel est cruciale car c'est elle qui permet de remonter à $F(z, \chi)$ et ainsi réaliser l'image en diffraction de l'objet selon l'axe Z , comme on va le voir au prochain chapitre.

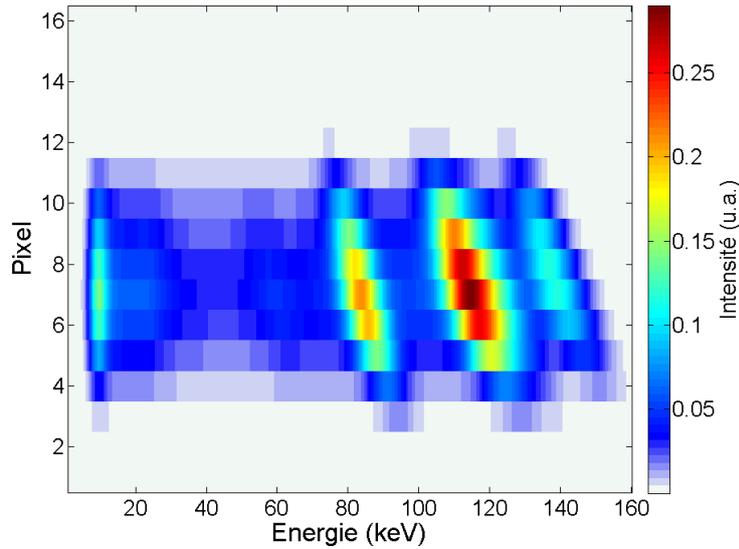
L'équation décrivant le modèle du système multipixel est similaire à celle du système monopixel :

$$S(p, E_{det}) = \sum_{E_{inc}} \left(R_d(E_{inc}, E_{det}) S_{inc}(E_{inc}) Att(E_{inc}) \sum_{\chi} \sum_z (R_c(p, E_{inc}, \chi, z) F(z, \chi)) \right) \quad (\text{III.2})$$

Comme on l'a vu précédemment, la matrice R_c décrit deux choses : la façon dont le système rend indéterminé l'angle de diffusion vu par le pixel et l'intensité de diffusion vers le pixel en fonction de la position dans l'objet. La première partie de la matrice peut être représentée par la somme de R_c selon z , que l'on notera $R_a(p\theta)$ (ou $R_a(p, E_{inc}, \chi)$), matrice de résolution angulaire associée au pixel p . La seconde partie, quant à elle, peut être représenté par la somme de R_c selon θ , notée $A(p, z)$, matrice d'intensité de détection par pixel p en fonction de la position z du matériau diffusant. On parlera aussi de matrice de correspondance entre position z et pixel p . Un exemple de simulation de ces matrices est présenté en Fig. III.14.

Dans le cas d'un système multipixel, S est donc représenté par une matrice à deux dimensions : pixel p et énergie mesurée E_{det} . Un exemple de spectre 2D, pour le cas de 2 cm d'alumine (Al_2O_3), est présenté en III.6.

Chaque ligne de cette matrice donne le spectre en énergie mesuré par chaque pixel du détecteur, tel que celui présenté en Fig. III.3e. On voit ainsi que, dans cet exemple, l'échantillon n'est pas vu par tous les pixels et que l'intensité de diffusion mesurée est plus forte sur certains pixels que sur d'autres. Par ailleurs, l'alumine étant un matériau cristallin, des pics de diffraction apparaissent. Ces pics ne sont pas situés à la même énergie pour tous les pixels, à cause du fait que la diffraction a lieu à une valeur précise de χ et que l'angle de diffusion moyen varie entre les pixels (voir §I.2.3, plus particulièrement Eq. I.4). On parlera de « décalage angulaire ».


 FIGURE III.6 – Exemple de spectre de diffusion multipixel (2 cm de Al_2O_3).

III.2 Système de mesure de transmission et modèle

Pour les besoins du traitement des données, abordé au chapitre IV, nous avons aussi dû mettre en place un dispositif, plus classique, de mesure du rayonnement transmis. Ce système est présenté en Fig. III.7. Un second détecteur spectrométrique est placé dans le faisceau incident atténué par l'échantillon afin d'estimer l'atténuation induite par l'objet.

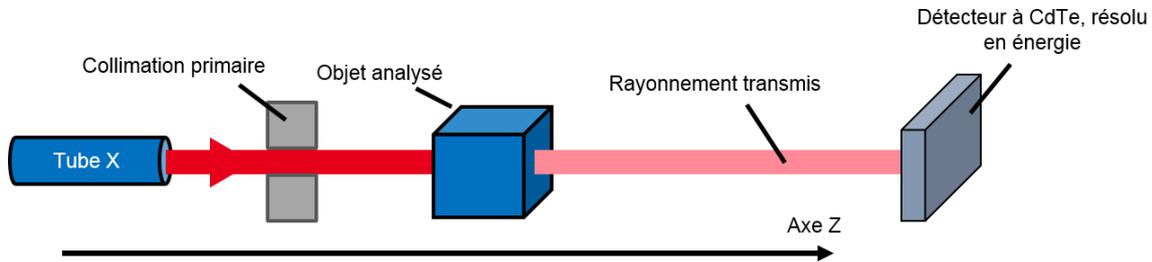


FIGURE III.7 – Système de mesure du rayonnement transmis.

Du fait de la faible valeur ($<10^\circ$) de l'angle θ lors des mesures de diffusion, on fera l'approximation que l'atténuation de l'échantillon le long des trajets vers les détecteurs en diffusion et en transmission est la même. A titre d'exemple, pour un échantillon de 10 cm selon l'axe Z, si la diffusion a lieu au début de l'échantillon à un angle de 10° , le chemin parcouru dans l'objet par le photon diffusé n'est supérieur que de 1.5% à celui parcouru par un photon non diffusé. On considère ici que le faisceau diffusé et le faisceau atténué sortent de l'échantillon par la même face ce qui sera toujours le cas sauf en de rares occasions où le faisceau incident serait rasant vis-à-vis de la surface de l'objet.

On établit le modèle suivant pour la mesure du rayonnement transmis :

$$T_{mes}(E_{det}) = \sum_{E_{inc}} (R_t(E_{inc}, E_{det}) S_{inc}(E_{inc}) Att(E_{inc})) \quad (\text{III.3})$$

où T_{mes} représente le spectre mesuré par le détecteur en transmission et R_t , la DRM de ce détecteur.

III.3 Simulation

Nous avons fait le choix dans cette thèse de simuler le système de manière analytique en se basant sur l'équation III.2. Cela rend possible une simulation modulaire, et donc l'exploitation de résultats intermédiaires, chaque élément du modèle étant simulé indépendamment.

III.3.1 Spectre incident

Le spectre incident émis par le tube à rayons X est estimé à partir d'un logiciel interne au laboratoire, nommé Sindbad [46]. Il est possible grâce à ce logiciel de calculer le spectre incident à partir de trois modèles différents : celui développé par Kramers [47], celui de Birch et Marshall [48] ou celui plus récent de Tucker [49]. Différents paramètres sont réglables, tels que la composition et l'angle de l'anode ou la filtration intrinsèque au tube ou additionnelle du spectre. En revanche, certains aspects, tels que la variation du spectre au sein de la tache focale, le vieillissement de l'anode ou la non-linéarité de la variation du flux d'émission en fonction du courant du tube, ne sont pas pris en compte.

La Fig. III.8 présente la simulation d'un spectre incident émis par un tube, dont la tension est de 160 kV et l'intensité 11,25 mA, en cinq minutes. L'angle de l'anode est de 17° et on considère une fenêtre de 0,8 mm de béryllium.

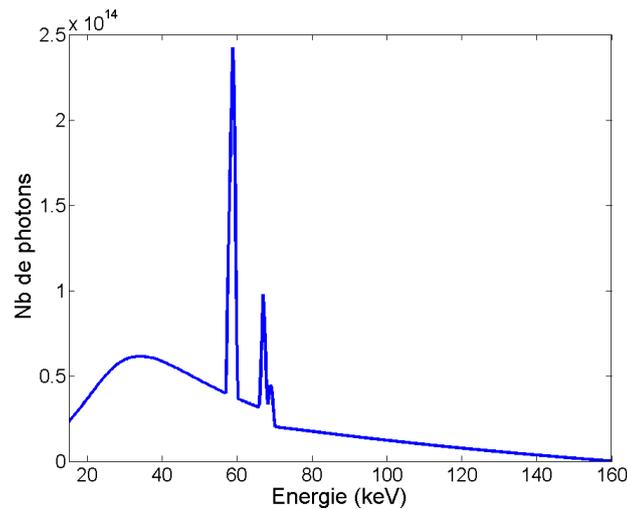


FIGURE III.8 – Simulation d'un spectre incident à 160 keV. Chaque canal d'énergie a pour largeur 0,3 keV

III.3.2 Atténuation

Comme nous l'avons vu au chapitre I, en particulier à l'Eq. I.1, la transmission de l'objet est calculée à partir de l'équation de Beer-Lambert. Le calcul de $Att(E_{inc})$ est ainsi présenté en Eq. III.4.

$$Att(E_{inc}) = exp\left(\sum_i -\mu_i(E_{inc})l_i\right) \quad (\text{III.4})$$

où l'indice i désigne les différents matériaux constituant l'objet, μ_i leur coefficient d'atténuation linéique et l_i leurs épaisseurs respectives selon l'axe du faisceau incident (Axe Z).

Les valeurs des coefficients d'atténuation linéique sont tabulées et de nombreuses bases de données existent, comme celles, par exemple, publiées par l'International Commission on Radiation Units & Measurements (ICRU).

La Fig. III.9 présente la transmission d'un objet de 2 cm dans les cas où il serait constitué de tissu adipeux, d'eau, d'aluminium ou de polystyrène. Plus la transmission est élevée, moins les rayons X sont atténués par l'objet. On voit ainsi que les matériaux légers (tissu, eau, polystyrène) sont moins atténuants qu'un métal tel que l'aluminium. On peut aussi remarquer les rayons X de basses énergies (<50 keV) sont plus atténués que ceux de hautes énergies.

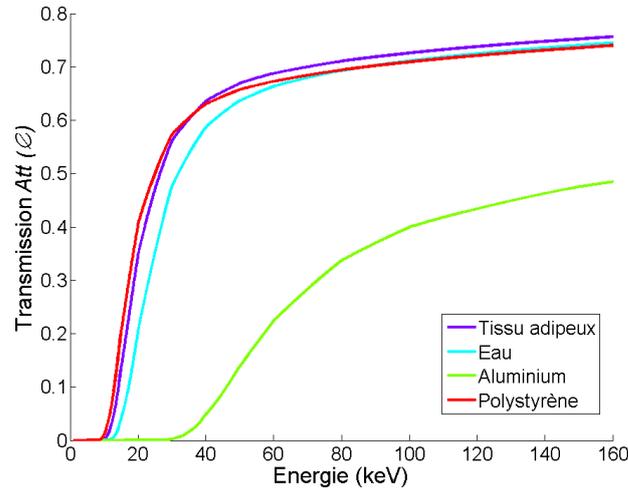


FIGURE III.9 – Transmission de différents matériaux.

III.3.3 Fonction de diffusion

Déjà évoquée au paragraphe I.2.3, la fonction de diffusion d'un matériau va être donnée par l'Eq. III.5 :

$$F(\chi, \theta) = N_{mol} r_e^2 \frac{1 + (\cos \theta)^2}{2} F_{coh}(\chi) \quad (III.5)$$

où N_{mol} représente le nombre de molécules par unité de volume, r_e est le rayon classique de l'électron et F_{coh} est le facteur de forme moléculaire du matériau. Ce dernier est obtenu par le biais de publications telles que celles de Peplow et Verghese [33], de Pani [30] ou encore de King [36], présentées au chapitre II. Comme θ est, dans notre cas, inférieur à 10° , on peut considérer que $\cos \theta \approx 1$ est que donc F ne dépend que de χ . Dans le cas des cristaux, les données concernant $F_{coh}(\chi)$ sont souvent incomplètes, ne donnant que les positions des pics et leurs intensités relatives et non les absolues. La simulation de la diffusion des cristaux nécessitera ainsi l'ajout d'un gain dépendant du matériau afin d'ajuster en intensité simulations et expériences. Ce ne sera pas le cas des matériaux amorphes, pour lesquels les intensités absolues de F_{coh} sont récupérées.

Différents exemples de fonctions de diffusion sont présentés en Fig. III.10.

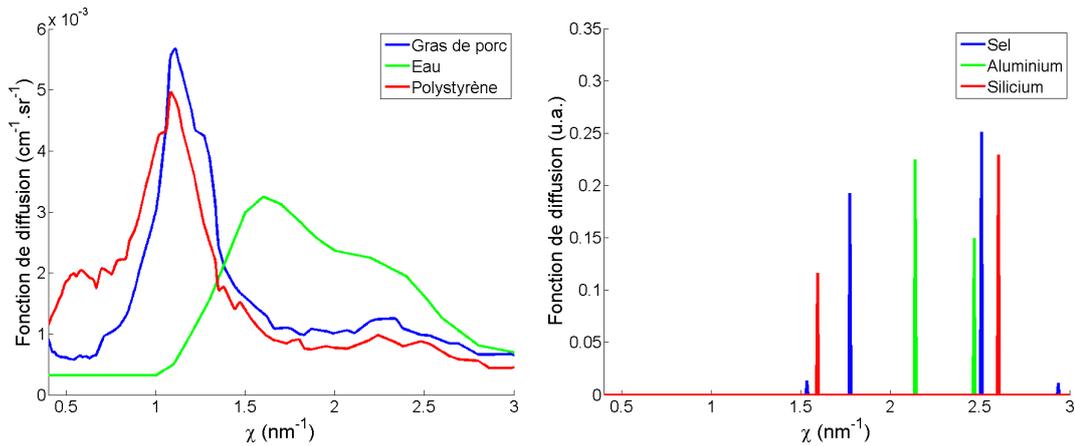


FIGURE III.10 – Exemples de fonctions de diffusion pour différents matériaux. À gauche, plusieurs amorphes. À droite, des cristaux.

III.3.4 Collimation

Les réponses angulaire et spatiale du système de collimation, exprimées dans la variable $R_c(p, \chi, E_{inc}, z)$, sont calculées via un algorithme semi-analytique développé en interne.

Dans un premier temps, les positions et formes des différents éléments des collimations primaires et secondaires sont déterminées analytiquement. On tire ensuite aléatoirement les coordonnées d'un certain nombre de voxels dans une zone de calcul prédéfinie puis on effectue un test afin de savoir s'ils sont vus à la fois par un pixel du détecteur et par la source. On caractérise ainsi le volume d'inspection déterminé par le système de collimation, et ce pour chaque pixel.

Parmi les paramètres d'entrée de cette simulation, on peut donc citer :

- la position de la source ;
- la position et la forme de tous les éléments constituant les collimations primaire et secondaire ;
- la position et la taille de chaque pixel du détecteur. Pour affiner les calculs, les pixels du détecteur sont sous-échantillonnés en « pixels » numériques, le calcul de R_c étant effectué pour chacun de ces pixels numériques. Les résultats peuvent ensuite être regroupés pour remonter aux distributions par pixels physiques ou conserver une surpixelisation des données pour simuler des sous-pixels (voir §I.3.5) ;
- le nombre de voxels tirés aléatoirement.

La Fig. III.11 montre le schéma généré par le programme de calcul, montrant les différents éléments du système. On introduit ici un second repère, $[X_{det}, Y_{det}, Z_{det}]$, défini par le détecteur, le premier $([X, Y, Z])$ étant basé sur le faisceau incident. La configuration prise ici comme exemple correspond à celle du banc expérimental utilisé pour la validation présentée au paragraphe III.4. Le détecteur utilisé est le détecteur Minigami (§I.3.4), dont on utilise un seul pixel physique (élément en jaune sur le schéma), segmenté en 16 sous-pixels. L'angle de diffusion moyen vaut $2,5^\circ$.

Pour parler plus précisément du calcul, la combinaison des angles solides sous lequel la source voit le voxel et sous lequel le voxel voit le pixel numérique permet d'exprimer l'intensité de diffusion à travers la collimation secondaire provenant du voxel et reçue par le détecteur, intensité que l'on appellera par la suite facteur de visibilité. Ce facteur est noté dI et donné par l'Eq. III.6. Les différents éléments de cette équation sont illustrés en Fig. III.12.

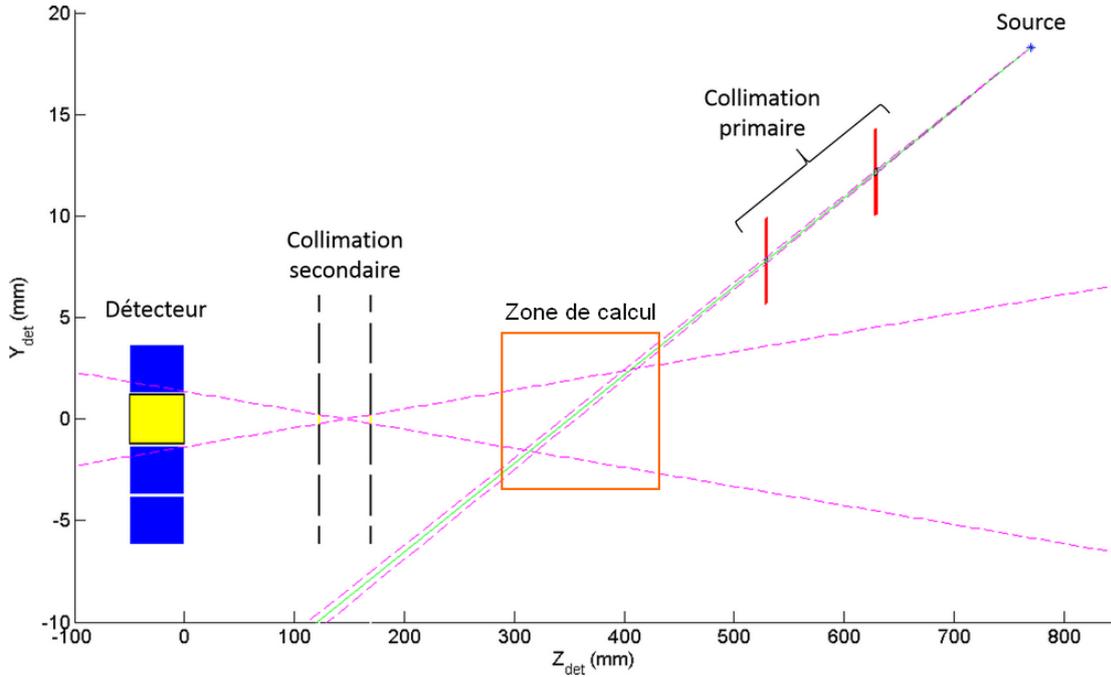


FIGURE III.11 – Représentation du système issu du programme de calcul.

$$dI = dl \frac{dS_{vol}}{l_{vs}^2} \frac{S_{pix} \cos(\alpha)}{r_{vd}^2} \quad (III.6)$$

où dl désigne la longueur du voxel dans la direction du faisceau incident (Axe Z), dS_{vol} la surface irradiée du voxel (surface d'entrée), l_{vs} , la distance voxel/source, S_{pix} la surface d'un pixel numérique, r_{vd} la distance voxel/pixel.

En pratique, on utilise directement le volume du voxel dV puisque $dV = dl dS_{vol}$. Ce volume est obtenu en divisant le volume total de la zone de calcul par le nombre de voxels.

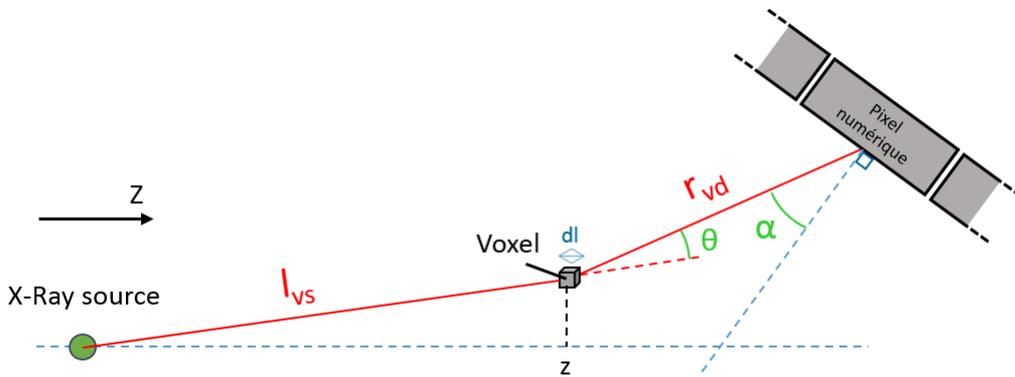


FIGURE III.12 – Représentation des paramètres de calcul.

R_c est ensuite obtenu en réalisant l'histogramme de dI selon les valeurs obtenues de θ et de z pour chaque voxel du volume d'inspection et chaque pixel « final » (physique ou virtuel). On obtient ainsi un histogramme 3D (p, θ, z) . La somme de cet histogramme permet d'obtenir, selon la direction de somme, au choix, $R_a(p, \theta)$ ou $A(p, z)$. Comme précisé au paragraphe III.1, on exprime ensuite R_c en fonction du couple (E_{inc}, χ) à l'aide de l'Eq. I.4.

La Fig. III.13 présente l'histogramme 3D obtenu en simulant la configuration évoquée plus haut, exploitant le détecteur Minigami et utilisée pour la validation expérimentale. Un pixel

physique, segmenté en 16 sous-pixels, est exploité. L'angle de diffusion θ au centre du pixel physique est ici de 2.5° . Cette configuration est présentée plus en détail au paragraphe III.4.1. Les matrices $R_a(p, \theta)$ et $A(p, z)$, obtenues en sommant l'histogramme 3D selon z ou θ respectivement, sont présentées en Fig. III.14.

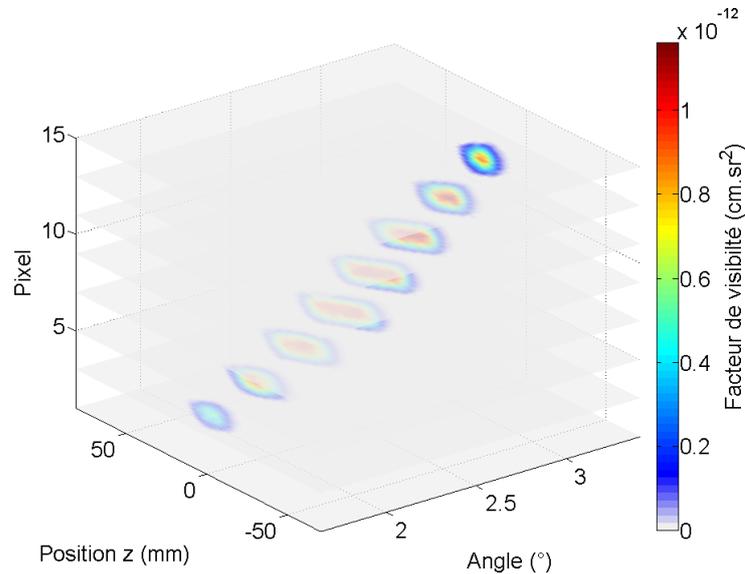


FIGURE III.13 – Exemple de résultat de simulation du système de collimation. Histogramme 3D. Pour plus de clarté, seules les distributions d'un pixel sur deux sont représentées.

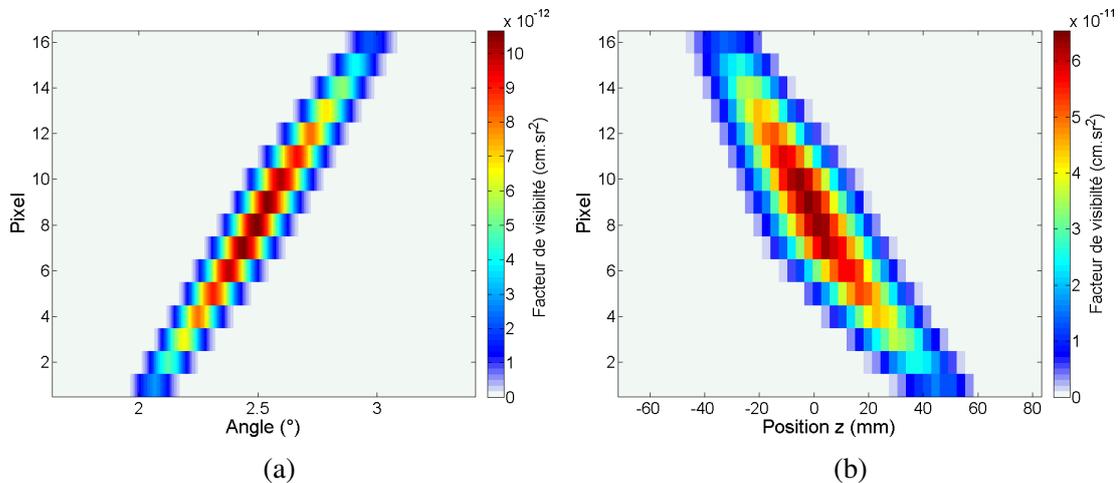


FIGURE III.14 – Exemple de résultat de simulation du système de collimation. (a) $R_a(p, \theta)$; (b) $A(p, z)$.

La configuration utilisée comme exemple n'exploite qu'un pixel et qu'une fente de collimation (Fig. III.11) mais l'outil de simulation présenté ici permet d'envisager des configurations plus complexes, notamment multifentes.

III.3.5 Détecteur

Réponse spectrale

Une matrice de réponse en énergie du détecteur (DRM) R_{det} réaliste peut être obtenue de plusieurs manières : une calibration expérimentale, une modélisation paramétrique simple ou une simulation plus sophistiquée. Au sein du LDET, un outil de simulation, nommé Tasmania, a été développé en interne pour simuler cet élément. La publication [50] présente certains des modèles utilisés. Cet outil combine une simulation Monte-Carlo des interactions ayant lieu au sein du semi-conducteur détecteur, la simulation du déplacement des nuages de charges vers les anodes collectantes et, enfin, la modélisation des éléments électroniques.

La simulation de la DRM du détecteur Minigami est présentée par la Fig. III.15.

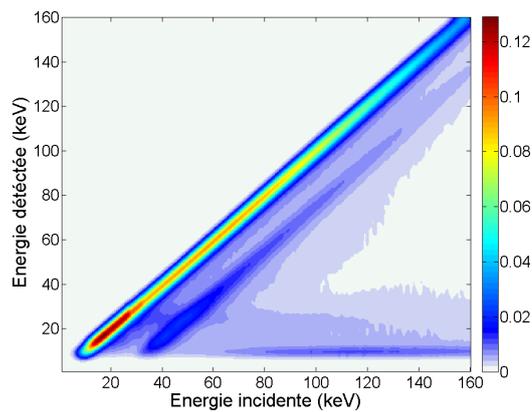


FIGURE III.15 – Simulation de la DRM du détecteur Minigami.

Réponse spatiale

La simulation de collimation présentée au paragraphe III.3.4 ne prend pas en compte l'incertitude liée à la localisation sous-pixel qui, comme nous l'avons vu précédemment, n'est pas parfaite et présente une certaine résolution. Cela va entraîner un flou supplémentaire sur les données, cette fois selon les sous-pixels, qui peut être modélisé par le produit du spectre $S(p, E)$ par une matrice de type pseudo-diagonale. Cette matrice peut être obtenue grâce au programme Tasmania décrit au paragraphe précédent simulant les comportements physiques au sein du détecteur. La matrice de résolution spatiale de surpixelisation pour le détecteur Minigami est présentée en Fig. III.16.

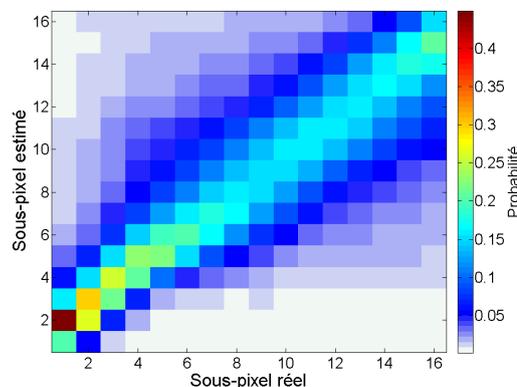


FIGURE III.16 – Matrice de flou de surpixelisation simulée pour le détecteur Minigami.

Bruit

Pour être encore plus réaliste, il est aussi possible de générer du bruit sur le spectre simulé, en prenant un modèle poissonien, particulièrement adapté aux phénomènes photoniques. L'Eq. III.7, donnant la probabilité P de mesurer un nombre de photons k pour un nombre moyen mesuré de λ , décrit ce modèle.

$$P(k) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda} \quad (\text{III.7})$$

Par choix, les résultats de simulations présentés aux paragraphes suivants sont simulés sans bruit afin d'être plus visuels. La possibilité de simuler ce bruit a tout de même été implémentée afin de pouvoir étudier les problèmes de statistiques apparaissant lorsque la dose envoyée est faible et ainsi tester le traitement en conditions extrêmes.

III.3.6 Exemples de simulations complètes

Les différents éléments de la simulation présentés précédemment sont ensuite combinés, via l'Eq. III.2, afin de calculer $S(p, E_{det})$, spectre de diffusion mesuré par le détecteur sur chacun de ses pixels, virtuels (c'est-à-dire sous-pixels issus de la surpixmapation) ou non (pixels physiques). Quelques exemples de simulation sont présentés en Fig. III.17. L'objet diffusant est considéré comme étant un cube de $6 \times 6 \times 6 \text{ cm}^3$, pour lequel on teste ici quatre matériaux constituants : PMMA, eau, aluminium et sel. On rappelle les conditions expérimentales simulées : l'objet est irradié par un tube X dont l'anode est en tungstène, d'angle 17° , les photons étant émis à travers une fenêtre en béryllium de 0,8 mm. La tension du tube est de 160 kV, l'intensité est de 11,25 mA. Le temps d'acquisition est de 5 min. L'angle de diffusion moyen vaut $2,5^\circ$. On simule le spectre de diffusion mesuré par 16 pixels virtuels de la sonde Minigami (1 pixel physique surpixmapé en 16 sous-pixels).

On peut remarquer deux choses dans ces spectres. D'abord, la présence des pics de fluorescence du tungstène (59 et 67 keV) dans les spectres de diffusion des amorphes (Fig. III.17a et III.17b). Ils seraient visibles dans les spectres de diffusion des cristaux s'ils diffusaient aux énergies correspondantes ce qui n'est pas le cas dans cette configuration.

La deuxième remarque est le fait que l'on distingue clairement le décalage en énergie des figures de diffusion le long du détecteur, dû à la variation des angles moyens sous lesquels les pixels voient l'objet (décalage angulaire). En effet, on rappelle que les pics de diffraction dans le cas des cristaux et les hausses d'intensité dans le cas des amorphes vont avoir lieu pour des valeurs de χ bien précises. χ étant dépendant du couple angle de diffusion/énergie (voir Eq. I.4), une variation d'angle va entraîner une variation d'énergie. Par exemple, le pic principal de diffraction du sel a lieu pour $\chi = 1.77 \text{ nm}^{-1}$. Le pixel 8 voit l'objet sous un angle de 2.5° (Fig. III.14a) ce qui va correspondre à un pic de diffraction mesuré à 101 keV (Fig. III.17d). Le pixel 14 voit l'objet sous un angle de 2.9° d'où une énergie mesurée de 88 keV. Les pics de fluorescence de tungstène ne sont pas affectés par ce décalage puisqu'ils ne sont pas issus d'un phénomène de diffusion.

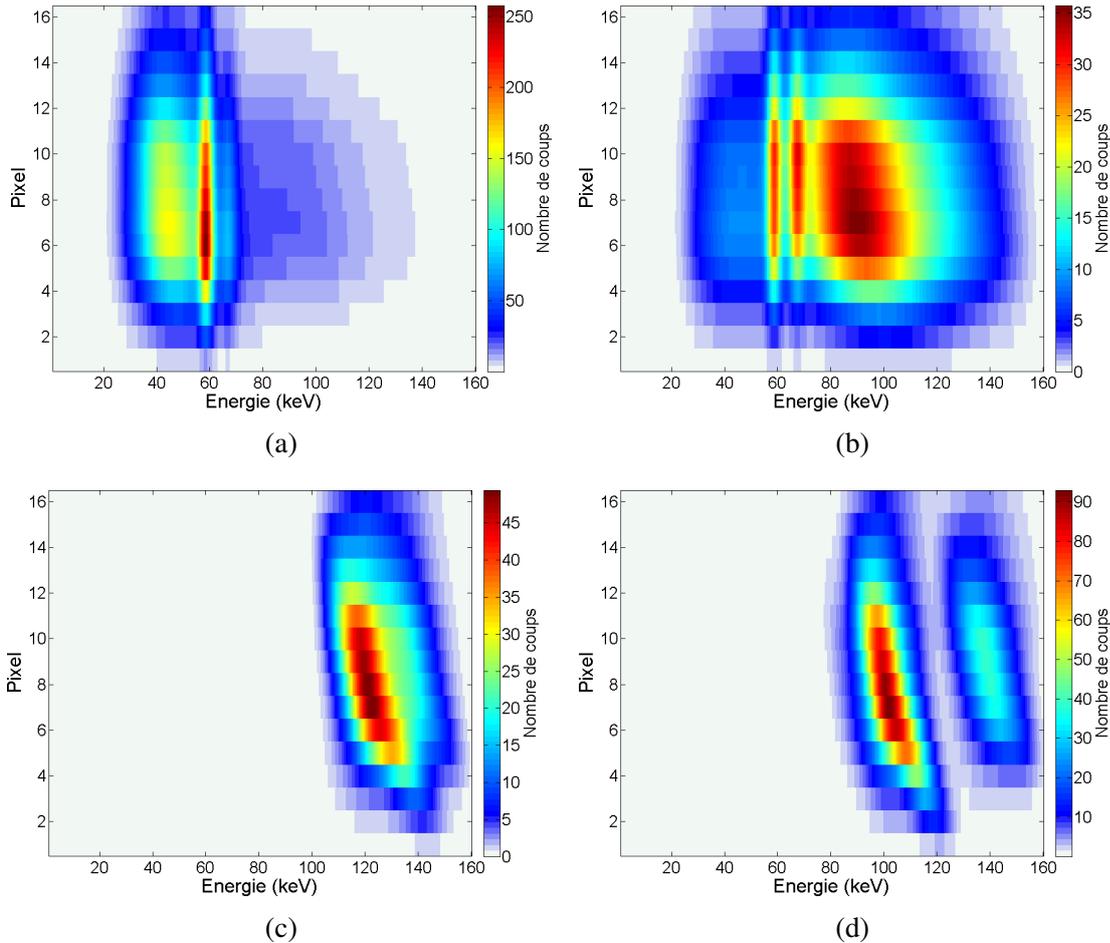


FIGURE III.17 – Exemples de résultat de simulation du spectre de diffusion mesuré $S(p, E_{det})$ pour différents matériaux. (a) PMMA ; (b) Eau ; (c) Aluminium ; (d) Sel.

III.4 Validation expérimentale

Ce paragraphe donne des exemples de validation expérimentale de la simulation en présentant le banc de mesure utilisé puis quelques comparaisons entre spectres mesurés et simulés.

III.4.1 Banc expérimental

Les expériences qui ont permis la validation expérimentale de la simulation ont été réalisées avec le détecteur Minigami (voir §I.3.4), dans les mêmes conditions expérimentales qu’au paragraphe III.3.6. Les Fig. III.18 et III.19 présentent le banc de mesure et ses dimensions. Le détecteur Minigami est accompagné du détecteur Bastie afin de réaliser des mesures de rayonnement transmis, utilisées pour le traitement des données présenté au chapitre suivant.

Les collimations primaires et secondaires sont toutes les deux basées sur un jeu de double fentes, celles-ci pouvant être plus ou moins rapprochées.

Ce banc a été conçu avant le travail de thèse pour les besoins d’un projet en sécurité. Il a pu être utilisé en l’état pour la validation expérimentale de la simulation.

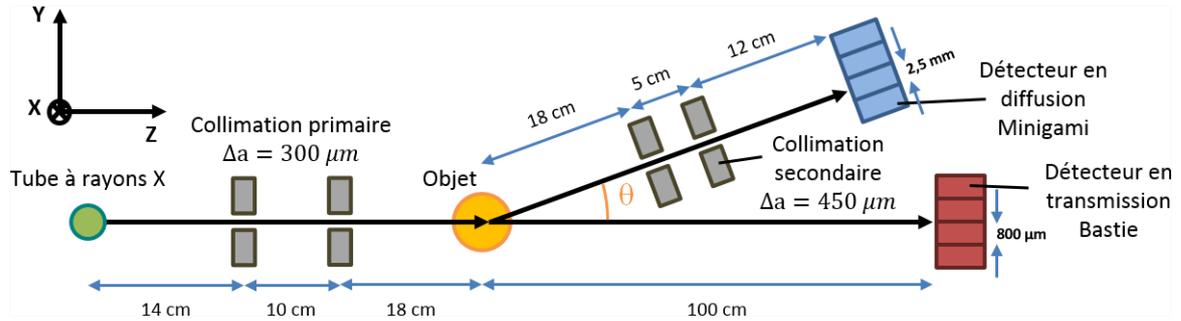


FIGURE III.18 – Schéma du banc de mesure -MINIGAMI-.

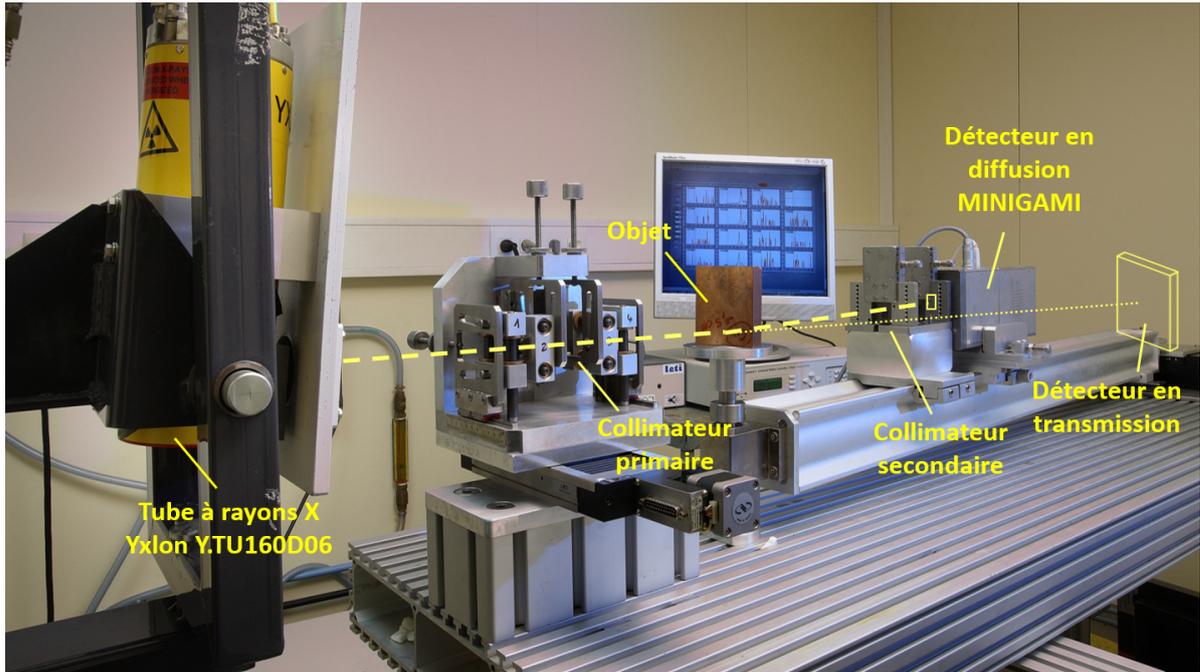


FIGURE III.19 – Photographie du banc de mesure -MINIGAMI-. Crédit photo : G. Cottet.

III.4.2 Facteur de mérite

Pour pouvoir évaluer la correspondance entre la simulation et l'expérience, il est nécessaire de définir un facteur de mérite. On utilise ici le coefficient de détermination R^2 présenté par l'Eq. III.8.

$$R^2 = 1 - \frac{\sum_{p,E} (M(p, E) - S(p, E))^2}{\sum_{p,E} (M(p, E) - \hat{M})^2} \quad (\text{III.8})$$

où $M(p, E)$ désigne la matrice 2D des spectres mesurés par chaque pixel, \hat{M} sa moyenne selon p et E et $S(p, E)$, comme précédemment, la matrice 2D des spectres simulés.

On réalise aussi ce calcul avec les spectres 1D issus de la somme des spectre 2D (p, E) selon les pixels :

$$R^2_{1D} = 1 - \frac{\sum_E (\sum_p M(p, E) - \sum_p S(p, E))^2}{\sum_E (\sum_p M(p, E) - \hat{M})^2} \quad (\text{III.9})$$

Cette grandeur, permettant d'évaluer l'écart entre une mesure et sa prédiction, est souvent

utilisée pour évaluer la pertinence d'une régression linéaire. Elle peut toutefois être utilisée dans le cas où la modélisation n'est pas linéaire, comme c'est le cas ici.

Le principe est de comparer l'écart entre la mesure et la modélisation développée et l'écart qu'il y aurait entre la mesure et une modélisation particulièrement rudimentaire qui ne serait que la valeur moyenne du spectre mesuré. Plus R^2 sera proche de 1, plus la modélisation sera considérée comme pertinente.

III.4.3 Résultats

Ce paragraphe a pour but de présenter des comparaisons entre mesures expérimentales et simulations dans quatre cas différents :

- 4 cm d'acétone, analysé à $\theta = 2,5^\circ$;
- 3 cm d'eau, analysé à $\theta = 2,55^\circ$;
- 3 mm d'aluminium, analysé à $\theta = 2,55^\circ$;
- 6 cm de polystyrène, analysé à $\theta = 3,36^\circ$;

Les résultats obtenus dans ces quatre cas sont présentés par les figures III.20, III.21, III.22 et III.23. Pour toutes ces figures, l'image (a) représente le spectre mesuré expérimentalement, l'image (b) représente le spectre simulé et le graphique (c) montre les spectres en énergie obtenus en sommant les spectres de diffusion 2D selon les pixels. On rappelle qu'aucun gain correctif n'est appliqué pour les amorphes (acétone, eau et polystyrène) afin de faire correspondre en intensité la simulation et la mesure. Pour l'aluminium, le gain correctif a été calculé à partir d'une seconde mesure de diffusion, non présentée ici, réalisée sur un autre échantillon de ce matériau.

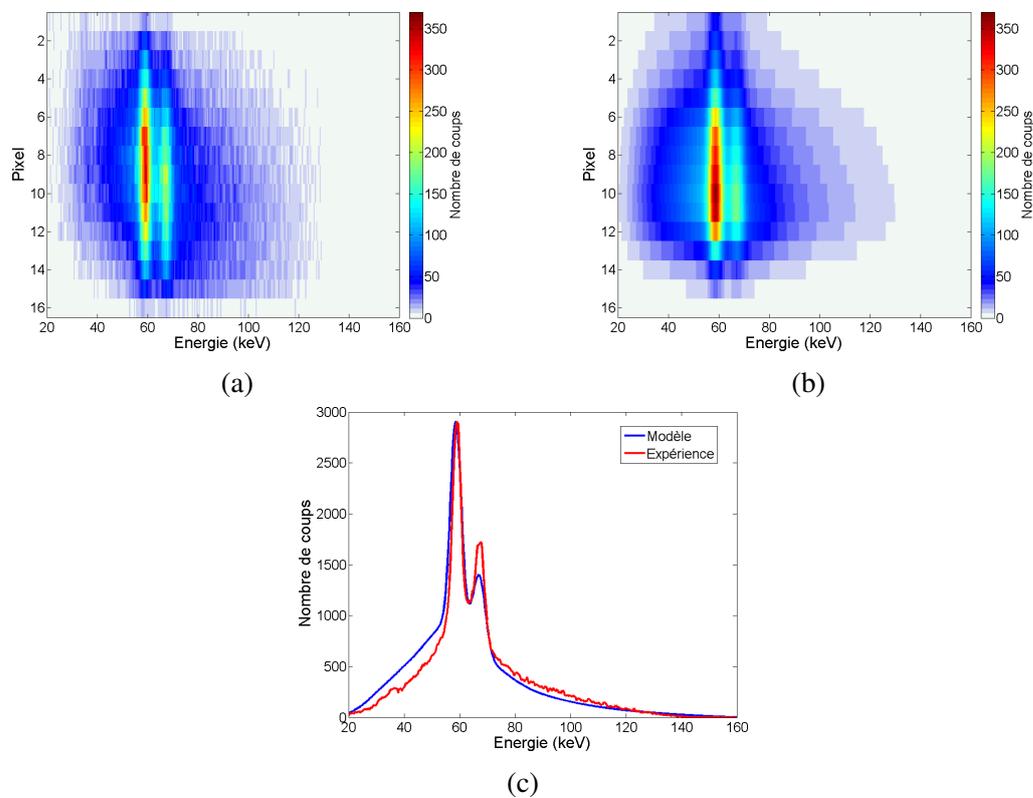


FIGURE III.20 – Comparaison entre simulation et mesure - Acétone. (a) Mesure ; (b) Simulation ; (c) Spectres 1D.

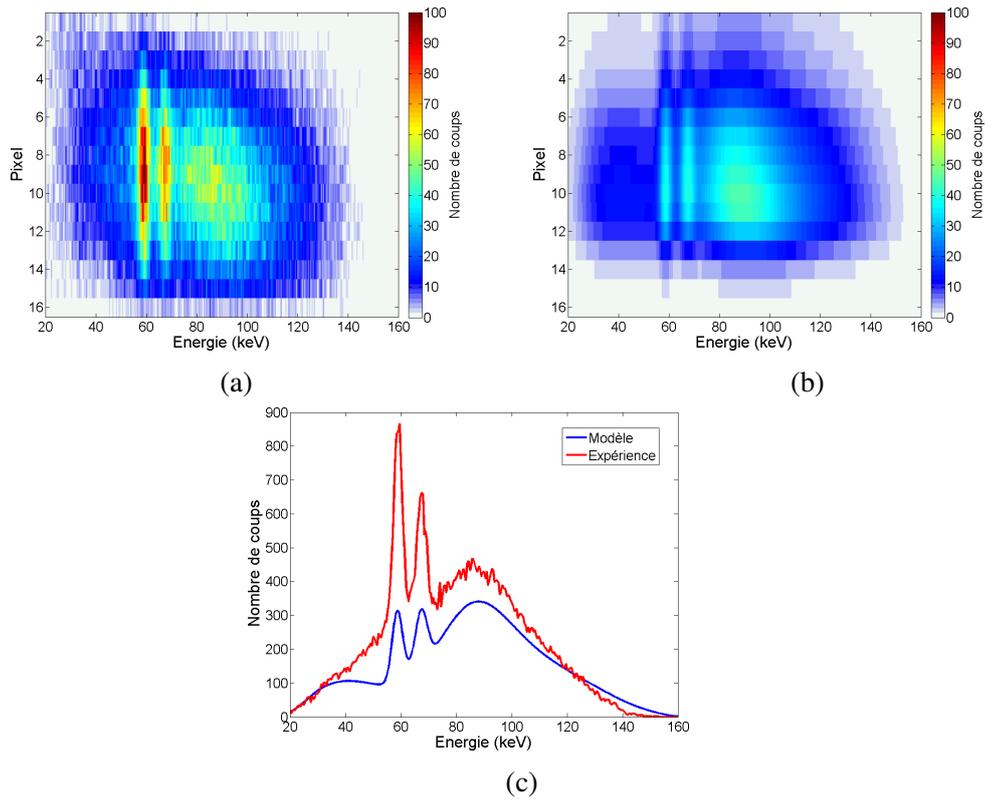


FIGURE III.21 – Eau. (a) Mesure; (b) Simulation; (c) Spectres 1D.

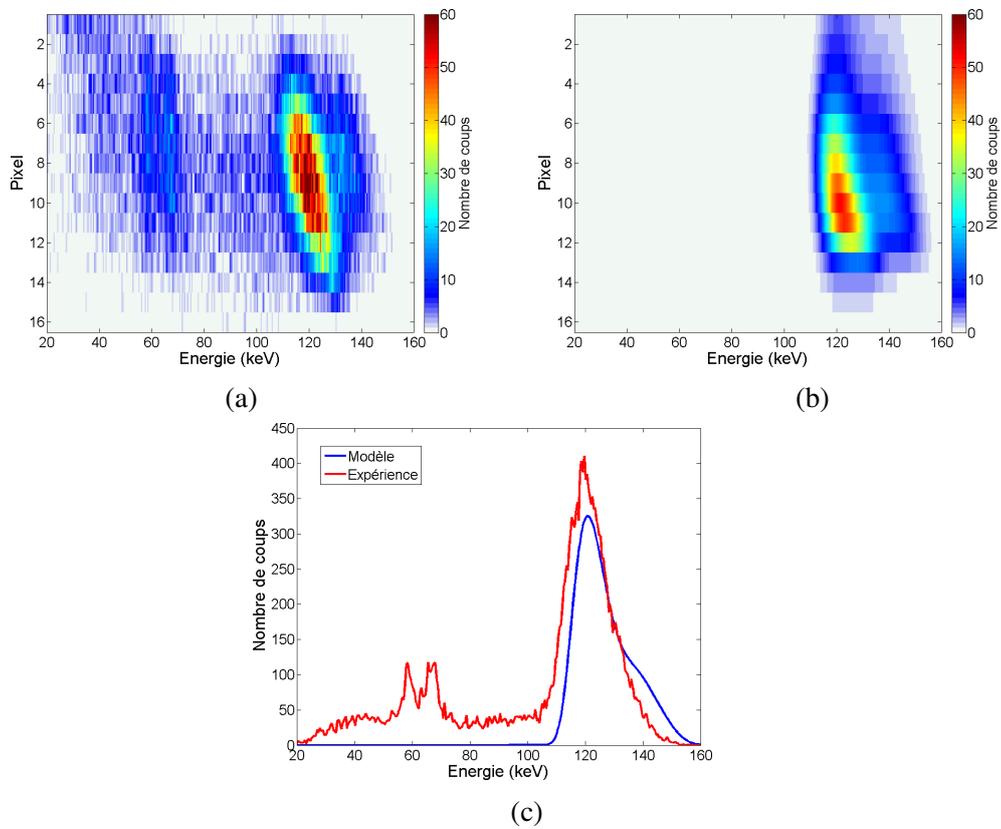


FIGURE III.22 – Aluminium. (a) Mesure; (b) Simulation; (c) Spectres 1D.

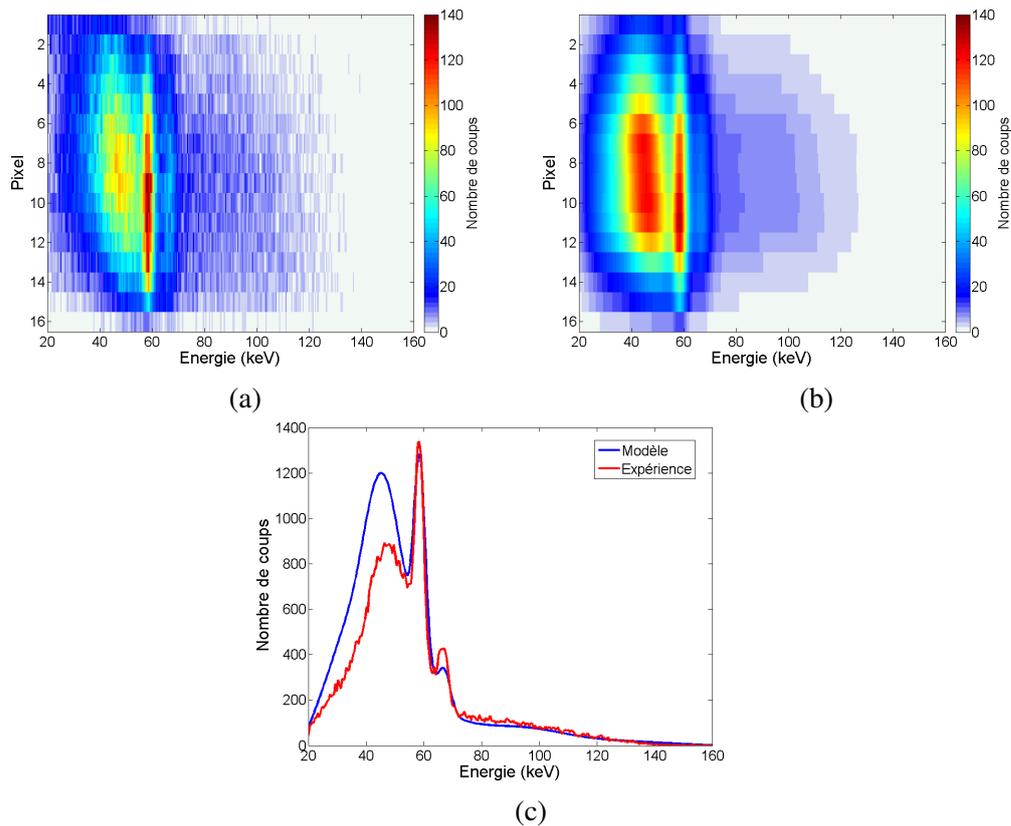


FIGURE III.23 – Polystyrène. (a) Mesure ; (b) Simulation ; (c) Spectres 1D.

Tab. III.1 montre les résultats obtenus pour le calcul des coefficients R^2 pour ces quatre cas à partir des spectres 2D (p,E) ou 1D (E).

TABLE III.1 – Calcul du coefficient de détermination R^2

| Matériau | Épaisseur (cm) | R^2 2D | R^2 1D |
|-------------|----------------|----------|----------|
| Acétone | 4 | 0,707 | 0,760 |
| Eau | 3 | 0,631 | 0,737 |
| Aluminium | 0,3 | 0,531 | 0,765 |
| Polystyrène | 6 | 0,595 | 0,623 |

Ces résultats montrent que, dans l'ensemble, on trouve une correspondance variant entre 53 et 77% ce qui peut paraître faible mais reste satisfaisant au vu de l'utilisation que nous voulons faire de l'outil. En effet, il ne s'agissait pas d'obtenir des résultats de simulation correspondant parfaitement à la mesure mais de s'en rapprocher le plus possible afin d'au moins estimer l'ordre de grandeur du nombre de photon détecté et la forme générale du spectre. C'est bien le cas si l'on considère les figures III.20, III.21, III.22 et III.23 qui montrent une correspondance acceptable entre expérience et simulation.

Un certain nombre de points peuvent expliquer les divergences observées :

- tout d'abord, le spectre mesuré de l'aluminium (Fig. III.22 (a) et (c) courbe rouge) nous montre qu'un bruit de fond important est mesuré lors de l'acquisition. Cela révèle vraisemblablement qu'une partie du matériau est amorphe, ce qui n'a pas été pris en compte

dans la simulation ;

- par ailleurs, la répartition des coups selon les 16 pixels semble différer entre mesure et simulation dans la plupart des cas. Cela est particulièrement visible pour l'eau (Fig. III.21 (a) et (b)). Ceci peut s'expliquer par de légères variations entre le système et sa simulation en termes de dimensions, d'orientation des collimations, de positionnement du détecteur etc.
- l'atténuation de l'eau semble surestimée ;
- la modélisation du spectre incident pourrait être améliorée : le nombre de coups à énergie supérieure à 140 keV semble surestimé (Fig. III.21 (c) et Fig. III.22 (c)), de même qu'à énergie inférieure à 50 keV (Fig. III.20 (c) et Fig. III.23 (c)). On a en effet vu que les modèles de spectre incident utilisés ne prennent pas en compte un certain nombre de points (voir §III.3.1) ;
- on note aussi la présence d'un rayonnement parasite dû à un blindage imparfait ;
- pour finir, on ne simule pas de diffusions multiples ou Compton.

III.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré qu'une modélisation analytique de notre système de diffusion multipixel était possible et, via une validation expérimentale, qu'elle montrait des résultats acceptables. Le but étant au minimum d'estimer l'ordre de grandeur du nombre de photons détecté, on peut considérer, au vu des résultats présentés, que cet objectif est atteint.

La modélisation développée utilise un modèle analytique permettant de simuler indépendamment les différents éléments intervenant lors de l'acquisition (spectre incident, atténuation de l'objet, signature de diffusion de l'objet, éléments de collimation, performance du détecteur spectrométrique). Il est ensuite possible d'étudier l'impact de ces différents éléments sur le spectre acquis. Cela a par exemple permis l'étude de dimensionnement de collimation présentée au chapitre V.

On a donc vu que notre système générait des spectres en énergie mesurés pour chaque pixel et qu'il était possible de les modéliser. Le but de ma thèse est d'utiliser ces spectres pour obtenir une caractérisation spatiale d'un objet inconnu, notamment dans un contexte d'imagerie du sein. Ce sera l'objet du chapitre suivant, présentant le traitement des données développé pour exploiter ces spectres mesurés.

Chapitre IV

Traitement des données et imagerie

Nous avons vu dans le chapitre précédent que le spectre acquis par notre système de mesure de rayonnement diffusé peut être modélisé par une expression analytique (voir Eq. III.2). Cette expression fait intervenir la fonction de diffusion par position dans l'objet analysé $F(z, \chi)$, grandeur que l'on cherche à évaluer afin de caractériser les matériaux constituant l'objet (ou les tissus dans le cas de l'imagerie du sein). Le spectre mesuré $S(p, E_{det})$ n'est toutefois qu'une image de la fonction de diffusion, dégradée par le système. En effet, tous les autres termes de l'expression, dépendants du système, vont soit introduire un flou dans la mesure (DRM, réponse angulaire) soit déformer le spectre (spectre incident, atténuation). Il va donc être nécessaire d'éliminer ces différents termes afin d'accéder, dans un premier temps, à $F(p, \chi)$, fonction de diffusion mesurée par les pixels puis ensuite à $F(z, \chi)$. C'est l'objet de ce chapitre, qui vise à présenter le traitement des données développé lors de cette thèse. Ce traitement a fait l'objet d'un dépôt de brevet.

La première partie de ce chapitre présente quelques exemples de traitement employés par différentes équipes, certains ayant été une source d'inspiration pour l'élaboration de notre traitement. Pour effectuer le traitement des données élaboré lors de cette thèse, il est indispensable de connaître les termes que l'on cherche à éliminer de l'Eq. III.2. La seconde partie de ce chapitre est ainsi consacrée aux différentes calibrations et mesures préliminaires nécessaires. Le traitement en lui-même, quant à lui, est présenté en troisième partie. Une quatrième partie vient ensuite présenter des validations expérimentales du traitement.

IV.1 Exemples de traitement de données issues de systèmes EDXRD

IV.1.1 Estimation de $F(\chi)$

Ce premier paragraphe présente des exemples d'estimation de la fonction de diffusion $F(\chi)$ d'un objet analysé. Dans un brevet déposé en 2010, Geoffrey Harding, déjà évoqué au chapitre II, propose une méthode basée sur l'utilisation du spectre de diffusion d'un matériau connu, dit de référence, $S_{ref}(E)$ comme intermédiaire afin de traiter le spectre de diffusion $S(E)$ d'un objet inconnu [51]. Les deux spectres sont acquis par un système EDXRD mono-pixel dans les mêmes conditions expérimentales. Après avoir exprimé les spectres en fonction de χ et non plus en fonction de E , il réalise le calcul suivant :

$$L(\chi) = \ln \left(\frac{S(\chi)}{S_{ref}(\chi)} \right) \quad (IV.1)$$

Un exemple de résultat de ce calcul est présenté en Fig. IV.1 par la courbe 924.

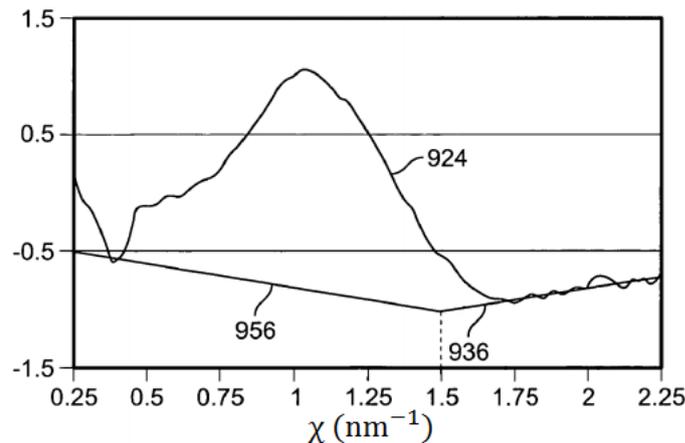


FIGURE IV.1 – Exemple de résultat de calcul de $L(\chi)$ [51].

Les lignes 936 et 956 représentent des lignes de fond qui sont par la suite soustraites à $L(\chi)$. On calcule ensuite l'exponentielle du résultat de cette soustraction qui est assimilée à la fonction de diffusion $F(\chi)$.

Le traitement proposé dans cette thèse s'inspire en partie de la méthode d'Harding notamment dans l'utilisation de la diffusion d'un matériau connu afin d'éliminer les éléments du modèle qui viennent dégrader le spectre de diffusion. Néanmoins le traitement mis en place diffère dans le sens où un algorithme différent est utilisé et où notre système se démarque de celui d'Harding par l'utilisation d'un détecteur pixellisé.

D'autres méthodes pour estimer $F(\chi)$ existent. On peut par exemple citer les travaux d'une équipe de l'INSA Lyon qui propose la reconstruction globale du modèle de diffusion (Eq. III.2) en utilisant un algorithme itératif de type maximisation a posteriori de la vraisemblance, intégrant deux termes de pénalisation [52]. Le premier terme utilise le fait qu'ils ne cherchent à reconstruire que des cristaux dans cette étude et qu'ainsi, la signature des matériaux sera toujours une distribution éparse de pics. Le second vise à régulariser le bruit de fond. Une telle méthode de reconstruction globale n'a pas été envisagée pour la thèse. Nous avons en effet préféré utiliser une méthode basée sur un modèle analytique et procédant par étape afin de pouvoir avoir la main sur chaque aspect de la reconstruction, notamment en séparant l'estimation de $F(p, \chi)$ de la reconstruction permettant d'en déduire ensuite $F(z, \chi)$. Le prochain paragraphe traite justement de cette reconstruction en donnant deux exemples de méthodes possibles.

IV.1.2 Reconstruction spatiale

Le passage de données exprimées en fonction du pixel à des données exprimées en fonction de la position dans l'objet nécessite une reconstruction spatiale. L'objet de cette section est de présenter des exemples de ce type de reconstruction proposés par différentes équipes.

En 2012, Schlesinger et Bomsdorf de l'Université de Wuppertal propose une technique de reconstruction spatiale basée sur le déplacement de l'objet analysé [37]. Le système intègre un détecteur HPGe non pixellisé. La collimation permet de décrire un certain volume d'inspection. Un spectre de diffusion est mesuré pour chaque position de l'objet le long de l'axe du faisceau incident (Axe Z). À chaque position z_i de l'objet, les différentes couches le constituant seront positionnés en un endroit différent par rapport au volume d'inspection (Fig. IV.2).

Cela est résumé par l'Eq. IV.2.

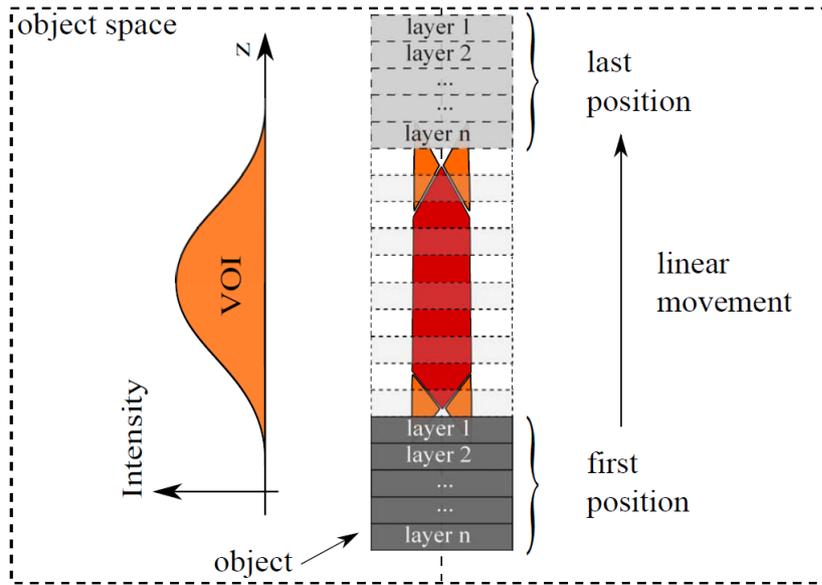


FIGURE IV.2 – Schéma illustrant le principe du système de Schlesinger et Bomsdorf [37].

$$b(z_i) = \sum_j A(z_i, h_j) s(h_j) \quad (\text{IV.2})$$

où z_i désigne la position de l'objet lors de l'acquisition du i ème spectre de diffusion b , h_j désigne la j ème couche constituant l'objet et $s(h_j)$ sa signature de diffusion et où A représente le kernel de convolution défini par la distribution d'intensité le long du volume d'inspection pour la position z_i de l'objet.

La matrice A étant supposée connue, il s'agit donc de résoudre un modèle linéaire direct. Les auteurs proposent, dans un premier temps, une reconstruction utilisant un algorithme classique de type moindres-carrés pénalisé mais proposent aussi un algorithme plus complexe cherchant à minimiser la déviation absolue de la reconstruction. Cet algorithme est représenté par l'équation suivante :

$$\min_s \left\| \begin{bmatrix} A \\ \alpha^2 L_p \end{bmatrix} s - \begin{bmatrix} b \\ \alpha^2 L_p s_i \end{bmatrix} \right\|_1 \quad (\text{IV.3})$$

où α est le paramètre de régularisation, L_p est l'opérateur de la p ème dérivée discrète et s_i est la valeur de s à l'itération i .

Nous avons plutôt choisi le raisonnement inverse pour notre système et notre reconstruction. En effet, au lieu de déplacer l'objet dans le volume d'inspection, on utilise la pixellisation du détecteur. Comme on l'a vu dans les chapitres précédents, chaque pixel va mesurer un spectre issu d'un volume d'inspection différent ce qui est, au final, équivalent au système de Schlesinger mais sans avoir besoin de déplacer l'objet.

Un autre exemple de reconstruction peut être évoqué. Il s'agit de celle employée par les équipes de l'Université de Duke [53]. Comme nous l'avons vu, leur système est au plus proche du nôtre. Il est donc intéressant de voir quelle méthode de reconstruction ils emploient.

Leur système, intégrant un masque codé comme collimation secondaire (voir §II.4), est modélisé par une relation similaire au nôtre : $S(p, E) = H f(z, \chi)$ où H est la matrice décrivant le système. L'objectif est donc une nouvelle fois d'inverser un modèle direct.

La reconstruction qu'ils proposent est basée sur un algorithme de maximisation généralisée d'espérance (*generalized expectation-maximisation*, GEM, en anglais) pénalisé par la norme de la variation totale. Comme cela a déjà été évoqué pour l'équipe de l'INSA, nous n'avons pas souhaité utiliser un algorithme itératif pour reconstruire l'intégralité du modèle mais nous avons tout de même conservé l'idée d'un algorithme de type maximisation d'espérance (EM) pour la seule reconstruction spatiale (voir §IV.3.3).

Pour résumer, notre traitement s'inspire de la méthode de Harding pour l'estimation de $F(p, \chi)$ et intègre un algorithme itératif de type EM pour la reconstruction spatiale. Il sera présenté plus en détail au paragraphe IV.3. Avant cela, le paragraphe suivant présente les différentes calibrations et mesures préliminaires nécessaires à ce traitement.

IV.2 Calibrations et mesures préliminaires

Comme évoqué précédemment, certains termes de l'Eq. III.2 doivent être estimés afin de pouvoir effectuer le traitement mis en place dans cette thèse. Cette section a pour but de présenter les différentes mesures préliminaires permettant ces estimations.

IV.2.1 Calibration de la réponse angulaire et spatiale du système

Cette première étape de calibration permet de mesurer la façon dont le signal de diffusion va se répartir, tant angulairement que spatialement, selon les pixels en fonction de la position de l'objet le long du volume d'inspection. En pratique, cette calibration nous permet d'obtenir la matrice de correspondance $A(p, z)$ et la matrice des angles moyens vus par chaque pixel que l'on notera $\theta_{moy}(p)$.

Nous avons vu au chapitre précédent que ces matrices peuvent être simulées. On propose ici une méthode permettant d'obtenir ces matrices expérimentalement, afin d'apprendre les incertitudes d'alignement. Le principe pour un pixel est présenté en Fig. IV.3. On mesure l'énergie de diffusion d'une plaque fine (3 mm) d'un matériau cristallin ne présentant qu'un pic de diffraction aux énergies considérées. Cette plaque est déplacée dans la direction du faisceau (axe Z) afin de balayer le volume d'inspection généré par l'ensemble du détecteur, c'est-à-dire par chacun des pixels.

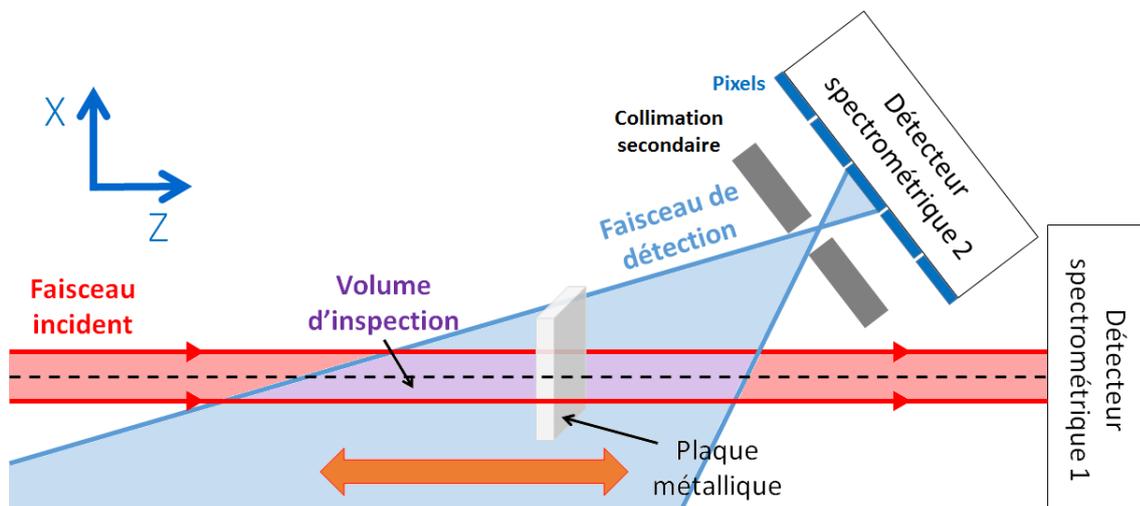


FIGURE IV.3 – Exemple d'une calibration pour un pixel du détecteur

Pour chaque position de la plaque, on mesure les spectres $S(p, E_{det})$. Un ajustement gaussien du pic de diffraction, normalisé par l'atténuation du matériau, est réalisé afin d'extraire l'intégrale du pic et l'énergie de diffraction dans chaque spectre. La première grandeur donne directement la valeur de A pour le couple (p, z) considéré. La seconde permet d'obtenir l'angle de diffusion associé à un couple (p, z) , $\Theta(p, z)$, en utilisant l'Eq. I.7. En effet, les valeurs des d_{hkl} sont tabulées pour la plupart des cristaux. L'énergie du pic donnant accès à la longueur d'onde λ , l'ordre de la diffusion étant à ces énergies l'ordre 1, on en déduit l'angle de diffusion θ . $\theta_{moy}(p)$ est ensuite obtenu en moyennant simplement les valeurs d'angles obtenues par pixel dans la matrice $\Theta(p, z)$.

Une simulation des résultats obtenus pour le banc expérimental détaillé au chapitre précédent est présentée en Fig. IV.4.

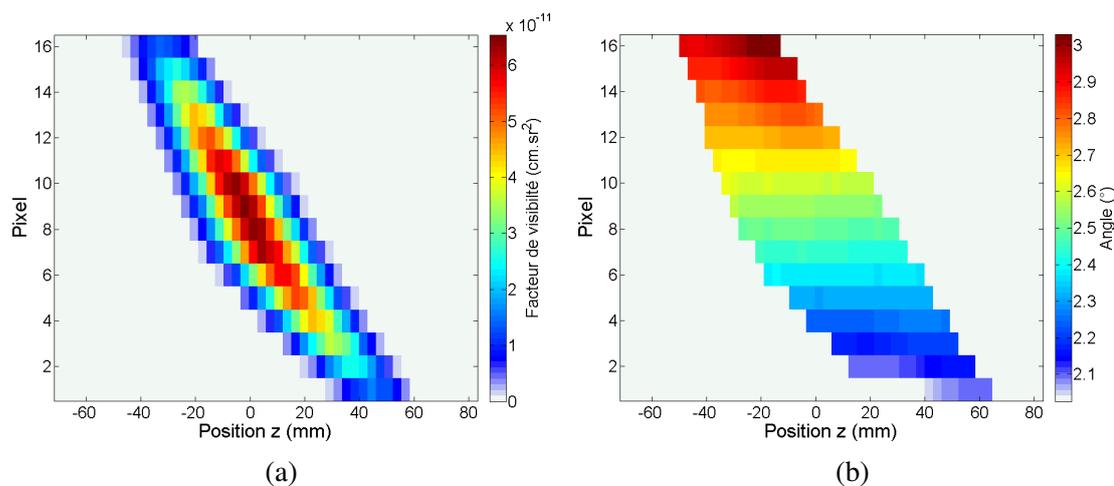


FIGURE IV.4 – Simulation d'une calibration du système Minigami pour un angle de diffusion central de $2,5^\circ$. (a) $A(p, z)$; (b) $\Theta(p, z)$.

IV.2.2 Estimation de l'atténuation de l'objet

La transmission de l'objet $Att(E_{inc})$ peut être simulée mais uniquement si celui-ci est bien identifié ce qui ne sera souvent pas le cas, notamment pour notre application en imagerie médicale. Il est toutefois possible de l'estimer par une mesure du spectre en transmission de l'objet. Cette mesure s'effectue à l'aide du système présenté au paragraphe III.2 en utilisant un détecteur spectrométrique à fort taux de comptage (Bastie).

D'après l'Eq. III.3, le spectre transmis $T_{mes}(E_{det})$ contient lui aussi des termes qu'il convient d'éliminer afin d'estimer $Att(E_{inc})$. On utilise pour cela une propriété énoncée et démontrée par Alvarez et Mackovski selon laquelle tout coefficient linéique d'atténuation peut s'écrire comme la combinaison linéaire de coefficients linéiques de deux autres matériaux quelconques (relativement proches en numéro atomique moyen), à la condition qu'aucun des matériaux ne présente de K-edge dans la plage en énergie considérée [54]. La DRM du détecteur Bastie $R_t(E_{inc}, E_{det})$ et le spectre incident $S_{inc}(E_{inc})$ étant connus (par calibration ou simulation), on réalise ainsi un ajustement de $T_{mes}(E_{det})$ à partir de la combinaison linéaire des coefficients linéiques d'atténuation de deux matériaux choisis (PMMA et eau le plus souvent). L'ajustement va dépendre de trois paramètres : le gain G et L_1 et L_2 , longueurs virtuelles des matériaux choisis pour l'ajustement, noté 1 et 2 respectivement.

Un algorithme basé sur une régression non-linéaire est choisi pour l'ajustement. Celui-ci peut être résumé par l'équation suivante :

$$\underset{G, L_1, L_2}{\operatorname{argmin}} \left\| T_{mes}(E_{det}) - \sum_{E_{inc}} \left(R_t(E_{inc}, E_{det}) S_{inc}(E_{inc}) G e^{-L_1 * \mu_1(E_{inc}) - L_2 * \mu_2(E_{inc})} \right) \right\|^2 \quad (\text{IV.4})$$

où μ_1 et μ_2 représentent les coefficients linéiques d'atténuation des matériaux 1 et 2 respectivement.

Une fois les paramètres G , L_1 et L_2 estimés, on peut déduire $Att(E_{inc})$:

$$Att(E_{inc}) = G e^{-L_1 * \mu_1(E_{inc}) - L_2 * \mu_2(E_{inc})} \quad (\text{IV.5})$$

IV.3 Traitement des données

IV.3.1 Principe

On rappelle ici que l'estimation de la fonction de diffusion revient à la résolution d'un modèle direct $S = R F$ où R désignerait la matrice « système », englobant tous les autres termes de l'Eq. III.2. Une telle formulation montre la possibilité d'envisager une inversion de cette matrice R par exemple en utilisant des algorithmes itératifs, comme cela a été présenté au début de ce chapitre. Ce n'est pas cette voie qui a été choisie pour le traitement développé au cours de la thèse. Nous avons préféré procéder par étape, en séparant notamment l'estimation de la fonction de diffusion mesurée par pixel $F(p, \chi)$ de la reconstruction spatiale permettant d'obtenir $F(z, \chi)$. Les différentes étapes du traitement permettant d'aboutir à la caractérisation du matériau présent à chaque position z dans l'objet, caractérisation symbolisée par la grandeur $Mat(z)$, sont présentées à la Fig. IV.5.



FIGURE IV.5 – Schéma-bloc du traitement.

Les différentes étapes du traitement seront illustrées dans les paragraphes suivants par des simulations effectuées sur un fantôme de sein de contenant des tissus adipeux, fibreux et cancéreux, décrit en Fig. IV.6, dans des conditions d'acquisition identiques à celles utilisées pour la validation expérimentale de la simulation, présentées au paragraphe III.4.1, pour un angle de 2.5° .

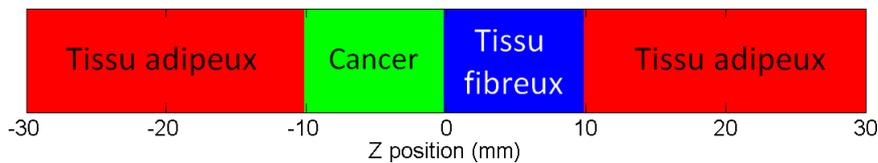


FIGURE IV.6 – Fantôme simulé de tissus de sein cancéreux, d'une épaisseur de 6 cm.

IV.3.2 Estimation de la fonction de diffusion par pixel

Rapport de spectres de diffusion

La première étape du traitement consiste à estimer la fonction de diffusion mesurée par chaque pixel $F(p, \chi)$. On utilise pour cela le spectre de diffusion d'un matériau dit de référence, dont la signature $F_{ref}(\chi)$ est connue, mesuré dans les mêmes conditions expérimentales que lors de la mesure du spectre de diffusion de l'objet à caractériser. Ce spectre de référence $S_{ref}(p, E_{det})$ est utilisé pour éliminer l'influence du spectre incident et des réponses du système, par le biais d'un rapport entre les deux spectres de diffusion. Ce rapport est présenté en Eq. IV.6.

$$\frac{S(p, E)}{S_{ref}(p, E)} = \frac{\sum_{E_{inc}} \left[R_d(E_{inc}, E_{det}) S_{inc}(E_{inc}) Att(E_{inc}) \sum_{\chi} \sum_z (R_c(p, \chi, E_{inc}, z) F(z, \chi)) \right]}{\sum_{E_{inc}} \left[R_d(E_{inc}, E_{det}) S_{inc}(E_{inc}) Att_{ref}(E_{inc}) \sum_{\chi} \sum_z (R_c(p, \chi, E_{inc}, z) F_{ref}(z, \chi)) \right]} \quad (IV.6)$$

Le but de ce rapport est, dans un premier temps, d'éliminer le spectre incident $S_{inc}(E_{inc})$, et plus particulièrement les pics de fluorescence du matériau composant l'anode du tube, qui déforme la signature de diffusion des matériaux analysés et, de la même manière, le matériau de référence.

On fait ensuite l'approximation selon laquelle l'effet de flou introduit par les réponses en angle R_{θ} et en énergie R_d du système est négligeable du fait du caractère très lisse des signatures de diffusion des matériaux que l'on cherche à imager, d'autant plus que les résolutions en énergie des détecteurs utilisés sont plutôt bonnes et que l'ouverture des collimations est peu élevé. Par ailleurs, l'influence de ces réponses sera la même pour tous les spectres de diffusion mesurés par le système. On peut ainsi en déduire qu'en première approximation, le rapport des deux spectres élimine les influences du spectre incident et des réponses en énergie et angulaire du système. Sans l'influence de la DRM, on peut assimiler l'énergie incidente E_{inc} et l'énergie détectée E_{det} à la même variable énergie E . Sans l'influence de la résolution angulaire, $R_c(p, \chi, E, z)$ exprime uniquement, d'une part, le changement de variable entre χ et E , représenté par la matrice bijective $CE(E, \chi)$, et, d'autre part, la correspondance entre position dans l'échantillon analysé et pixel $A(p, z)$. Ces deux termes étant indépendants, le produit entre $R_c(p, \chi, E_{inc}, z)$ et $F(z, \chi)$ peut ainsi s'écrire :

$$\begin{aligned} \sum_{\chi} \sum_z R_c(p, \chi, E_{inc}, z) F(z, \chi) &\approx \sum_{\chi} \left(CE(E, \chi) \sum_z A(p, z) F(z, \chi) \right) \\ &= \sum_{\chi} (CE(E, \chi) F(p, \chi)) = F(p, E) \end{aligned} \quad (IV.7)$$

On en déduit ainsi un estimateur de la fonction de diffusion mesurée par pixel $F(p, E)$, présenté en Eq. IV.8.

$$F(p, E) \approx \frac{S(p, E)}{S_{ref}(p, E)} \frac{Att_{ref}(E)}{Att(E)} F_{ref}(p, E) = Rap(p, E) F_{ref}(p, E) \quad (IV.8)$$

où $Att_{ref}(E)$ and $Att(E)$ désignent respectivement les transmissions du matériau de référence et de l'objet analysé.

Le calcul de $F(p, E)$ est ainsi le premier stade de l'estimation de $F(z, \chi)$. On constate que pour l'obtenir, il est nécessaire de connaître les atténuations de l'objet $Att(E)$ et du matériau

de référence $Att_{ref}(E)$. On réalise pour cela la mesure des spectres en transmission telle que décrite au paragraphe IV.2.2.

Afin de limiter le bruit sur l'estimation de la fonction de diffusion qu'implique la division des deux spectres, il est nécessaire que le spectre du matériau de référence ait des valeurs significatives sur une grande gamme d'énergie et de pixel. En ce qui concerne l'énergie, on peut constater que ce ne sera pas le cas pour les cristaux qui présentent une signature en peigne de Dirac et dont l'intensité de diffusion n'aura ainsi une valeur significative que pour quelques valeurs d'énergie. On peut donc déjà en déduire qu'il faut choisir comme référence un matériau dont le facteur de forme est le plus homogène possible dans la gamme d'énergie utilisée. Les amorphes sont ainsi de meilleurs candidats : l'eau et le PMMA, par exemple, possèdent des signatures qui peuvent convenir (Fig. IV.7) et ont également l'avantage d'être très facilement manipulables.

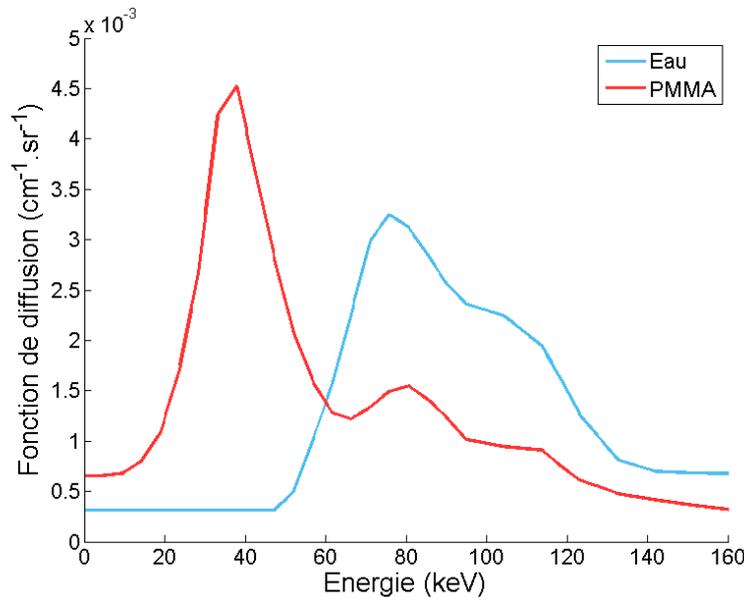


FIGURE IV.7 – Fonction de diffusion de l'eau et du PMMA exprimées en énergie pour un angle de 3° . Données issues de [33].

Pour ce qui est de maximiser le rapport signal sur bruit par pixel, il est important de choisir un matériau de référence remplissant l'intégralité du volume d'inspection du détecteur.

Enfin, l'acquisition du spectre de référence doit être réalisée pendant un temps relativement long, toujours dans le but d'en maximiser le rapport signal sur bruit.

La Fig. IV.8 montre les résultats de simulation de spectres de diffusion obtenus pour le fantôme de sein présenté en Fig. IV.6 comme objet à analyser et 10 cm de PMMA comme matériau de référence, en utilisant comme configuration le système exploitant le détecteur Minigami, présenté au chapitre précédent (§III.4.1).

Le rapport de ces deux spectres pondérés par les transmissions $Rap(p, E)$ est présenté en Fig. IV.9a. On y voit que la forme du spectre incident, notamment les raies de fluorescence du tungstène, a bien été supprimée.

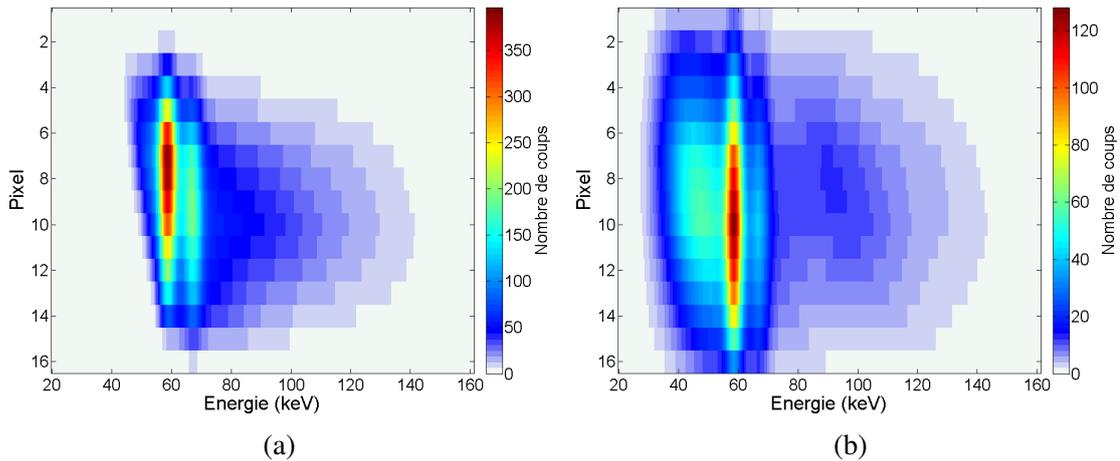


FIGURE IV.8 – Simulation des spectres de diffusion. (a) Fantôme de sein $S(p, E)$; (b) 10 cm de PMMA $S_{ref}(p, E)$.

Recalage angulaire

On a vu dans les chapitres précédents que la fonction de diffusion est initialement une grandeur dépendant du transfert de quantité de mouvement χ . On peut cependant exprimer la fonction de diffusion comme une fonction de l'énergie, pour un angle de diffusion constant, via l'Eq. I.4, ce qui est le cas à l'Eq. IV.8 où F , que l'on cherche à estimer, et F_{ref} sont tous les deux exprimés en fonction de E . Toutefois, du fait que la fonction de diffusion dépend en premier lieu de χ , c'est sous cette forme qu'on le trouve tabulé dans la littérature [33, 30, 36]. Ainsi le calcul de F exprimé en fonction de E ne semble pas le choix le plus judicieux : le résultat de l'estimation serait à comparer à une base de signatures exprimées en χ , qu'il faudrait donc convertir, de même que F_{ref} , dont on a besoin pour le calcul.

On propose donc, pour éviter ces étapes supplémentaires inutiles, de directement convertir l'Eq. IV.8 pour l'exprimer en fonction de χ :

$$F(p, \chi) = Rap(p, \chi) F_{ref}(p, \chi) \quad (\text{IV.9})$$

$Rap(p, \chi)$ s'obtient à partir de $Rap(p, E)$ en utilisant l'Eq. I.4 pour convertir l'axe des énergie en axe en χ , à condition de connaître l'angle de diffusion moyen θ_{moy} associé à chaque pixel p . Les pixels ne voyant pas leur échantillon d'objet sous le même angle de diffusion, cette conversion, ne sera pas identique pour tous les pixels. On constate visuellement la suppression du décalage décrit au paragraphe III.3.6 (voir Fig. IV.9). On parlera donc de *recalage angulaire*.

Pour connaître $\theta_{moy}(p)$, deux voies sont possibles : on peut se baser sur la calibration décrite au paragraphe IV.2.1 ou bien utiliser la simulation présentée au paragraphe III.3.4, R_θ donnant directement accès aux angles de diffusion moyens par pixel.

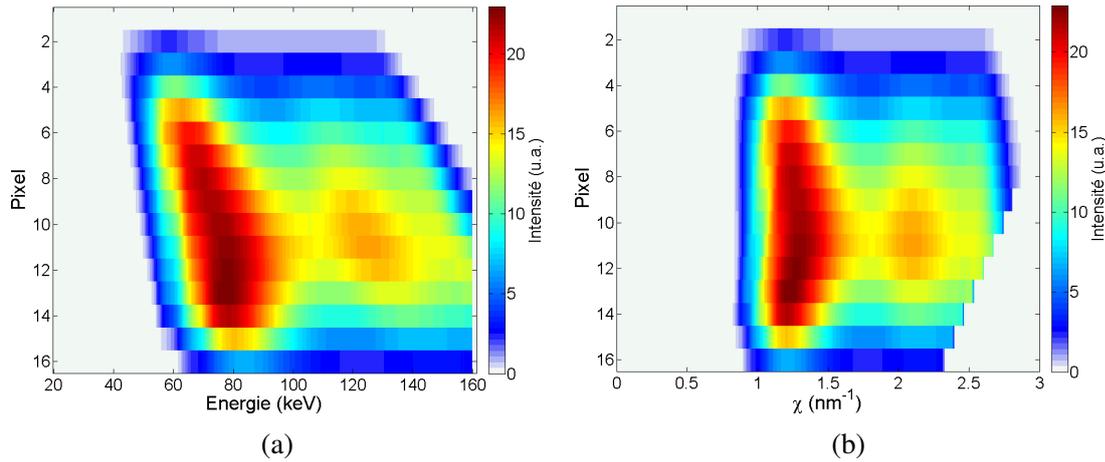


FIGURE IV.9 – Exemple de rapport de spectres de diffusion et recalage angulaire. (a) $Rap(p, E)$; (b) $Rap(p, \chi)$.

Calcul de $F_{ref}(p, \chi)$ et estimation de $F(p, \chi)$

Pour terminer l'estimation de $F(p, \chi)$, il reste à déterminer $F_{ref}(p, \chi)$. Cette grandeur s'obtient par l'intermédiaire de la calibration présentée au paragraphe IV.2.1 qui permet d'obtenir la correspondance entre position d'un matériau dans l'objet et signal généré dans les pixels du détecteur par le biais de la matrice $A(p, z)$. On a ainsi :

$$F_{ref}(p, \chi) = \sum_z [A(p, z) F_{ref}(z, \chi)] \quad (IV.10)$$

On utilise ensuite l'Eq. IV.9 pour finaliser l'estimation et obtenir ainsi $F(p, \chi)$. La Fig. IV.10 présente le résultat obtenu sur le fantôme de sein.

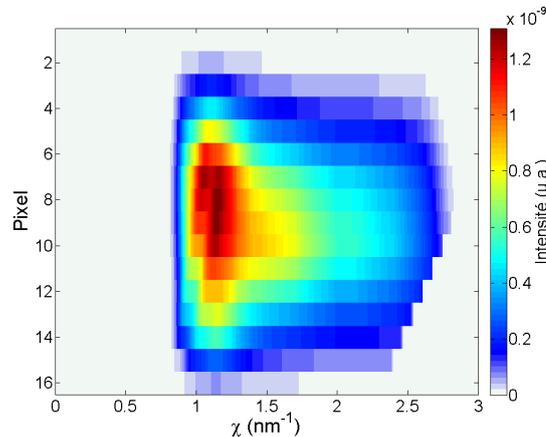


FIGURE IV.10 – Estimation de la fonction de diffusion $F(p, \chi)$

Mise en évidence de l'avantage de la surpixelisation

En complément de cette partie, on peut remarquer que c'est dans le recalage angulaire que réside l'un des avantages de la surpixelisation. Considérons ici un exemple plus simple que le fantôme de tissus : la mesure d'un échantillon de 6 cm de polyéthylène à 2.5° . Si l'objet analysé est constitué d'un unique matériau, la moyenne de $F(p, \chi)$ selon p , pondérée par l'intensité totale par pixel, donne accès à une mesure de la fonction de diffusion du matériau.

Dans le cas où on utiliserait qu'un unique pixel physique, toutes les étapes de traitement précédemment décrites se déroulent de manière identique, à ceci près que la dépendance des grandeurs envers p disparaît. On obtient en premier lieu un rapport $Rap(E)$ dont le changement d'espace de E vers χ est réalisée à l'aide d'un angle de diffusion moyen pour tout le pixel (2.5°). Cependant, en faisant cela, on considère que tout le pixel physique reçoit des photons dont l'angle de diffusion vaut 2.5° ce qui n'est pas le cas. On peut voir à la Fig. III.14 que, dans la configuration simulée ici, l'angle moyen par sous-pixel varie de 2.1° à 2.9° . Au final, on obtient une estimation $F(\chi)$ de la fonction de diffusion du polyéthylène à partir d'un rapport $Rap(\chi)$ non recalé.

Au contraire, la surpaxellisation de ce pixel physique permet de prendre en compte cette forte variation d'angle au sein du pixel en effectuant le recalage angulaire ce qui améliore significativement la résolution en χ de notre estimation (Fig. IV.11). L'effet du recalage sur la résolution angulaire est illustré par les distributions angulaires présentées en Fig. IV.12. Le fait que, à la base, chaque sous-pixel voit l'objet sous un angle différent explique la large distribution angulaire totale du pixel physique. Le cas « recalé » correspondrait à un cas où, au contraire, tous les sous-pixels verrait l'objet sous un même angle. La somme de ces distributions recalées donne ainsi une distribution totale plus fine.

La surpaxellisation permet donc de justifier une ouverture forte de la collimation afin d'améliorer la sensibilité puisque la dégradation de la résolution angulaire sera compensée par ce recalage.

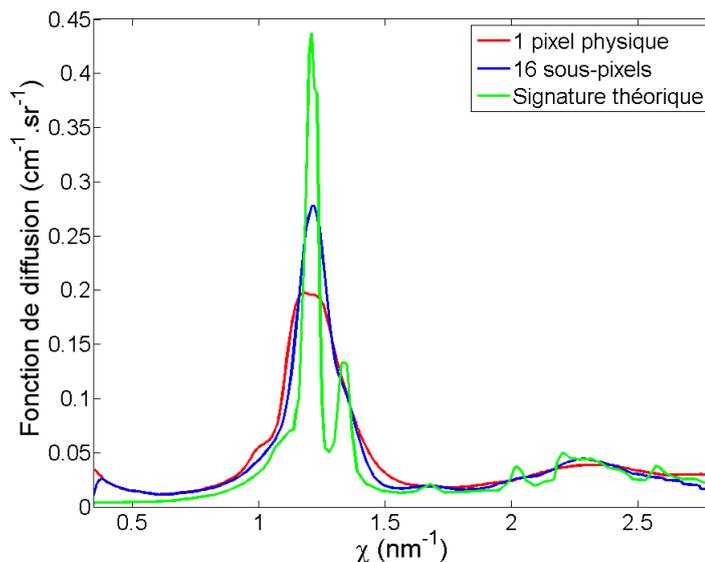


FIGURE IV.11 – Comparaison de l'estimation de la fonction de diffusion du polyéthylène avec et sans surpaxellisation. La courbe théorique est issue de [36].

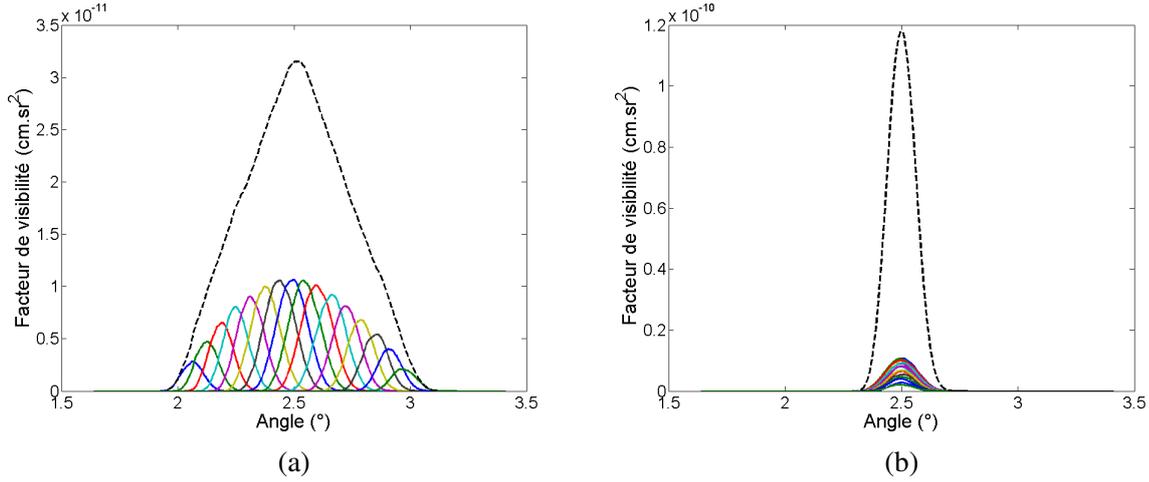


FIGURE IV.12 – Effet du recalage sur les distributions angulaires. (a) Distributions angulaires des différents sous-pixels, représentation 1D de la Fig. III.14a (courbes colorées) et somme de ces distributions, distribution angulaire totale sur le pixel physique (courbe noire pointillée); (b) Idem après recalage angulaire.

IV.3.3 Reconstruction spatiale

À ce stade, la fonction de diffusion a été estimée mais uniquement en fonction des pixels du détecteur. Notre idée de départ étant d'utiliser la pixellisation du détecteur pour imager l'objet de manière spécifique, il est nécessaire d'associer cette estimation de la fonction de diffusion à des positions réelles dans l'objet. Il va ainsi falloir réaliser une étape de reconstruction spatiale. Dans notre cas, la correspondance entre position dans l'objet et pixel détecteur est décrite par la relation suivante :

$$F(p, \chi) = \sum_z [A(p, z) F(z, \chi)] \quad (\text{IV.11})$$

L'obtention de $F(z, \chi)$ passe donc par l'inversion de ce modèle. La matrice A n'étant pas inversable, il est nécessaire d'utiliser un algorithme de reconstruction. Nous avons opté pour un algorithme itératif basé sur la technique MLEM (Maximum Likelihood Expectation Maximization). L'algorithme MLEM vise à estimer la signature à reconstruire par maximisation itérative de la fonction de log-vraisemblance. [55]

L'expression de cet algorithme dépend du type de distribution utilisé pour modéliser le bruit. En faisant l'hypothèse d'un spectre de référence très peu bruité, $F(p, \chi)$ est issue du rapport d'une grandeur suivant une distribution de Poisson (le spectre mesuré) par une grandeur non bruitée. Cette grandeur suivra donc elle aussi une distribution de Poisson. La résolution itérative de ce problème s'écrit alors :

$$F(z, \chi)^{(n+1)} = F(z, \chi)^{(n)} \frac{1}{\sum_p A(p, z)} \sum_p \left[A(p, z) \frac{F(p, \chi)}{\sum_z A(p, z) F(z, \chi)^{(n)}} \right] \quad (\text{IV.12})$$

En initialisant le vecteur $F(z, \chi)^{(0)}$ avec des valeurs positives, on a la garantie d'avoir des résultats non-négatifs, les valeurs de $A(p, z)$ étant positives. À chaque itération, on réalise successivement :

- Etape 1 : Projection P de l'estimation courante ;
- Etape 2 : Rapport R entre la projection et les données mesurées ;

- Etape 3 : Rétroprojection RP du rapport pour obtenir une image d'erreur relative ;
- Etape 4 : Normalisation par la sensibilité et multiplication par l'estimation courante de l'échantillon (mise à jour multiplicative).

Ces différentes étapes sont détaillées par la suite. On introduit ici le vecteur $s(z)$, somme de $A(p, z)$ dans la direction des pixels p :

$$s(z) = \sum_p A(p, z) \quad (\text{IV.13})$$

L'algorithme débute par l'initialisation (étape « 0 ») de $F(z, \chi)$ en utilisant une matrice dont tous les coefficients valent 1 (choix arbitraire) :

$$F(z, \chi)^{(0)} = \begin{pmatrix} 1 & \cdots & 1 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ 1 & \cdots & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{IV.14})$$

L'étape 1 consiste ensuite à projeter cette matrice dans l'espace des pixels à l'aide de $A(p, z)$:

$$PR(p, \chi)^{(0)} = \sum_z [A(p, z) F(z, \chi)^{(0)}] \quad (\text{IV.15})$$

Lors de l'étape 2, on calcule le rapport terme à terme entre la matrice $F(p, \chi)$ et la matrice $PR(p, \chi)^{(0)}$:

$$Ratio(p, \chi)^{(0)} = \frac{F(p, \chi)}{PR(p, \chi)^{(0)}} \quad (\text{IV.16})$$

Pour l'étape 3, on réalise le produit de $Ratio(p, \chi)^{(0)}$ par la transposée de $A(p, z)$:

$$RP(z, \chi)^{(0)} = \sum_p [A(z, p) Ratio(p, \chi)^{(0)}] \quad (\text{IV.17})$$

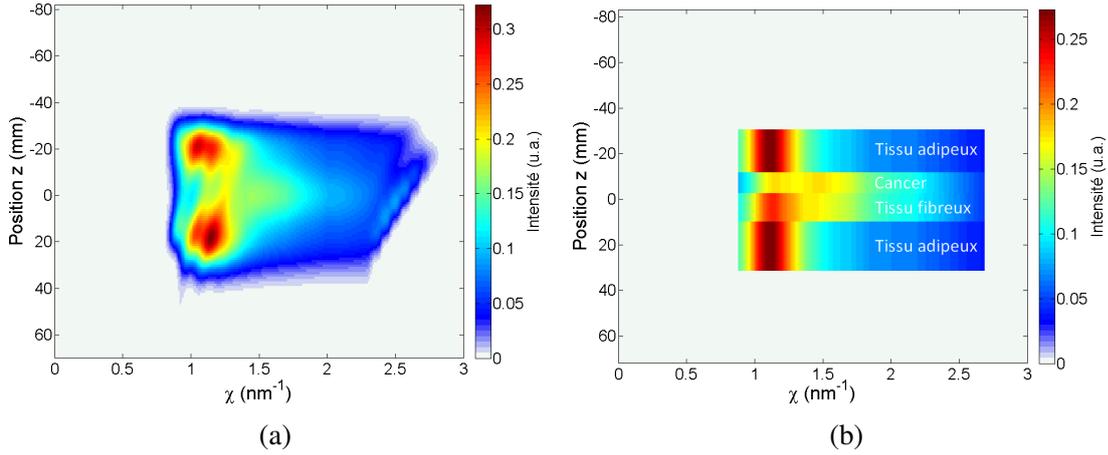
Enfin, l'étape 4 termine le calcul de l'équation itérative présentée par l'Eq. IV.12 en exprimant $F(z, \chi)^{(1)}$ à partir des grandeurs calculées précédemment :

$$F(z, \chi)^{(1)} = \frac{1}{s(z)} RP(z, \chi)^{(0)} F(z, \chi)^{(0)} \quad (\text{IV.18})$$

On reprend ensuite les étapes 1 à 4 jusqu'à convergence de l'algorithme afin d'obtenir une estimation de $F(z, \chi)$.

Au terme de cette étape, on obtient donc une estimation de la fonction de diffusion du matériau positionné en z au sein de l'objet. La Fig. IV.13 présente le résultat obtenu pour le fantôme de sein et le compare aux valeurs réelles de $F(z, \chi)$. On constate que l'objet est bien positionné et que les signatures sont plutôt bien reconstruites, même si un léger flou selon Z est observé.

La prochaine étape consiste à reconnaître cette signature reconstruite afin d'en déduire une image spécifique de l'objet.


 FIGURE IV.13 – Reconstruction spatiale. (a) $F(z, \chi)$ estimé ; (b) $F(z, \chi)$ réel.

IV.3.4 Identification des matériaux et imagerie spécifique de l'objet

Suivant les applications, les matériaux susceptibles d'être identifiés peuvent être très différents mais seront toujours en nombre limité. Il est donc possible de se constituer une base de signatures. Celles-ci peuvent être obtenues de deux manières :

- La plupart des d_{hkl} et intensités relatives associées des matériaux cristallins sont tabulées. Certaines signatures d'amorphes ont déjà été mesurées avec une précision élevée, par le biais d'expériences basées sur le principe de l'ADXRD.
- Si les signatures ne figurent pas dans la littérature, ce qui est souvent le cas pour les amorphes, il est possible de les estimer à partir du système et du traitement présenté en mesurant le spectre de diffusion issu d'un matériau isolé. Cette méthode présente l'avantage de compenser, d'une certaine manière, le flou introduit par le traitement en utilisant, pour l'identification, des signatures elle-même dégradées par ce flou.

Chaque échantillon spatial de l'objet est ensuite identifié par le biais d'une décomposition sur la base des signatures. La décomposition employée s'effectue à l'aide d'un algorithme classique de moindres-carrés avec comme contrainte la positivité des coefficients. Pour chaque z , c'est-à-dire pour chaque échantillon spatial de l'objet, en notant $F_i(\chi)$ les signatures contenues dans la base, on cherche donc les coefficients γ_i de façon à résoudre l'expression suivante :

$$\underset{\gamma_i}{\operatorname{argmin}} \left\| F(z, \chi) - \sum_i \gamma_i F_i(\chi) \right\|^2 \quad (\text{IV.19})$$

Normalement, le coefficient γ_i le plus élevé donne ensuite accès à la nature de l'échantillon. Il s'avère cependant que ce n'est pas toujours le cas, certains éléments de la base ressortant plus facilement que d'autres. La parade actuellement utilisée est de normaliser les coefficients associés aux différents matériaux de la base par rapport à leur maximum respectif selon z et de seulement ensuite regarder lequel est le plus élevé à un z donné. Cela présuppose que chacun des matériaux de la base est présent en au moins un endroit de l'objet ce qui peut être utile si l'on cherche à imager l'objet sachant ce qu'il contient. Mais cela peut aussi être très problématique si l'on cherche plutôt à déterminer si un matériau est présent ou non comme dans le cas du diagnostic du cancer du sein. Cette dernière étape nécessite un travail supplémentaire pour améliorer cet aspect.

Pour finir, on utilise les coefficients obtenus (Fig. IV.14 a) pour constituer une image. La première possibilité est d'affecter une fausse couleur à chaque matériau et de déduire du co-

efficient le plus élevé la couleur affectée à une position donnée (Fig. IV.14 c). La seconde est d'utiliser les valeurs des coefficients $\gamma_i(z)$ comme code de couleur, en utilisant le code RGB par exemple (Fig. IV.14 b). Cela est particulièrement adapté si trois matériaux constituent la base. Avec deux matériaux, on attribue une valeur constante au troisième coefficient. Avec plus de trois matériaux on peut générer plusieurs images en mettant l'accent sur différents matériaux.

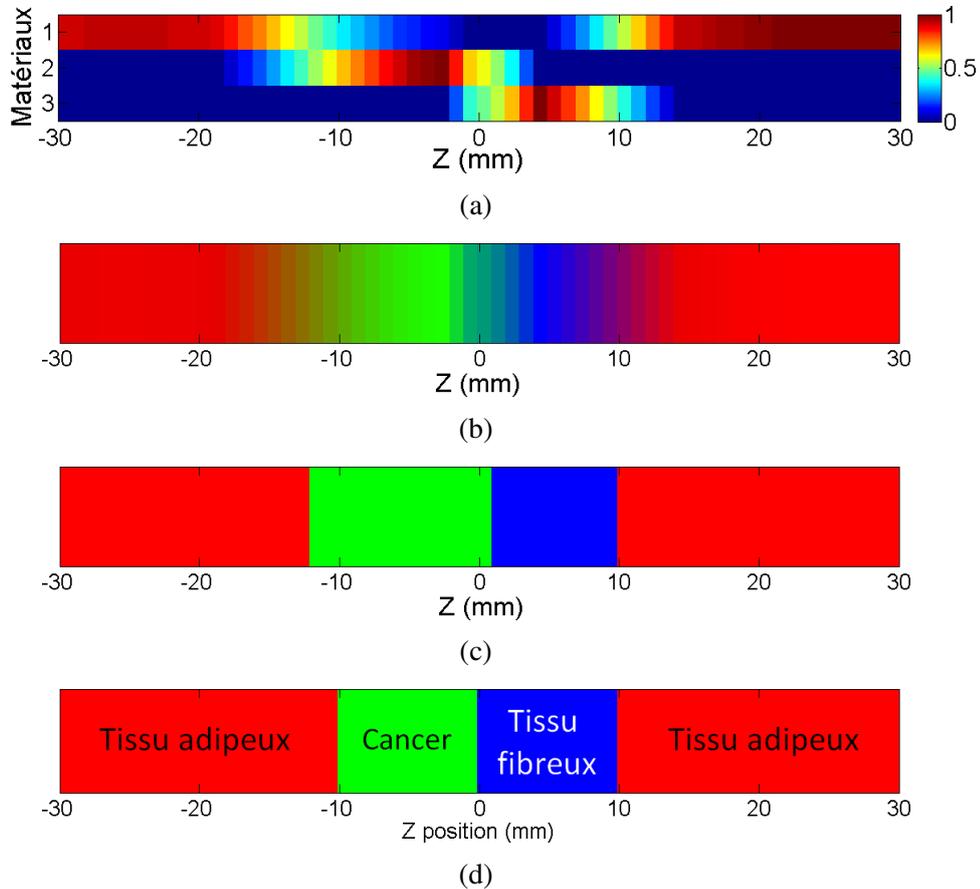


FIGURE IV.14 – Résultat de l'identification de matériau. (a) Coefficients $\gamma_i(z)$ (1 = Tissu adipeux, 2 = Cancer, 3 = Tissu fibreux); (b) Image par code RGB (Rouge = Tissu adipeux, Vert = Cancer, Bleu = Tissu fibreux); (c) Image par code RGB (Idem); (d) Rappel du fantôme simulé (Idem).

À partir de la Fig. IV.14, on peut constater que le traitement permet d'imager convenablement le fantôme de sein avec toutefois une légère surévaluation de la taille de l'élément cancéreux. L'objectif à ce stade est de montrer l'efficacité de ce traitement pour des spectres mesurés expérimentalement. C'est l'objet du prochain paragraphe.

IV.4 Validation expérimentale

Cette section est consacrée à la validation expérimentale du traitement. On utilise pour cela le banc expérimental présenté au chapitre précédent pour la validation de la simulation (Fig. III.18).

IV.4.1 Fantôme utilisé et conditions expérimentales

Un fantôme constitué de plastiques a été réalisé pour cette étude. Il s'agit d'un bloc de polystyrène dans lequel on vient placer des inserts de différents plastiques.

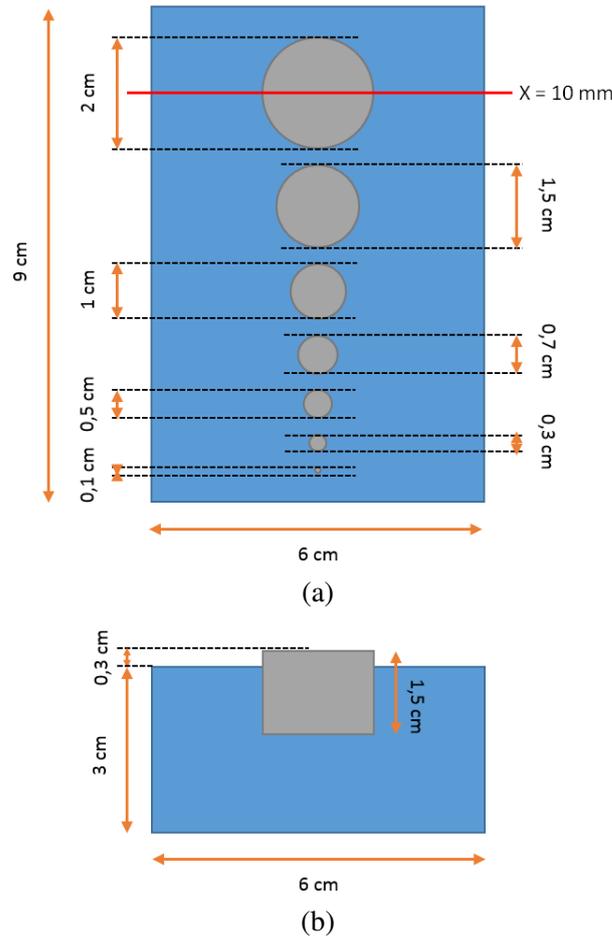


FIGURE IV.15 – Schémas du fantôme de plastique analysé (bleu = polystyrène, gris = inserts). (a) Vue XZ (d’après les axes de la Fig. IV.3); (b) Coupe YZ.

L'étude présentée a été réalisée avec des inserts de nylon. Ces matériaux ont été choisis pour leurs signatures, relativement proches des tissus du sein. Le polystyrène simule ainsi le tissu adipeux tandis que le nylon représente les tissus cancéreux et fibreux (Fig. IV.16).

On souhaite ici réaliser l'imagerie 2D de ce fantôme. Comme on l'a vu précédemment, l'imagerie selon l'axe Z est réalisée grâce à la pixellisation du détecteur (plus particulièrement ici, à la surpixellisation puisque ce système n'utilise qu'un seul pixel de Minigami, segmenté en 16 pixels virtuels) puis à la reconstruction des signaux. Pour réaliser l'imagerie selon l'axe X, on utilise une table de translation pour déplacer l'objet imagé selon cette direction afin de mesurer le signal de diffusion $S(p, E)$ pour chaque position x dans l'objet. En effet, nous avons vu que, dans notre configuration, selon la direction Z, le volume d'inspection peut être long de plusieurs centimètres (Fig. IV.4a). Cependant, dans les directions X et Y, le volume ne dépasse pas les quelques millimètres du fait de la collimation du faisceau incident en pinceau.

Les conditions expérimentales sont les mêmes que celles des simulations et validations du chapitre III. La tension du tube est de 160 kV, l'intensité est de 11,25 mA. Le temps d'acquisition est de 5 min par position selon l'axe X. On utilise un unique pixel physique de Minigami surpixellisé en 16 sous-pixels. L'angle de diffusion moyen est de 2.5° .

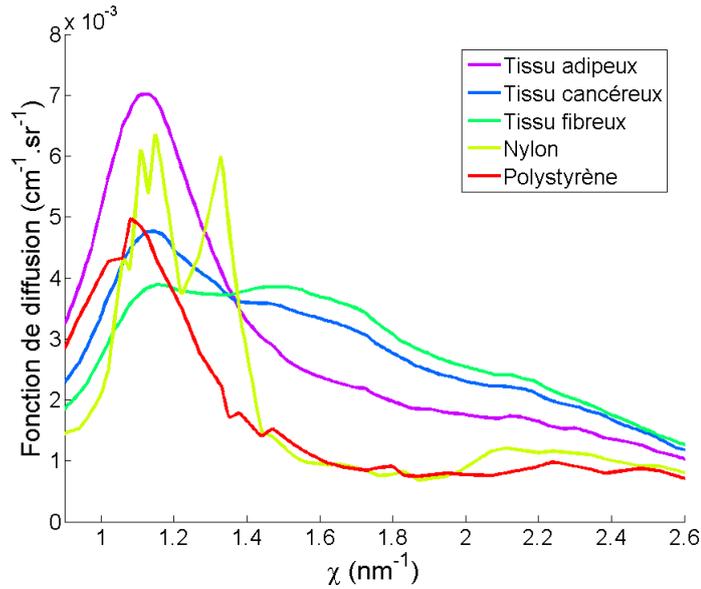


FIGURE IV.16 – Facteurs de forme des tissus du sein et des matériaux les simulant.

IV.4.2 Résultats

Calibration

La Fig. IV.17 présente les résultats de calibration expérimentale obtenue avec la plaque d'aluminium (voir §IV.2.1).

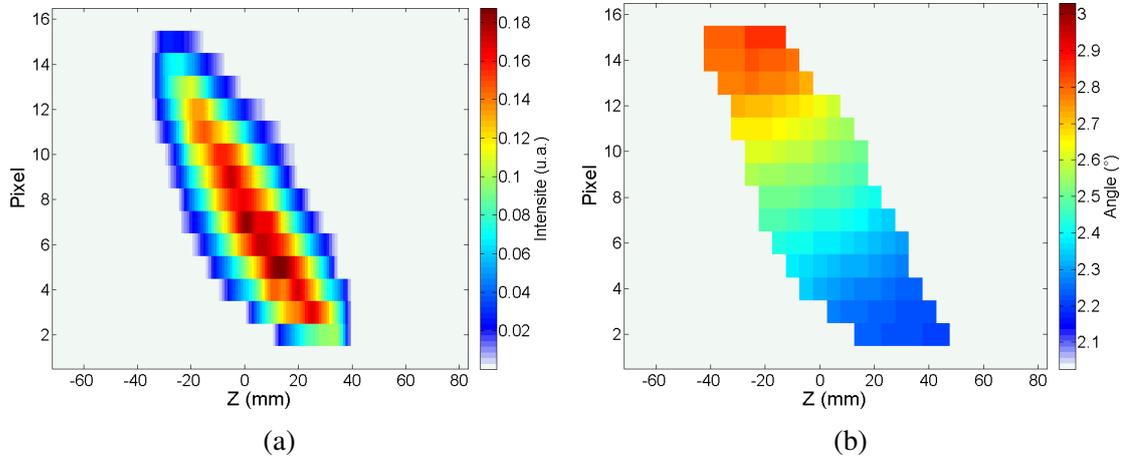


FIGURE IV.17 – Calibration expérimentale du système Minigami pour un angle de diffusion central de $2,5^\circ$. (a) $A(p, z)$; (b) $\Theta(p, z)$.

Ces résultats peuvent être directement comparés à la simulation présentée à la Fig. IV.4. On peut ainsi à nouveau constater la bonne adéquation entre simulation et expérience. On peut noter toutefois que les signaux récupérés sur les sous-pixels extrêmes (1 et 16) n'ont pas pu être exploités du fait d'une intensité trop faible.

Pour une acquisition

Il s'agit ici de présenter les résultats obtenus pour une position $X = 10$ mm. On tombe ainsi dans le grand insert (2 cm de diamètre) (Fig. IV.15). Ces résultats sont donnés en Fig. IV.18. La

base de signatures utilisée pour la reconnaissance de matériaux contient les signatures du nylon, du polystyrène et du PMMA, qui a été utilisé comme matériau de référence.

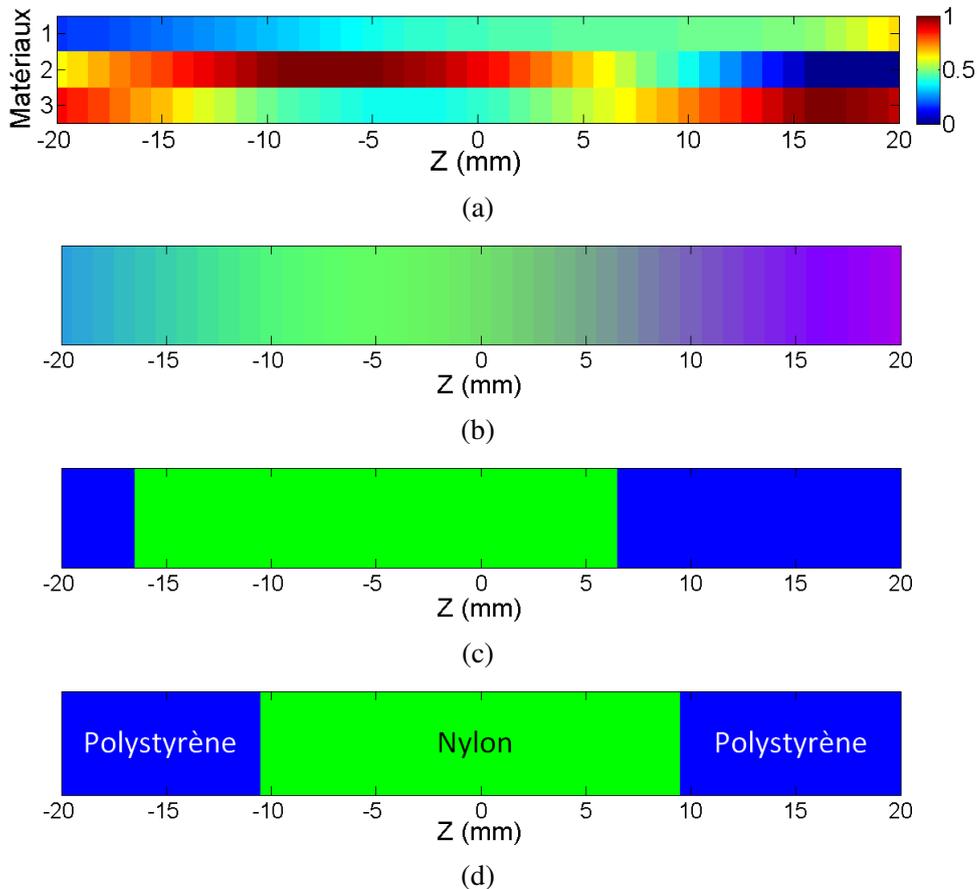


FIGURE IV.18 – Résultat de l’identification de matériau pour la position X = 10 mm. (a) Coefficients $\gamma_i(z)$ (1 = PMMA, 2 = Nylon, 3 = Polystyrène); (b) Image par code RGB (Rouge = PMMA, Vert = Nylon, Bleu = Polystyrène); (c) Image par représentation du matériau le plus probable (Idem); (d) Objet réel.

Dans un premier temps, on peut déjà constater que la probabilité de présence du PMMA n’est pas nulle bien que ce matériau ne soit pas présent dans l’objet analysé. Ceci est un artefact venant du traitement, plus précisément de la division des spectres de diffusion (§IV.3.2). En effet, lors de cette division, le bruit est amplifié. Il est ensuite multiplié par la fonction de diffusion du matériau de référence (PMMA dans notre cas). Dans les régions où le rapport signal sur bruit est faible, par exemple sur les bords du volume d’inspection, la signature reconstruite va contenir en grande partie la fonction de diffusion du matériau de référence. La décomposition de la signature reconstruite va donc affecter un coefficient non nul voire même élevé à la fonction de diffusion de ce matériau.

Ensuite, si l’épaisseur de l’insert semble plus ou moins bien estimée (de -18 à 7 mm soit 2,5 cm pour une épaisseur réelle de 2 cm), sa position diffère d’environ 5 mm. Plusieurs causes peuvent expliquer cet aspect : un mauvais positionnement du fantôme, une modification de l’alignement entre la calibration et l’analyse du fantôme, cet alignement étant particulièrement sensible etc.

Acquisition complète

Les Fig. IV.19 et IV.20 présentent les images obtenues en combinant les mesures issues de toutes les positions du fantôme selon l'axe X.

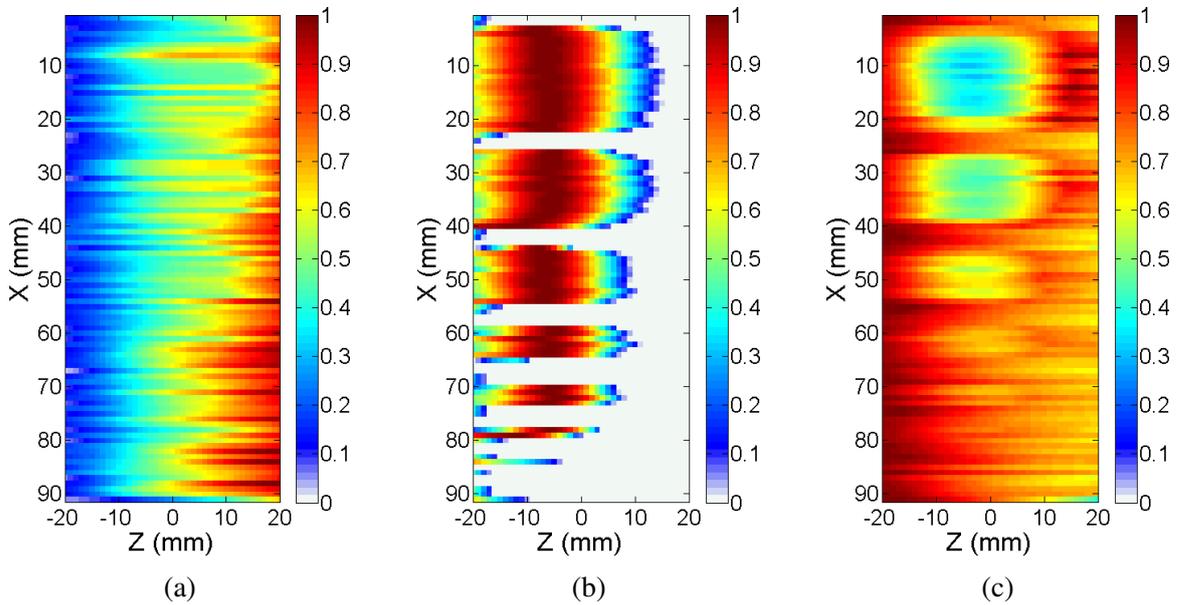


FIGURE IV.19 – Représentation de l'évolution des coefficients γ_i selon les axes X et Z pour les différents matériaux de la base. (a) PMMA; (b) Nylon; (c) Polystyrène.

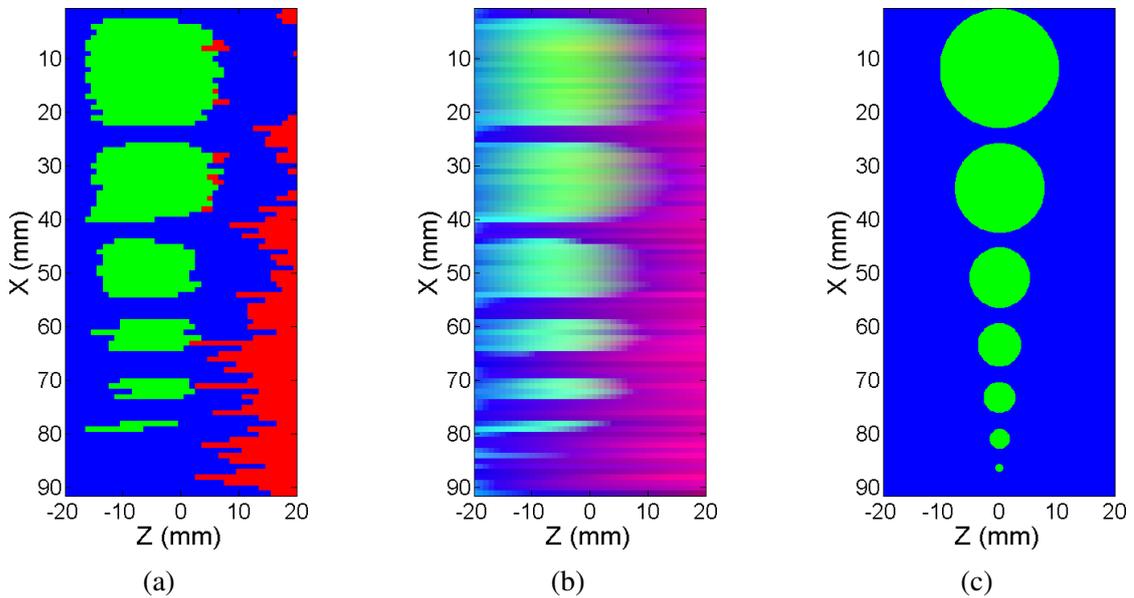


FIGURE IV.20 – Résultat de l'identification de matériau pour l'imagerie complète du fantôme. (a) Image par représentation du matériau le plus probable (Rouge = PMMA, Vert = Nylon, Bleu = Polystyrène); (b) Image par code RGB (Idem); (c) Objet réel.

On retrouve bien les mêmes phénomènes observés pour la seule position X = 10 mm. Le plexiglas est détecté sur les bords de l'objet bien qu'il n'y en ait pas.

La résolution selon X est plutôt bonne, à priori de l'ordre de 1 mm, la taille des inserts étant bien respectée le long de cette direction. Seul le plus petit insert (1 mm de diamètre) n'est pas

vu. Selon Z , elle serait plutôt de quelques mm. En effet, le second insert est vu mais sa taille selon Z est estimée à quasiment 1 cm contre 3 mm en réalité.

Remarque à propos de la dose

Si les résultats d'imagerie sont bons, on peut toutefois remarquer que, en première approximation, le calcul de la dose délivrée pour une seule position X lors de la validation dépasserait les 1 Gy ce qui est bien trop élevé pour un examen médical (voir Tab. I.1). Il serait intéressant de réaliser une étude statistique pour estimer à partir de quelle dose l'image devient exploitable.

IV.5 Conclusion

Pour conclure, on a pu voir dans ce chapitre que le traitement mis en place dans cette thèse utilise une mesure de la diffusion d'un matériau connu, dit de référence pour estimer la fonction de diffusion mesurée par les pixels. Une reconstruction spatiale, basée sur un algorithme MLEM est ensuite réalisée afin d'obtenir la fonction de diffusion du matériau présent en chaque position de l'objet. On utilise ensuite une base de signature afin de reconnaître cette estimation et en déduire le matériau présent.

L'efficacité de notre traitement associé au système a été prouvée par une validation expérimentale sur un fantôme constitué de plastiques simulant certains tissus du sein. Nous avons pu caractériser en matériau ce fantôme selon la direction du faisceau incident en une seule acquisition en utilisant une ligne de pixel. Un déplacement de l'objet dans la direction perpendiculaire a ainsi permis d'obtenir une image en deux dimensions. Ce résultat a pu être obtenu avec un unique pixel physique en utilisant la technique de surpixellisation qui permet de segmenter ce pixel en sous-pixels virtuels. Sans surpixellisation, une seconde translation aurait été nécessaire, ce qui aurait pour effet d'augmenter la dose délivrée.

Le traitement souffre toutefois de quelques artéfacts et d'une résolution angulaire et spatiale qui pourrait être améliorées. On a pu par ailleurs constater que la dose délivrée pour une seule position X lors de la validation est, pour l'instant, bien trop élevée pour un examen médical. Le système en lui-même nécessiterait donc d'être amélioré, tant en terme de résolution qu'en terme de sensibilité. C'est l'objet du prochain chapitre qui traite du dimensionnement d'une collimation pour un détecteur multipixels, réalisé à partir du travail de Fanny Marticke, dont la thèse [56] s'est déroulée en parallèle de la mienne au sein du LDET.

Chapitre V

Dimensionnement d'un système multipixel

Nous avons vu dans le chapitre précédent que le système de diffusion EDXRD mis en place à partir du détecteur Minigami permet d'obtenir une image spécifique en matériau que l'on peut considérer comme satisfaisante. Ces résultats pourraient toutefois être améliorés, tant en termes de dose nécessaire pour l'obtenir qu'en termes de résolution spatiale. Une des pistes les plus évidentes est d'intégrer l'ensemble du détecteur au système. En effet, dans le système précédemment utilisé, seul un pixel physique du détecteur Minigami était utilisé afin de démontrer l'utilité et l'efficacité de la surpixelisation. L'idée ici est donc de dimensionner un nouveau système intégrant un détecteur complet. Le détecteur Imadif (voir §I.3.4) est aussi préféré pour ce système. En effet ce détecteur est le résultat final d'un projet industriel (24×8 pixels de $1,25 \times 2,75 \text{ mm}^2$) quand Minigami est seulement un prototype interne de R&D (4×4 pixels de $2,5 \times 2,5 \text{ mm}^2$). Un système exploitant le détecteur Imadif serait donc plus proche d'un véritable imageur clinique qu'un système basé sur Minigami.

Le dimensionnement du système porte essentiellement sur la position, la forme et les dimensions de la collimation secondaire, les autres paramètres du système influant peu sur ses performances. Différents types de collimation secondaire ont donc été étudiés.

La première partie de ce chapitre consiste à présenter les différentes contraintes liées à notre système. Ensuite un nouveau facteur de mérite, l'efficacité quantique de détection, utilisé pour comparer les performances des différentes configurations étudiées, est présenté dans la seconde section de ce chapitre. Les trois paragraphes suivants s'attarderont sur les trois types de collimations étudiées. Les cinquième et sixième paragraphes présentent, quant à eux, une réalisation expérimentale et la simulation de l'imagerie du fantôme utilisé au chapitre précédent par un système intégrant Imadif et la collimation choisie.

V.1 Paramètres et contraintes

Pour réaliser le dimensionnement de notre nouveau système, il est nécessaire d'identifier un certain nombre de paramètres et de contraintes.

Taille de l'échantillon analysé

Lors d'un examen de mammographie, le sein de la patiente est comprimé, atteignant entre 2 et 8 cm d'épaisseur. Dans l'éventualité d'une configuration *in vivo* (voir §I.6), notre système doit donc être capable d'imager l'échantillon sur plusieurs centimètres.

Spectre incident

Afin d'optimiser le rapport entre dose et information, il est nécessaire d'étudier l'effet du spectre incident sur le système. Les travaux de Fanny Marticke ont ainsi montré que dans le cas d'un tissu de sein, l'énergie moyenne déposée dans le sein est minimale pour les photons de 60 keV [56]. Par ailleurs l'information apportée par les photons de moins de 20 keV est marginale pour une dose délivrée particulièrement importante. Un spectre d'énergie maximale 100 keV, dont les énergies inférieures à 20 keV sont filtrées, sera donc bien adapté. Les pics de fluorescence $K\alpha$ (59,32 keV pour $K\alpha_1$, 57,98 keV pour $K\alpha_2$) permettent de maximiser le nombre de photons proches de 60 keV. Au delà de 100 keV, le diffusé Compton devient trop important, même à faible angle, et vient perturber la mesure du diffusé cohérent.

Plage en χ et en θ

Que l'on regarde les résultats de Pani [30] ou ceux de Kidane [28], les caractéristiques principales des signatures des tissus sains et cancéreux du sein sont comprises entre $0,9 \text{ nm}^{-1}$ et $2,5 \text{ nm}^{-1}$. En considérant un spectre compris entre 20 et 100 keV, cela correspond à une gamme d'angle de diffusion comprise entre $3,55$ et $6,4^\circ$ afin que chaque pixel voit l'intégralité de la gamme en χ . Cette gamme sera désignée par la suite par le terme « gamme optimale ». Il est cependant possible de dépasser ces valeurs en gardant à l'esprit que les pixels recevant des photons d'angles inférieurs ou supérieurs ne couvriront pas l'intégralité de la gamme en χ . Les angles extrêmes, au-delà desquelles aucune information sur la gamme en χ n'est mesurée, sont $1,28$ et $17,84^\circ$. On parlera pour cette seconde gamme de « gamme acceptable ».

V.2 Efficacité quantique de détection

Pour comparer différents systèmes de diffusion, trois critères doivent être étudiés :

- la sensibilité, rapport entre le nombre de photons en entrée du système et celui en sortie. Ce paramètre va directement influencer sur la dose délivrée à la patiente. En effet, plus la sensibilité est élevée et plus la dose nécessaire pour obtenir des résultats d'imagerie pertinents sera faible ;
- la résolution angulaire et donc la résolution en χ qui influe sur la capacité du système à séparer deux matériaux ou tissus ;
- la résolution spatiale, qui définit la taille minimale des éléments visibles et identifiables par le système.

Afin d'étudier ces critères, nous avons choisi d'utiliser l'efficacité quantique de détection, désignée par la suite par l'acronyme anglais DQE pour *Detective Quantum Efficiency*. Cette grandeur a été développée par Albert Rose [57, 58] et adaptée à l'imagerie médicale par Shaw [59]. Elle traduit l'évolution du rapport signal sur bruit après passage à travers le système, c'est-à-dire l'efficacité du système à transformer l'information incidente en signal utile. Pour l'imagerie, elle est souvent exprimée dans le domaine fréquentiel c'est-à-dire en fonction de la fréquence spatiale ν_z .

Pour des systèmes réels linéaires et en supposant que les processus en jeu sont stationnaires, la DQE peut s'écrire [60] :

$$DQE(\nu_z) = \bar{q} \frac{S^2 MTF^2(\nu_z)}{NPS_{out}(\nu_z)} \quad (\text{V.1})$$

où \bar{q} est le nombre moyen de quanta incidents, S est la sensibilité, MTF est le module de la fonction de transfert de modulation et NPS_{out} la densité spectrale du bruit de sortie.

Dans le cas d'un bruit de Poisson, l'Eq. V.1 peut être simplifiée. En effet, si l'on considère \bar{d} la quantité de quanta en sortie du système, on a, par définition de la sensibilité, $\bar{d} = S\bar{q}$. Or, le bruit suivant une loi de Poisson, $NPS_{out} = \bar{d}^2/\bar{d}$. En reportant ces équations dans l'Eq. V.1, on obtient ainsi :

$$DQE(\nu_z) = S \cdot MTF^2(\nu_z) \quad (V.2)$$

Ce résultat nous montre que la DQE traduit directement la sensibilité et la résolution du système, via la fonction de transfert de modulation. La MTF valant, par définition, 1 en 0, on peut d'ailleurs remarquer que $DQE(0) = S$. La DQE est donc un bon indicateur pour étudier les trois critères présentés en début de paragraphe.

Pour un système parfait, la DQE vaudrait 1 pour toute valeur de ν_z . En pratique, on observe plutôt une sensibilité bien inférieure à 1, car seule une faible proportion des photons incidents diffuse dans la direction définie par la collimation et le détecteur, et une baisse d'efficacité pour les hautes fréquences représentant les détails dans l'objet (voir Fig. V.1) [56].

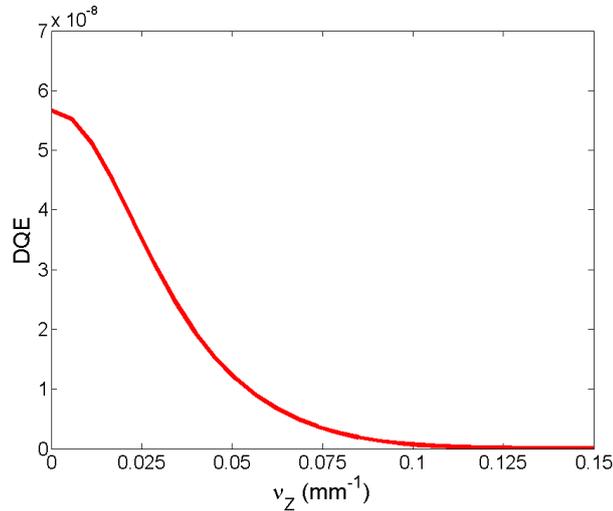


FIGURE V.1 – Exemple de calcul de DQE

Comme nous l'avons vu aux paragraphes précédents, le système peut être représenté par un modèle direct :

$$S(p, E_{det}) = Rep \cdot F(z, \chi) \quad (V.3)$$

où Rep désignerait la réponse globale du système.

Le problème de cette représentation est que l'on définit ainsi une réponse dépendant de l'objet analysé. En effet, comme on peut le voir à l'Eq. III.2, la transmission fait partie de cette réponse. Or le dimensionnement doit être réalisé indépendamment de l'objet analysé. Par ailleurs, on rappelle ici que l'objet de l'étude de dimensionnement porte uniquement sur la collimation secondaire. R_d , la DRM du détecteur, ne sera pas modifiée selon les différentes configurations proposées. On peut donc se concentrer uniquement sur les matrices représentant la collimation : R_a et A . Les calculs de DQE seront donc effectués sur ces matrices. Le calcul sur A permettra d'obtenir des informations sur la résolution spatiale du système tandis que celui de R_a donnera accès à la résolution angulaire et donc à la résolution en χ .

La DQE est calculée par pixel puis sommée sur l'ensemble des pixels. On réalise donc ce calcul à partir des vecteurs systèmes $R_\theta(\theta)$ ou $A(z)$ pour un pixel p donné.

L'Eq. V.2 est utile pour l'interprétation de la DQE mais ne permet pas de la calculer. On utilise pour cela une expression exploitable de la MTF [56] :

$$MTF(\nu_\alpha) = \sqrt{\frac{\mathcal{F}[\Gamma_M(m_{\alpha_1\alpha_2}, \Delta_{\alpha_1\alpha_2})]}{S^2}} \quad (\text{V.4})$$

où α représente la variable étudiée, z ou θ , α_1 et α_2 sont deux valeurs de cette variable, m leur moyenne et Δ leur différence. M est la matrice obtenue à partir du vecteur système étudiée ($R_\theta(\theta)$ ou $A(z)$) en effectuant le changement de variable de α vers $(m_{\alpha_1\alpha_2}, \Delta_{\alpha_1\alpha_2})$ et Γ_M représente l'autocorrélation de cette matrice. \mathcal{F} symbolise la transformée de Fourier réalisée sur l'autocorrélation.

La sensibilité S est donnée par la somme des vecteurs systèmes :

$$S = \sum_{\theta} R_\theta(\theta) \quad \text{ou} \quad S = \sum_z A(z) \quad (\text{V.5})$$

Les Eq. V.4 et V.5 permettent ainsi de calculer la DQE, angulaire ou spatiale, en utilisant l'Eq. V.2.

V.3 Collimation parallèle

Le premier type de collimation étudié est directement basé sur l'architecture du détecteur Imadif, rappelée en Fig. V.2. On réutilise ici le repère $[X_{det}, Y_{det}, Z_{det}]$ défini par le détecteur et présenté au paragraphe III.3.4. Les termes « pixel X » et « pixel Y » désignent la numérotation des pixels étudiés du détecteur selon X_{det} et Y_{det} respectivement. La direction Y_{det} étant mieux résolue au niveau du détecteur (1,25 mm de taille de pixel selon cette direction contre 2,5 mm pour la direction X_{det}), on essaiera, lorsque cela est possible, d'orienter le détecteur afin que Y_{det} corresponde à la direction du système selon laquelle l'angle de diffusion varie le plus. On fait par ailleurs le choix de surpixeliser par 8 le détecteur selon cette direction afin d'atteindre 192×8 pixels virtuels. En pratique, on surpixelise en 8 aussi selon X_{det} pour affiner les résultats de simulation (voir §III.3.4). Ce ne sera pas le cas des résultats expérimentaux qui seront surpixelisés uniquement selon Y_{det} .

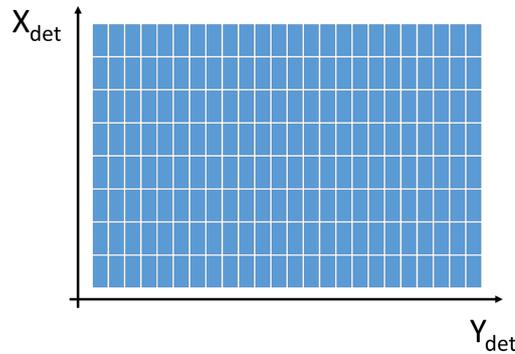


FIGURE V.2 – Représentation des pixels physiques d'Imadif. 24×8 pixels de $1,25 \times 2,75 \text{ mm}^2$.

L'idée de base est de simuler une collimation secondaire constituée de fentes parallèles, chaque fente étant associée à une colonne Y_{det} de pixels physiques. On rejoint ainsi le système

mis en place pour Minigami (1 fente pour un pixel physique surpixelisé en 16 sous-pixels virtuels) en le faisant évoluer vers un système multipixel donc multifente.

Deux configurations sont envisageables pour ce type de collimation : un détecteur centré sur l'axe du faisceau incident (Fig. V.3) ou au contraire, décentré, avec un angle donné (Fig. V.7).

Pour ces deux configurations, un certain nombre de paramètres sont fixés :

- la source est placée à 50 cm du centre de l'échantillon analysé ;
- la collimation primaire est placée au même endroit que pour le système Minigami vis-à-vis de la source : la première fente est placée à 14 cm de la source, la seconde à 24 cm (Fig. III.18). Son ouverture est fixée à $300\ \mu\text{m}$;
- la taille de la collimation secondaire selon Z_{det} est fixée à 10 cm.

Parmi les paramètres variables on peut donc citer :

- la distance entre le détecteur et l'échantillon ;
- l'ouverture de la collimation secondaire côté échantillon ;

Collimation parallèle centrée

La première configuration étudiée est une configuration dite centrée car le détecteur est placé perpendiculairement au faisceau incident, qui vient le frapper en son centre (Fig. V.3). Il s'agit ainsi d'une configuration assez proche d'une expérience de SAXS (voir Fig. II.2). L'avantage d'une telle configuration est qu'elle permet de récupérer une grande partie du rayonnement diffrusé et ce pour une grande gamme d'angle. À ce stade, aucune réflexion sur la possible réalisation mécanique de la collimation n'est prise en compte. Les ouvertures des fentes côté détecteur sont fixées à 90% de la taille du pixel ce qui correspond à des lames dont l'épaisseur vaut 10% de la taille du pixel selon Y_{det} soit $125\ \mu\text{m}$. Côté objet, on fixe arbitrairement l'ouverture des fentes à 0.5 mm, ce qui permet, dans la configuration testée, qu'il n'y ait pas de recouvrement des fentes.

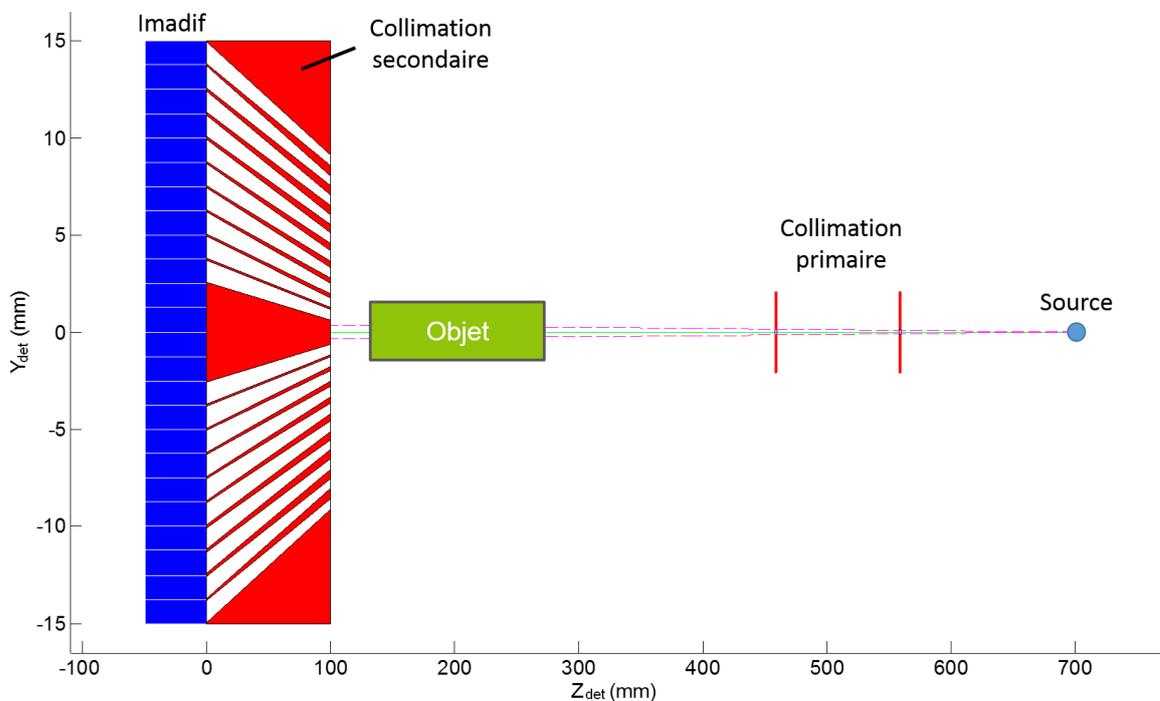


FIGURE V.3 – Visualisation générée par l'outil de simulation de la collimation parallèle centrée.

Les résultats de simulation de la collimation sont présentés en Fig. V.5. Le terme « position Z » désigne comme précédemment la position le long de l'axe Z, c'est dire dans le repère défini

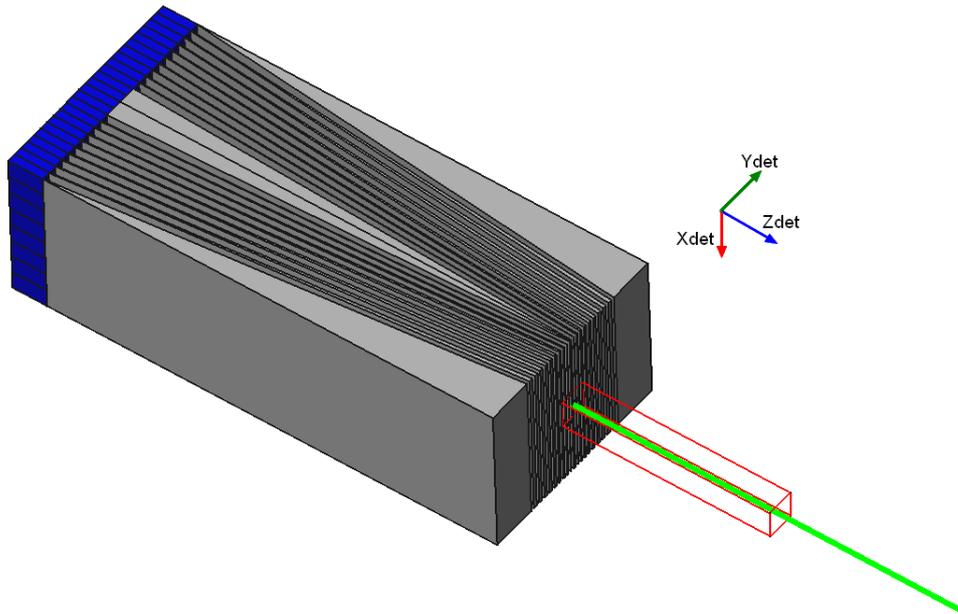


FIGURE V.4 – Représentation 3D de la collimation parallèle centrée. Imadif est représenté en bleu, la collimation en gris, le faisceau incident en vert, l'objet en rouge. Tous les axes sont à la même échelle.

par le faisceau incident. Dans le cas présent, les axes Z et Z_{det} sont confondus (leurs origines respectives étant toutefois différentes). On verra par la suite que ce n'est pas toujours le cas. Les angles moyens sont globalement bons mais tout de même un peu faibles, compris entre $1,5^\circ$ et $4,5^\circ$, c'est-à-dire en grande majorité en dehors de la gamme d'angle optimale (de $3,55^\circ$ à $6,4^\circ$). Ce problème pourrait être pallié en réduisant la distance entre le détecteur et l'objet.

Mais on constate cependant, sur la Fig. V.6, un second problème plus important : la résolution angulaire par pixel selon X_{det} est particulièrement faible atteignant plusieurs $^\circ$ pour les pixels les plus extrêmes. Cela est présenté par la Fig. V.6. Dans ce graphique, la courbe noire représente la distribution d'angle sommée sur l'ensemble des quatre pixels supérieurs de la colonne. Les courbes de couleur présentent les distributions pour chacun de ces pixels. Une évaluation de la résolution Δ_θ est réalisée pour chacune des distributions individuelles. La surpixelisation selon X_{det} pourrait être avantageuse ici puisqu'elle améliorerait cette résolution angulaire mais elle diminuerait aussi le nombre de photons reçu par pixel (*i.e.* la sensibilité par pixel) et pourrait donc être préjudiciable vis-à-vis du traitement. On rappelle que seule la surpixelisation selon Y_{det} est envisagée.

Enfin, on peut aussi noter que l'on est obligé de sacrifier plusieurs lignes de pixels afin de bloquer le faisceau incident transmis, qui ne peut pas être mesuré avec le même détecteur que la diffusion (voir §I.3.4). On perd ainsi en surface utile.

Ces résultats étant corrects mais pas entièrement satisfaisants, nous nous sommes intéressés à un autre type de collimation parallèle où le détecteur serait décentré par rapport au faisceau incident transmis, afin d'améliorer la résolution angulaire.

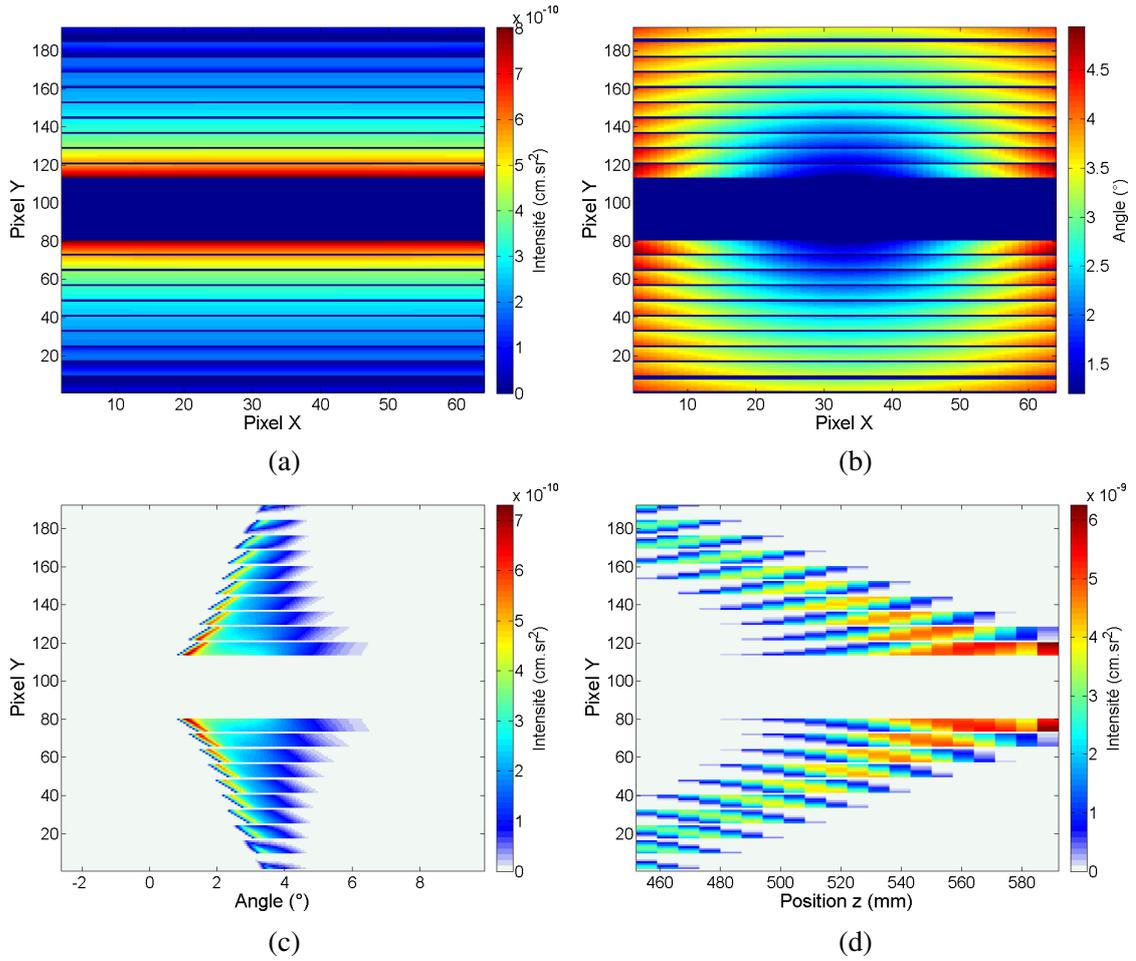


FIGURE V.5 – Simulation de la collimation centrée. (a) Distribution de l'intensité de diffusion sur le détecteur ; (b) Angle de diffusion moyen mesuré par élément du détecteur ; (c) Distribution angulaire R_θ par pixel Y, sommée selon X ; (d) Distribution spatiale A par pixel Y, sommée selon X.

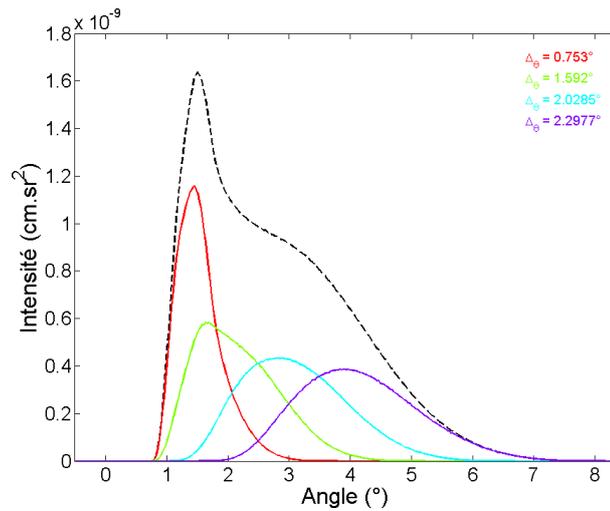


FIGURE V.6 – Évolution de la distribution angulaire selon X_{det} le long d'une moitié de la colonne n°15 des pixels physiques d'Imadif.

Collimation parallèle décentrée

Dans le but d'améliorer la dispersion angulaire sur le détecteur, nous avons essayé de modifier la position du détecteur de manière à ce qu'il ne soit plus centré mais légèrement décalé. L'axe perpendiculaire à Imadif forme ainsi un angle avec l'axe du faisceau incident (Fig. V.7 et Fig. V.8). Cet angle est choisi égal à 5° afin que les angles de diffusion vus par le détecteur soit globalement centrés sur cette valeur, proche du centre de la gamme optimale en angle (§V.1). De plus, le collimateur est éloigné afin que le faisceau incident ne vienne pas frappé la collimation secondaire. Ceci a pour effet d'améliorer les résolutions angulaires et spatiales du système, au détriment de la sensibilité.

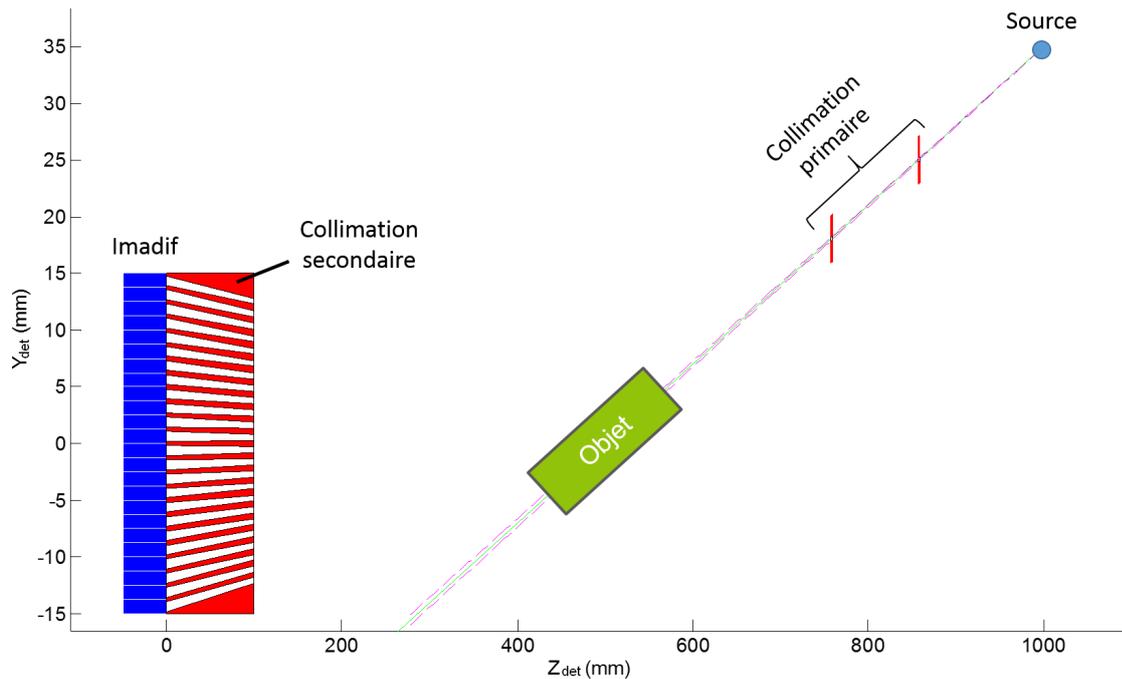


FIGURE V.7 – Visualisation générée par l'outil de simulation de la collimation parallèle décentrée

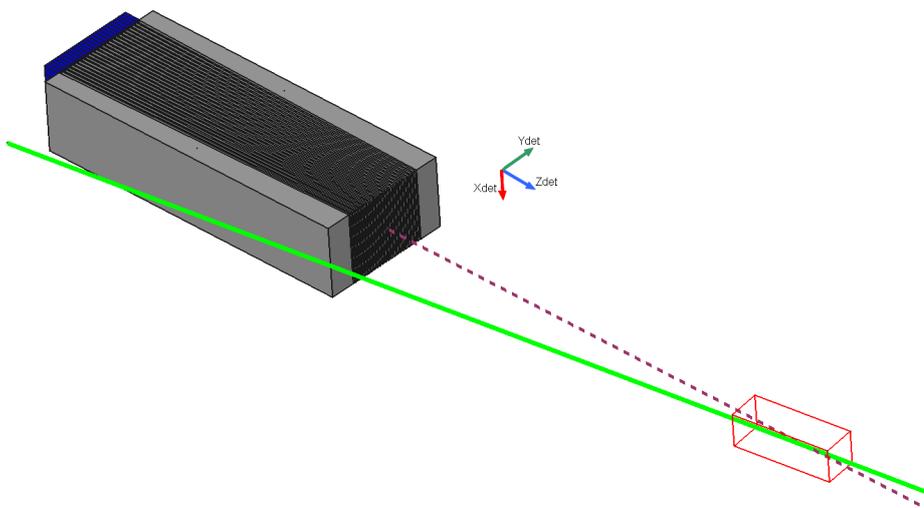


FIGURE V.8 – Représentation 3D de la collimation parallèle décentrée. Imadif est représenté en bleu, la collimation en gris, le faisceau incident en vert, l'objet en rouge. Échelles faussées

De même que précédemment, les résultats de simulation sont présentés en Fig. V.9 et Fig. V.10.

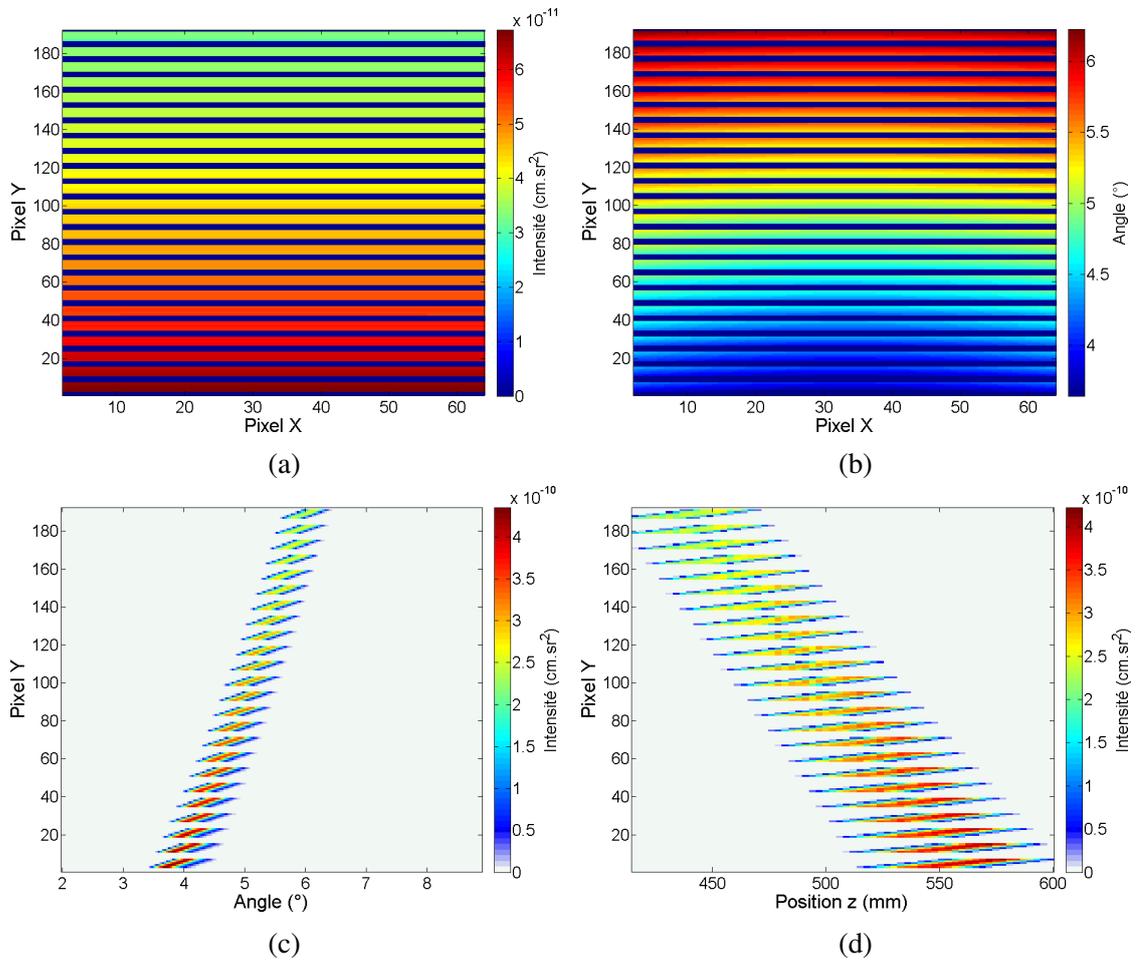


FIGURE V.9 – Simulation de la collimation décentrée. (a) Distribution de l'intensité de diffusion sur le détecteur ; (b) Angle de diffusion moyen mesuré par élément du détecteur ; (c) Distribution angulaire R_θ par pixel Y, sommée selon X ; (d) Distribution spatiale A par pixel Y, sommée selon X.

Les Fig. V.9c et V.10 nous montrent que les distributions angulaires sont plus résolues que dans le cas précédent (environ 0.4° dans le cas de la collimation décentrée contre plusieurs degrés pour le cas précédent). À première vue, on semble aussi observer une légère amélioration de la résolution spatiale. En effet, d'après les Fig. V.5d et V.9d, dans le cas de la collimation décentrée, la plage en position Z vue par chaque pixel virtuel est d'environ 4 cm contre 5-6 cm en moyenne pour la collimation centrée. Enfin, les angles de diffusion moyens vus par le détecteur coïncident plus avec la gamme optimale (Fig. V.9b).

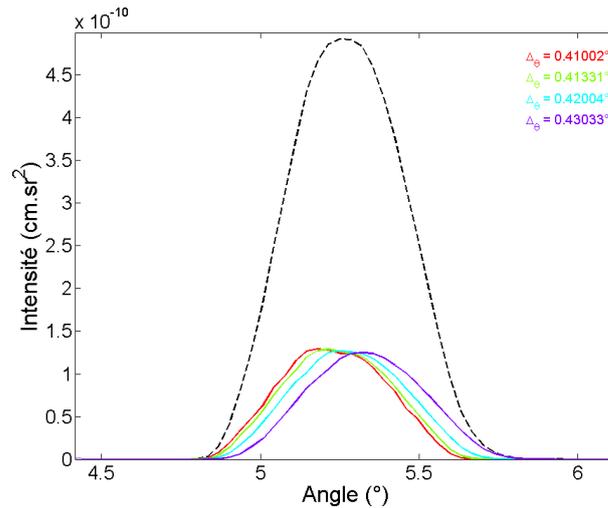


FIGURE V.10 – Évolution de la distribution angulaire selon X_{det} le long d'une moitié de la colonne n°15 des pixels physiques d'Imadif.

Comparaison avec Minigami et bilan

Les Fig. V.11 et V.12 présentent les DQE angulaires et spatiales des deux collimations comparées à celle du dispositif Minigami des chapitres précédents. La première figure présente les valeurs de DQE absolues obtenues tandis que la deuxième présente la DQE normalisée par la surface de détection, cette dernière étant plus représentative des performances des systèmes.

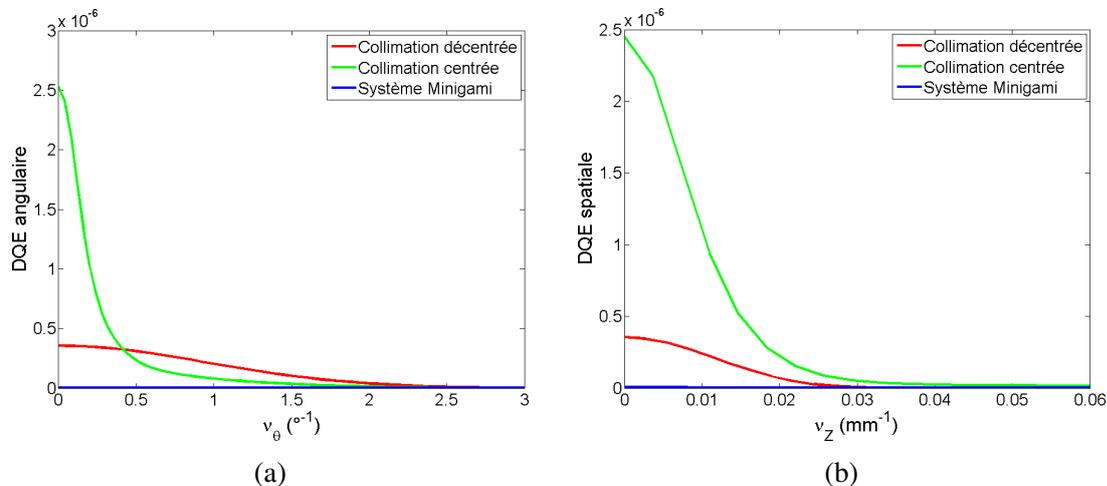


FIGURE V.11 – Résultat des calculs de DQE réalisés à partir des simulations des configurations Imadif centré, Imadif décentré et Minigami. (a) DQE angulaire ; (b) DQE spatiale.

De manière globale, on peut noter que la collimation décentrée ne donne pas des résultats satisfaisant tant en termes de résolution angulaire qu'en termes de résolution spatiale : dans les deux cas, la configuration Minigami donne de meilleurs résultats.

Concernant la sensibilité globale ($S = DQE(0)$), on remarque que le système à collimation centrée est le plus sensible avec près d'un facteur 10 d'écart avec les autres. On est en effet plus proche de l'objet avec cette configuration : 20 cm entre le centre de l'objet et le détecteur contre 50 cm pour la collimation décentrée et 35 cm pour la configuration exploitant Minigami. Cette configuration ne présente toutefois pas la meilleure résolution angulaire, étant largement

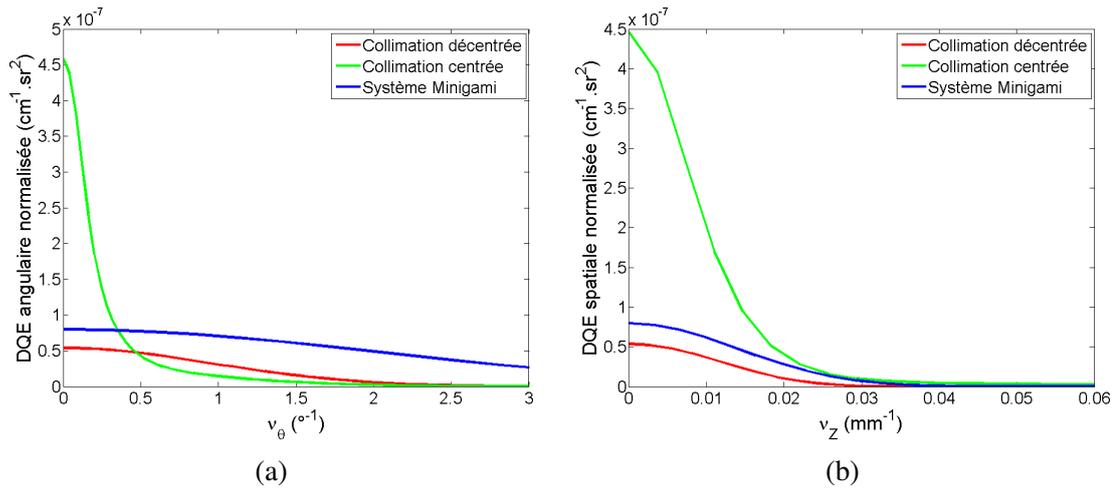


FIGURE V.12 – Résultat des calculs de DQE normalisée par la surface de détection, réalisés à partir des simulations des différentes configurations. (a) DQE angulaire ; (b) DQE spatiale.

dépassée par Minigami dans ce domaine. Il s'agit cependant de la configuration la plus résolue spatialement.

À ce stade on peut donc conclure que la collimation centrée présente les meilleurs résultats. Toutefois, avant de décider quelle collimation fabriquer, nous avons souhaité étudier un autre type de collimation, issu d'un travail de thèse parallèle.

V.4 Collimation conique - Thèse de Fanny Marticke

Le collimateur présenté dans cette section a été dimensionné dans le cadre du travail de thèse de Fanny Marticke avec comme application visée, de même que nous, l'imagerie du sein par rayonnement diffusé [56]. Il ne se base pas sur l'architecture d'Imadif qui est au final bien plus petit que l'élément de collimation proposé (voir Fig. V.16b). Nous avons cependant étudié la possibilité d'adapter ce travail de dimensionnement de manière à l'intégrer au système mis en place à partir d'Imadif lors de la thèse présentée dans ce manuscrit.

L'idée de départ est de dimensionner un collimateur conique. En effet, cette géométrie est particulièrement adaptée au phénomène de diffusion et permet d'envisager des calculs analytiques plus aisés. De même que les précédentes collimations présentées, il s'agit d'une collimation multifocale : un ensemble de trous permet à différentes zones du détecteur de voir différentes zones dans l'objet. Le schéma de principe présentant la collimation et ses différents paramètres est donné en Fig. V.13. Les zones de détection, contrairement aux cas précédents, ne sont pas fixées par les pixels du détecteur mais définies arbitrairement de façon à former un certain nombre d'anneaux de surface égale.

Le détecteur correspondant à cette collimation est imaginé à partir des technologies actuelles existantes pour l'imagerie γ . On a en effet vu que les détecteurs prévus pour cette application (c'est le cas pour le détecteur Minigami) sont tout à fait compatibles avec l'imagerie de diffusion de rayons X (voir §I.3.4). Sa surface est ainsi fixée à $10 \times 10 \text{ cm}^2$ afin de maximiser la sensibilité (d'autant plus grande que la surface de détection est grande) tout en gardant un coût raisonnable (quelques k€).

Le dimensionnement de cette collimation part globalement des mêmes hypothèses que celles présentées au paragraphe V.1. L'objectif est ainsi de ne pas sortir de la gamme acceptable d'angle de diffusion. Plusieurs paramètres sont fixés :

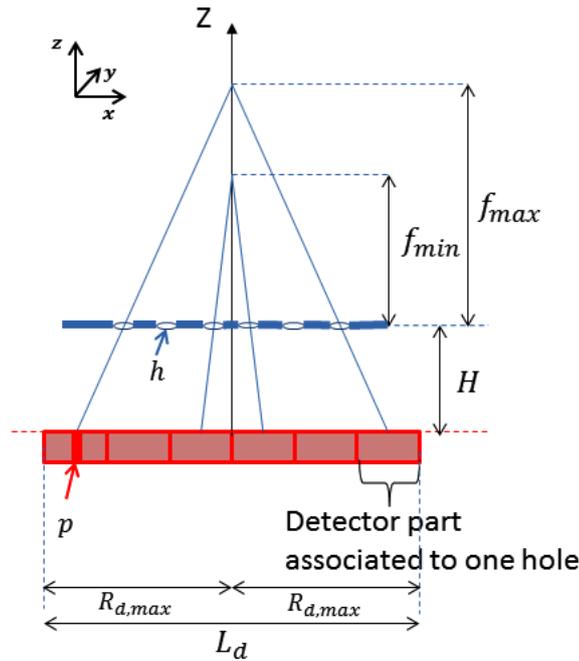


FIGURE V.13 – Schéma de principe de la collimation [56].

- le nombre de trous, et donc le nombre de zones de détection, est fixé à 7 ;
- les distances focales f , c'est-à-dire les distances entre les trous de la collimation et le point visé dans l'objet par chaque association trou/zone de détection, sont définies de manière à être distribuées linéairement entre 25 (f_{min}) et 50 mm (f_{max}) ;
- l'angle vu au centre de la première zone de détection est fixé à 2.3° (angle correspondant à 1 nm^{-1} à 60 keV).

Ces paramètres permettent ainsi de calculer la taille H de la collimation selon l'axe Z_{det} : 23 cm. Dernier paramètre à estimer, l'ouverture des trous h est fixée de manière à avoir une résolution « angulaire » de 0.2 nm^{-1} à 60 keV, ce qui correspond à une ouverture de 0.8 mm.

Cette stratégie de dimensionnement est résumée par la Fig. V.14.

Dans le cadre de la thèse présentée ici, la configuration dimensionnée a ensuite été simulée à l'aide de l'outil décrit au chapitre III. La Fig. V.15 présente ainsi le schéma de la collimation généré par l'outil. Comme on l'a vu, les dimensions de la collimation dépassent largement celles d'Imadif. On fait le choix de simuler une configuration où le détecteur est centré selon X_{det} . Sa position verticale est choisie de manière à s'approcher de la gamme d'angle optimale. Ainsi, 23 mm sépare le centre du détecteur et l'axe Z_{det} .

La Fig. V.16 présente ensuite des visualisations 3D de la collimation, où tous les axes sont à la même échelle. On peut remarquer la taille du détecteur Imadif comparée à la collimation.

Les Fig. V.17 et V.18 donne les résultats obtenus par la simulation de cette configuration.

On peut déjà constater que la résolution angulaire est meilleure (Fig. V.17c et V.18) qu'avec les configurations précédentes. L'ouverture des fentes côté objet est pourtant plus élevée (0.8 mm contre 0.5 mm) mais la longueur de collimation selon l'axe Z_{det} vient compenser cette plus grande ouverture (23 cm contre 10 cm). Comme pour la collimation parallèle centrée, la résolution spatiale de détection varie fortement selon Y . Cette résolution spatiale semble, à première vue, comparable à celle des collimations précédentes.

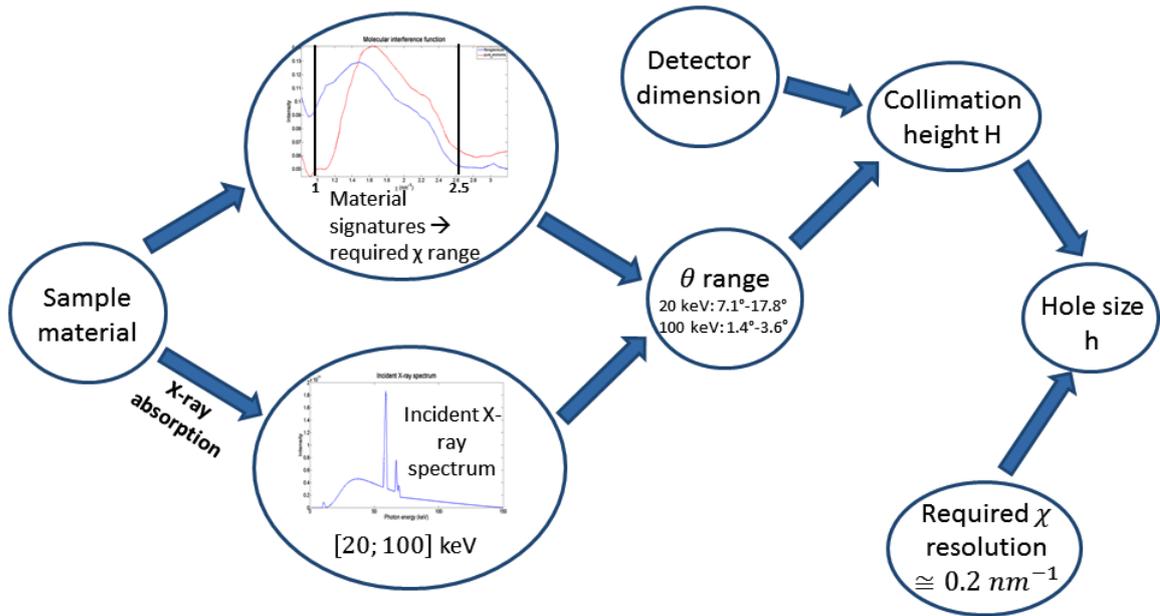


FIGURE V.14 – Stratégie de dimensionnement [56].

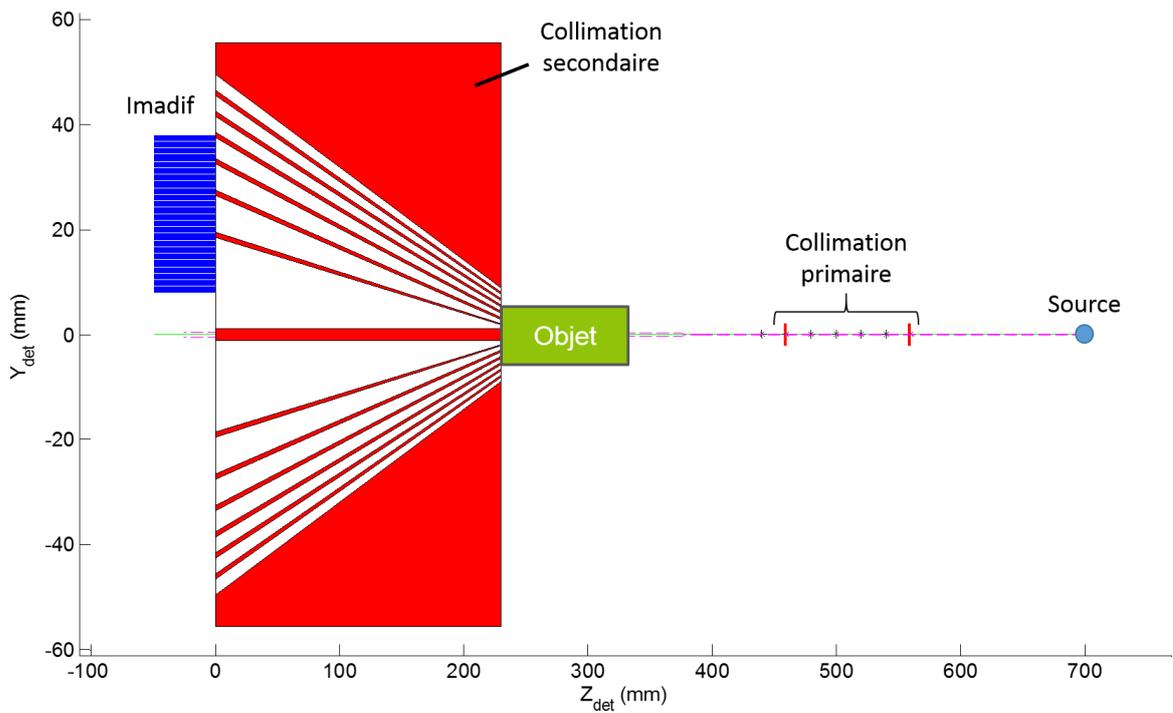


FIGURE V.15 – Visualisation générée par l'outil de simulation de la collimation conique

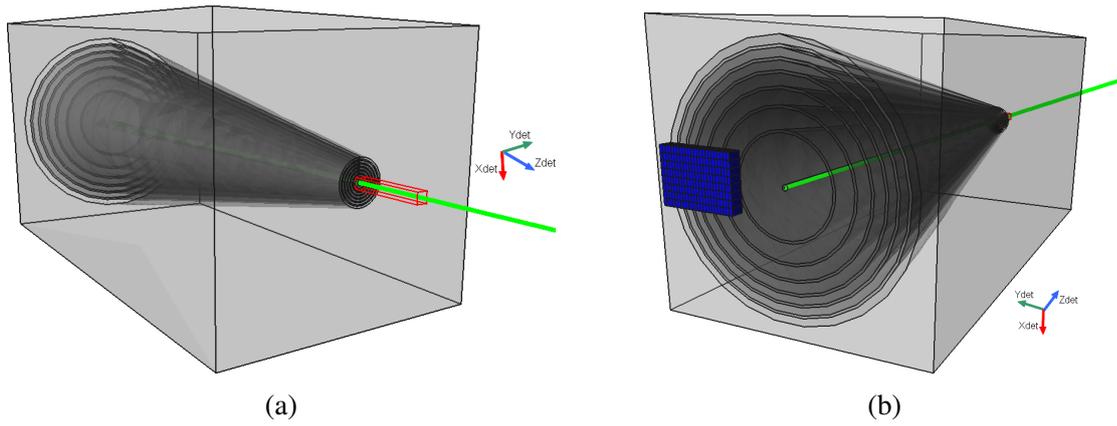


FIGURE V.16 – Visualisation 3D de la collimation conique. Une transparence est appliquée aux différents éléments afin de visualiser les cônes. Tous les axes sont à la même échelle. Gris : collimation, vert : faisceau incident, rouge : échantillon analysé, bleu : Imadif. (a) côté objet; (b) côté détecteur.

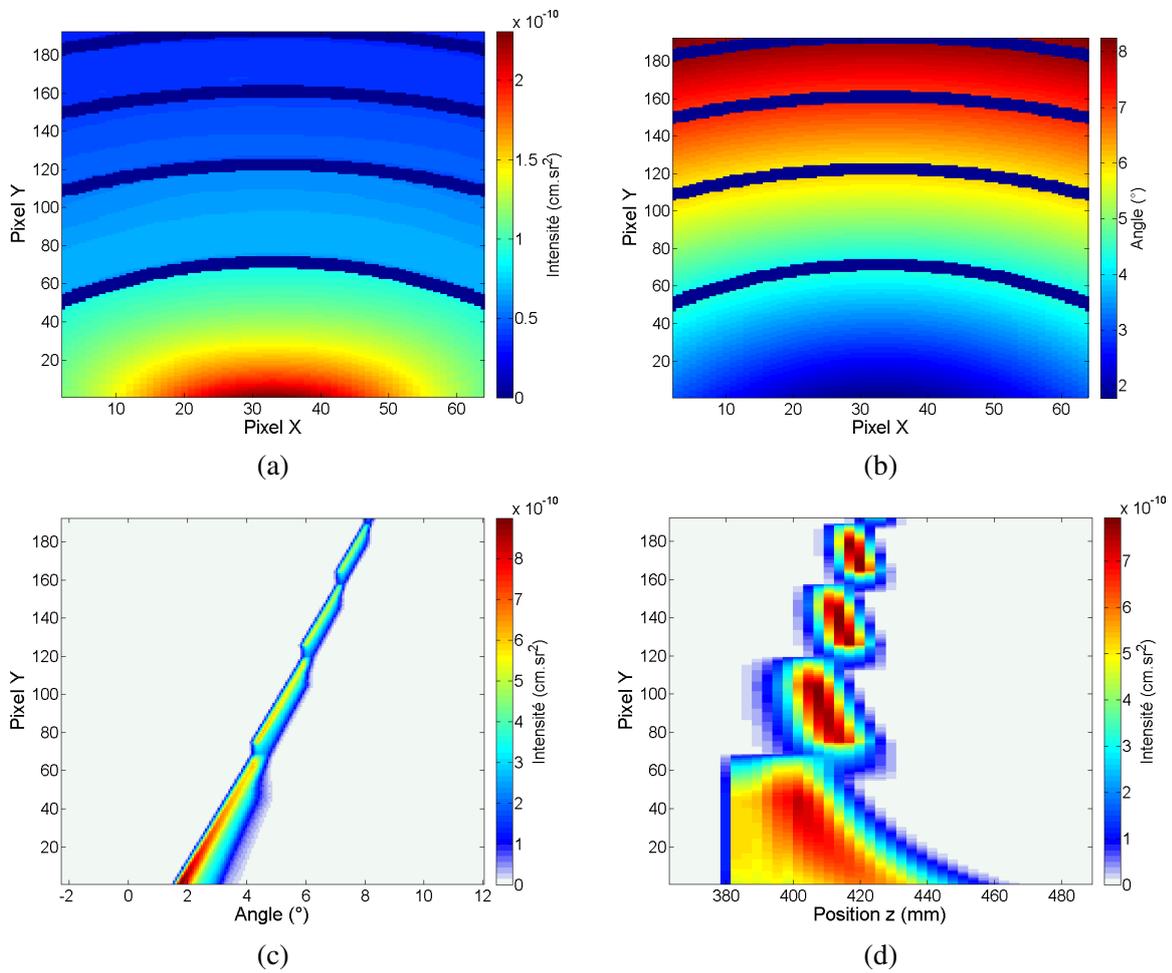


FIGURE V.17 – Simulation de la collimation conique. (a) Distribution de l'intensité de diffusion sur le détecteur; (b) Angle de diffusion moyen mesuré par élément du détecteur; (c) Distribution angulaire R_θ par pixel Y, sommée selon X; (d) Distribution spatiale A par pixel Y, sommée selon X.

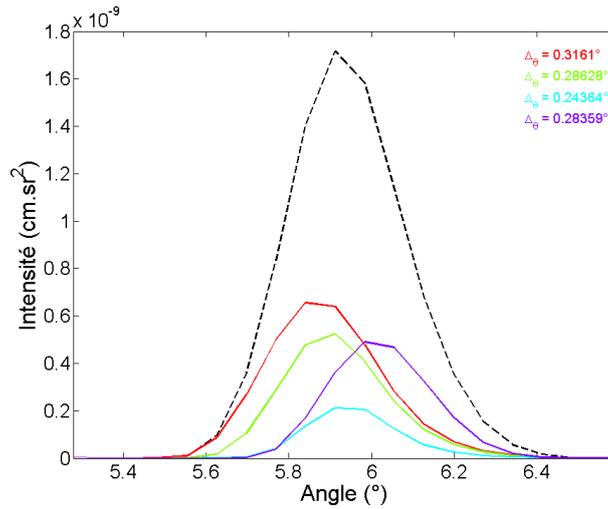


FIGURE V.18 – Évolution de la distribution angulaire selon X_{det} le long d'une moitié de la colonne n°15 des pixels physiques d'Imadif.

Comparaison avec les autres systèmes

La Fig. V.19 présente les DQE angulaires et spatiales normalisées par rapport à la surface de détection de la collimation parallèle centrée, de la collimation conique et de celle du dispositif Minigami.

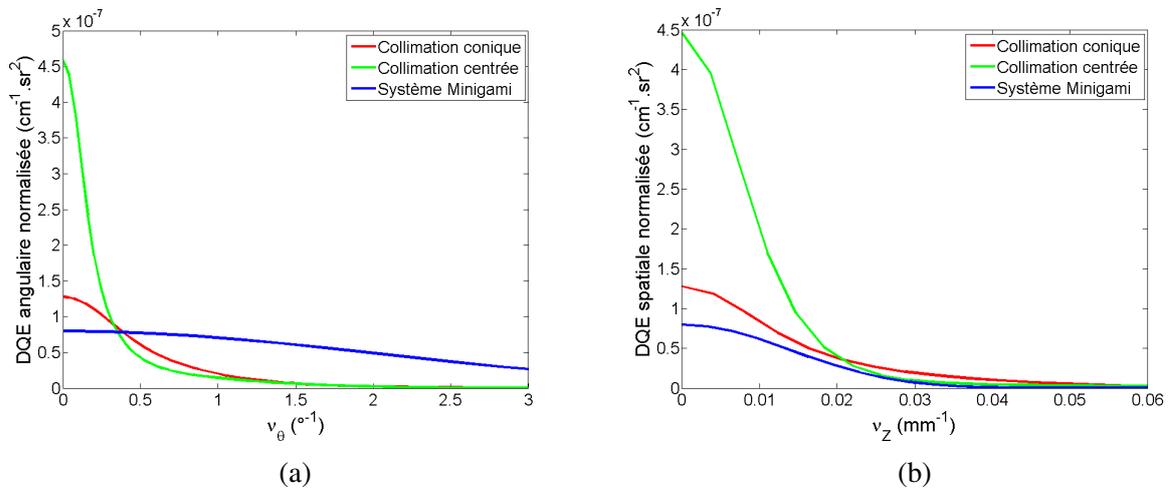


FIGURE V.19 – Résultat des calculs de DQE normalisée par la surface de détection, réalisés à partir des simulations des différentes configurations. (a) DQE angulaire ; (b) DQE spatiale.

La collimation prévue pour le système intégrant le détecteur Minigami montre à nouveau une excellente résolution angulaire comparativement aux deux autres. On voit cependant que c'est la collimation conique qui présente la meilleure résolution spatiale. Cette collimation présente au final un bon rapport entre sensibilité et résolution. Par ailleurs, la collimation conique telle que dimensionnée a l'avantage de pouvoir être utilisée pour plusieurs positions d'Imadif voire pour une combinaison de plusieurs détecteurs Imadif. Nous avons donc fait le choix de mettre en œuvre la fabrication de cette collimation pour le système intégrant Imadif.

V.5 Collimation hybride

On rappelle ici que l'objectif de ce dimensionnement est de réaliser une collimation afin d'effectuer des expériences avec le détecteur Imadif. Il a donc été nécessaire de s'intéresser aux possibilités de fabrication de la collimation conique présentée au paragraphe précédent. Des premiers contacts avec de possibles fabricants nous ont rapidement montré que les technologies actuelles ne permettaient pas d'envisager la fabrication de cette collimation, notamment du fait de l'extrême finesse des lames comparativement à leur longueur (jusqu'à 200 μm coté objet pour 23 cm de longueur). Un certain nombre d'ajustements a donc été effectué afin de palier ce problème et aussi abaisser le prix de fabrication.

Le caractère conique de la collimation a ainsi été abandonné pour revenir à une collimation parallèle, des lames régulières étant plus faciles à réaliser que des arcs de cône. La taille selon X_{det} a été réduite afin de mieux correspondre à la taille d'Imadif selon cette direction (22 mm). L'épaisseur des lames et le positionnement des trous côté objet a été légèrement modifié afin d'avoir une épaisseur des lames constante à 1 mm le long de la collimation. Le positionnement des lames a toutefois été conservé côté détecteur. Enfin, la longueur selon Z_{det} a été réduite à 10 cm. En effet, on constate que la réduction de cette taille a peu d'incidence sur les performances jusqu'à cette valeur.

Cette collimation, dite hybride, est présentée en Fig. V.20. Concernant le reste du système, la source est positionnée à 50 cm de l'objet afin de se rapprocher des dimensions d'un système de mammographie. La collimation primaire est ajustée de manière à définir un faisceau large d'environ 1 mm selon Y et quelques mm selon X au niveau de l'objet.

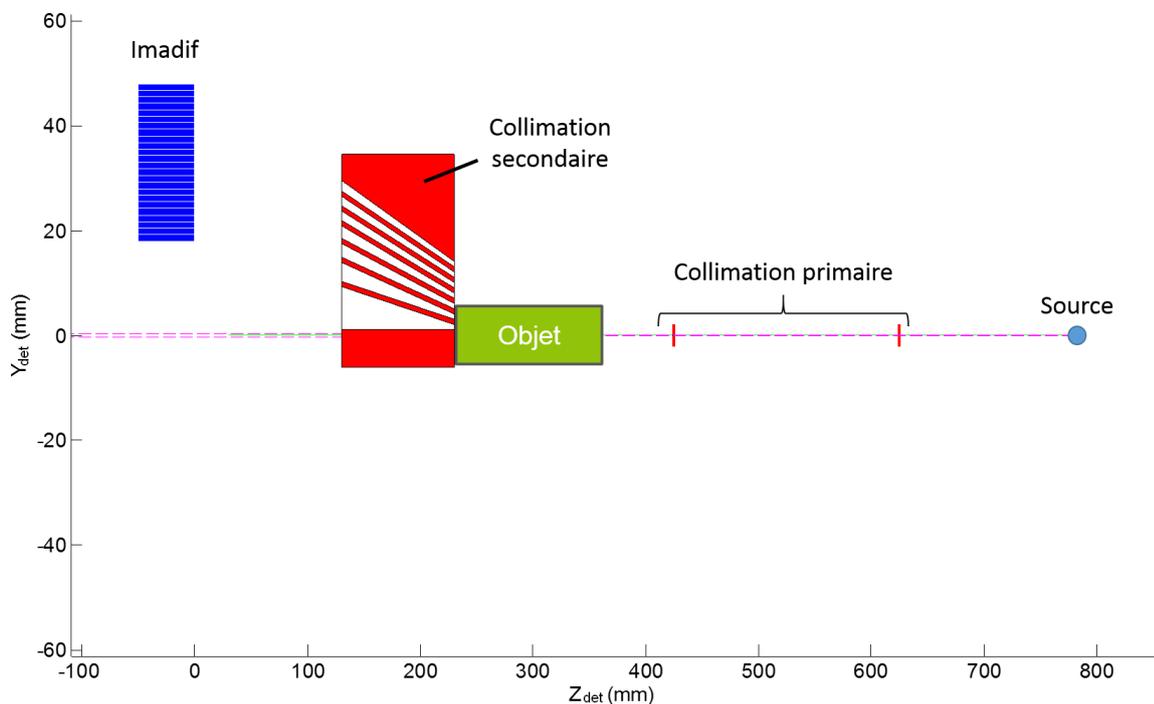


FIGURE V.20 – Visualisation générée par l'outil de simulation de la collimation hybride

Les résultats de simulation sont présentés en Fig. V.21. On constate que la réduction de la taille de la collimation provoque un léger multiplexage : certains pixels voient à travers deux fentes (Fig. V.21d). Pour le reste, les résultats sont similaires à ceux de la collimation conique.

Les calculs de DQE montrent cependant une baisse des performances vis-à-vis de la collimation conique, due principalement à l'augmentation d'épaisseur des lames (Fig. V.22). Ne

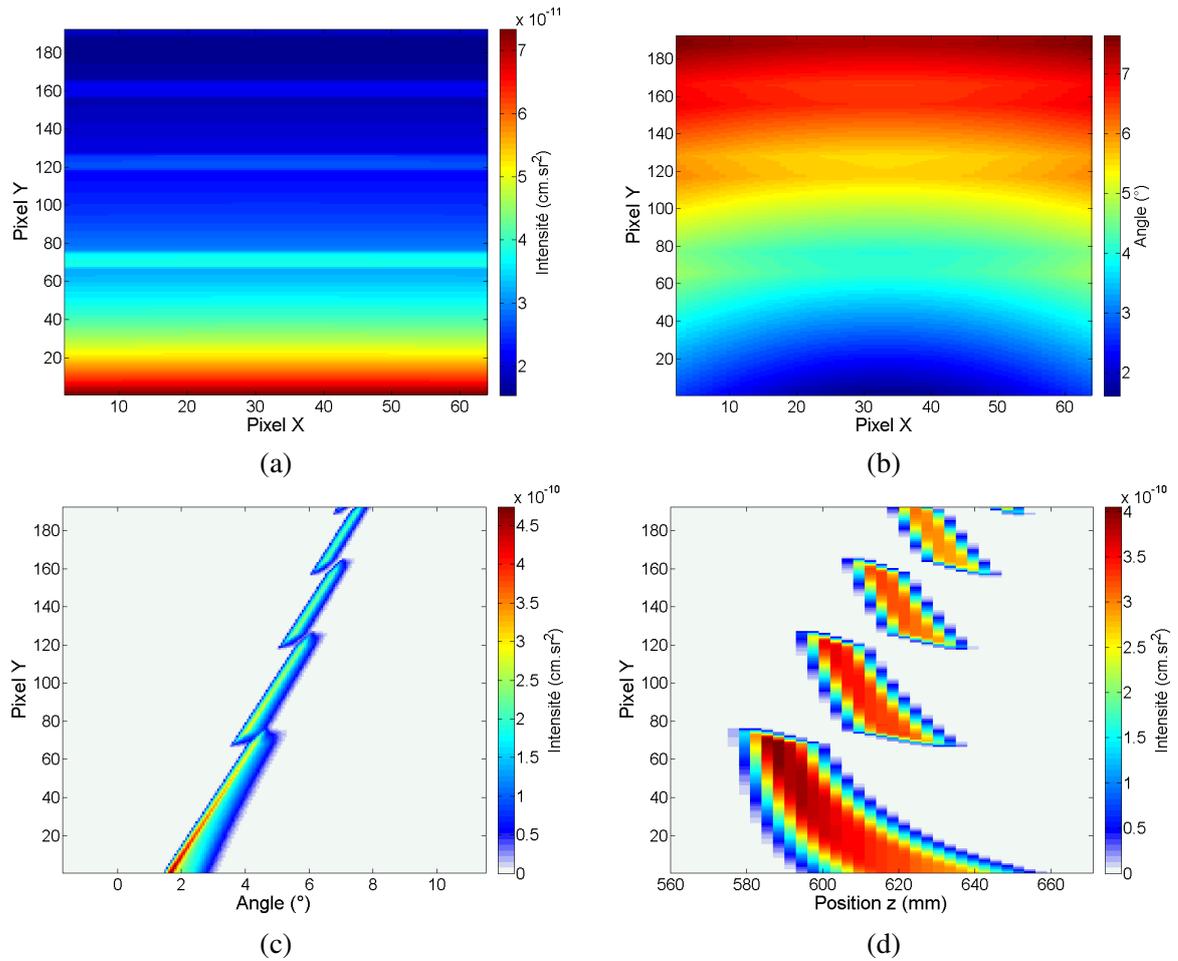


FIGURE V.21 – Simulation de la collimation hybride. (a) Distribution de l'intensité de diffusion sur le détecteur ; (b) Angle de diffusion moyen mesuré par élément du détecteur ; (c) Distribution angulaire R_{θ} par pixel Y, sommée selon X ; (d) Distribution spatiale A par pixel Y, sommée selon X.

pouvant nous affranchir de ces dégradations de performances du fait des contraintes mécaniques, la collimation hybride a ainsi été réalisée afin de l'intégrer au banc expérimental.

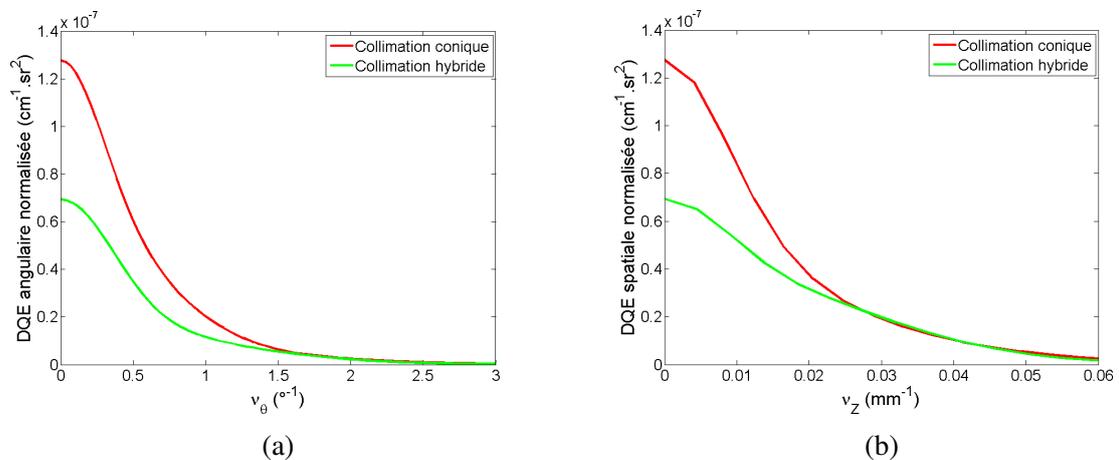


FIGURE V.22 – Résultat des calculs de DQE normalisée par la surface de détection, réalisés à partir des simulations des différentes configurations. (a) DQE angulaire ; (b) DQE spatiale.

V.6 Résultats expérimentaux

Une fois la collimation réalisée, le nouveau banc a été monté. Un schéma et une photographie représentant ce banc sont présentés en Fig. V.23 et Fig. V.24. Le volume occupé par le détecteur Imadif et la collimation secondaire ne permettant pas de mesurer simultanément la diffusion et la transmission de l'objet analysé, ces deux étapes sont réalisées successivement. Ainsi, la collimation secondaire et Imadif sont retirés du banc lors des mesures en transmission.

Par ailleurs, il est nécessaire, afin de limiter la mesure de rayonnements parasites, de blinder l'espace vide entre l'extrémité de la collimation et le détecteur.

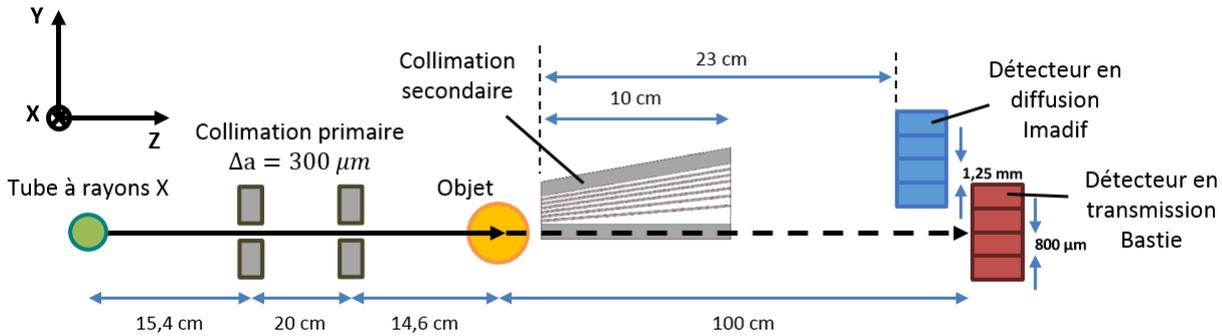


FIGURE V.23 – Schéma du banc de mesure -IMADIF-

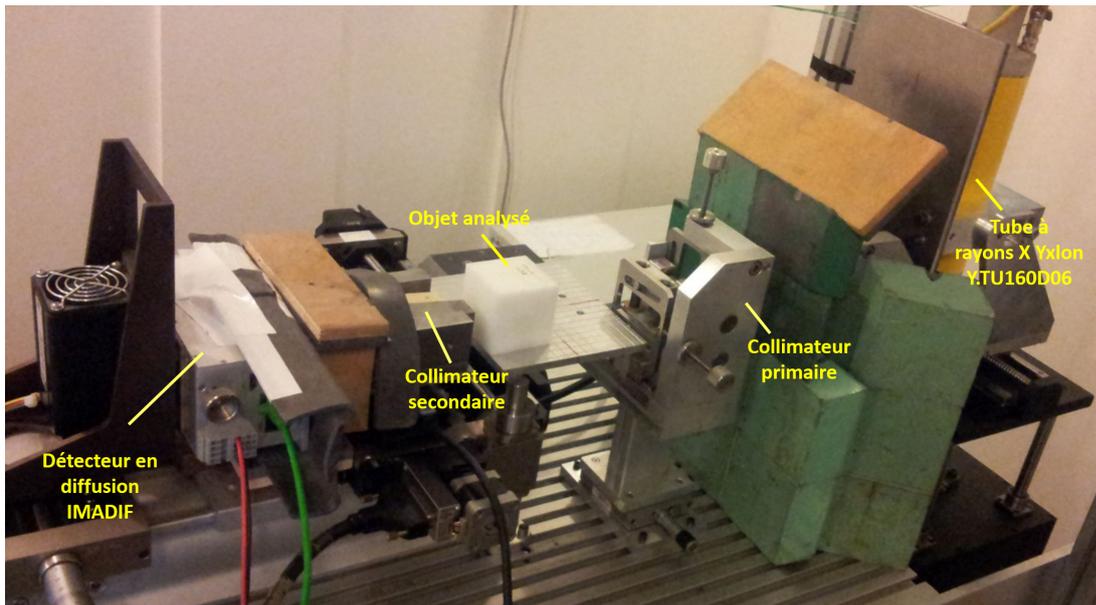


FIGURE V.24 – Photographie du banc de mesure -IMADIF-

Les paragraphes suivants présentent les résultats de mesure obtenus à partir du banc selon la même trame qu'au chapitre précédent : résultats de calibration puis imagerie du fantôme plastique présenté en Fig. IV.15.

V.6.1 Calibration

La calibration du système est réalisée selon la méthode présentée au paragraphe IV.2.1, ce qui permet d'obtenir les cartes d'intensités et d'angle présentées en Fig. V.25. La tension du tube est ici de 160 keV.

Plusieurs nouvelles étapes ont été ajoutées au traitement de données de calibration afin d'affiner les résultats. Tout d'abord, bien que la diffusion de la lame d'aluminium ait été mesurée avec une surpixelisation par 8 selon Y_{det} (192×8 pixels virtuels donc 192×8 spectres de diffusion), les spectres obtenus sur les sous-pixels ont été regroupés par pixels physiques (24×8 spectres) afin d'augmenter la statistique. En effet, la reconnaissance du pic de diffraction de l'aluminium ne donnait pas de résultats satisfaisants sur les spectres des sous-pixels. Les résultats obtenus à partir des pixels physiques ont ensuite été interpolés pour remonter aux résultats par pixels virtuels.

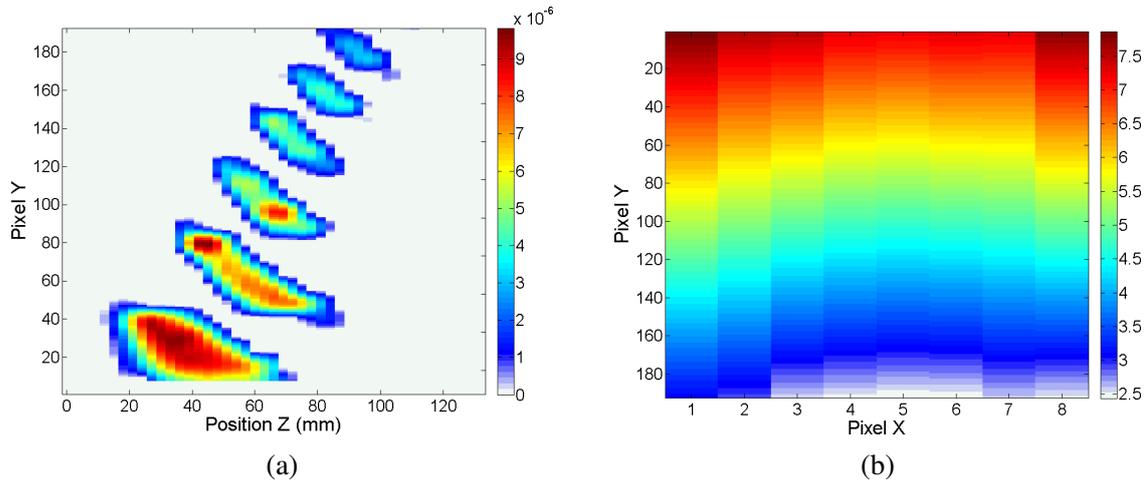


FIGURE V.25 – Résultat de la calibration du système basé sur le détecteur Imadif. (a) Carte d'intensité $A(p, z)$, sommée selon X_{det} ; (b) Carte d'angle moyen par pixel $\theta_{moy}(p)$.

Ces résultats semblent bons à première vue mais on peut toutefois noter des différences importantes avec ceux prévus par la simulation (Fig. V.21b et V.21d). Tout d'abord, la distribution d'intensité ne présente pas le même aspect, les six fentes étant visibles sur la carte d'intensité mesurée, contre 4 sur la simulation. Ceci peut s'expliquer par des différences d'alignement ou par la réalisation de la collimation elle-même, la calibration servant justement à prendre en compte ces éventuels problèmes. Ensuite la carte d'angle, bien que présentant le même aspect que la carte simulée, est légèrement différente, notamment au niveau des pixels aux numéros Pixel Y les plus petits. En effet, d'après la simulation, l'angle vu par ces pixels serait faible, de l'ordre de 2° . À cet angle, l'énergie du pic principal de l'aluminium (2.14 nm^{-1}) vaut 152 keV. On est ainsi très proche de l'extrémité du spectre incident, dans une zone où peu de photons sont envoyés, d'où une certaine difficulté à déterminer la position du pic lors de la calibration. Le temps d'acquisition par position de la plaque a été choisi à 10 min pour 45 positions espacées de 3 mm, ce qui représente un temps d'acquisition total de 7,5 heures. Cela semblait suffisant au départ mais une augmentation de ce temps d'acquisition pourrait s'avérer profitable.

Ces constatations montrent la difficulté de calibrer le système multifente par rapport au système basé sur le détecteur Minigami (voir §IV.4.2). Nous verrons par la suite que cela a des conséquences directes sur le traitement.

V.6.2 Fantôme

Traitement d'une position X

Ce paragraphe présente le déroulement du traitement, présenté au chapitre précédent, sur la mesure de la diffusion cohérente du fantôme plastique au milieu du grand insert de nylon

(Fig. IV.15). Cette mesure a été effectuée à l'aide du banc présenté en Fig. V.23. Le temps d'acquisition est de 5 min par position X. La tension du tube est fixée à 100 keV, comme prévu, l'intensité étant de 15 mA.

On peut déjà constater qu'entre cette position et une position où seul du polystyrène est présent, une différence de quelques % dans les zones porteuses d'information est observable entre les spectres de diffusion (Fig. V.26b). Cela est encourageant quant à la capacité du système à distinguer ces deux cas.

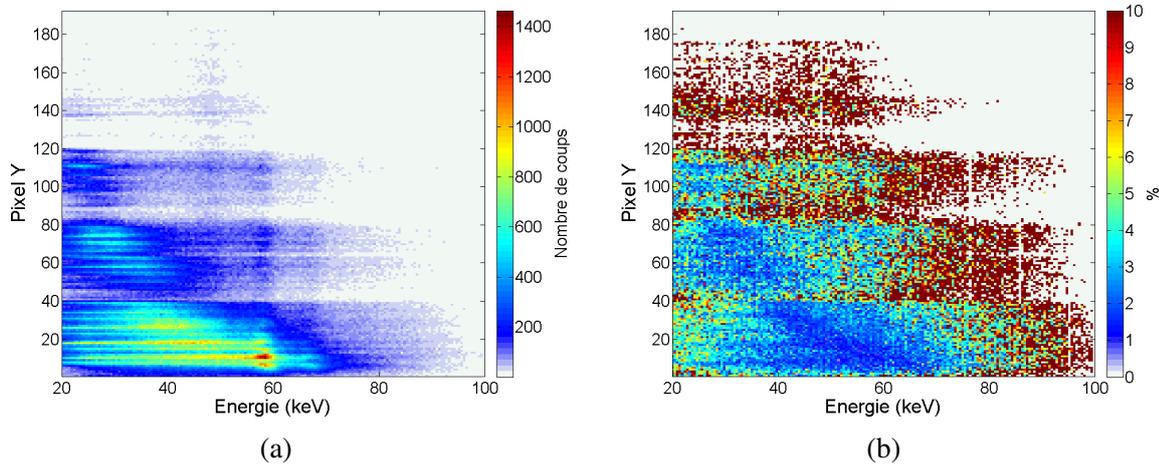


FIGURE V.26 – Diffusion du fantôme au niveau du grand insert. (a) Spectre de diffusion $S(p, E)$, sommé selon X_{det} ; (b) Différence relative entre les spectres de diffusion au niveau du grand insert et à une position sans insert.

Les Fig. V.27 et V.28 montrent les résultats des premières étapes du traitement : rapport avec le spectre de diffusion du matériau de référence (12 cm de PMMA), recalage angulaire et reconstruction spatiale.

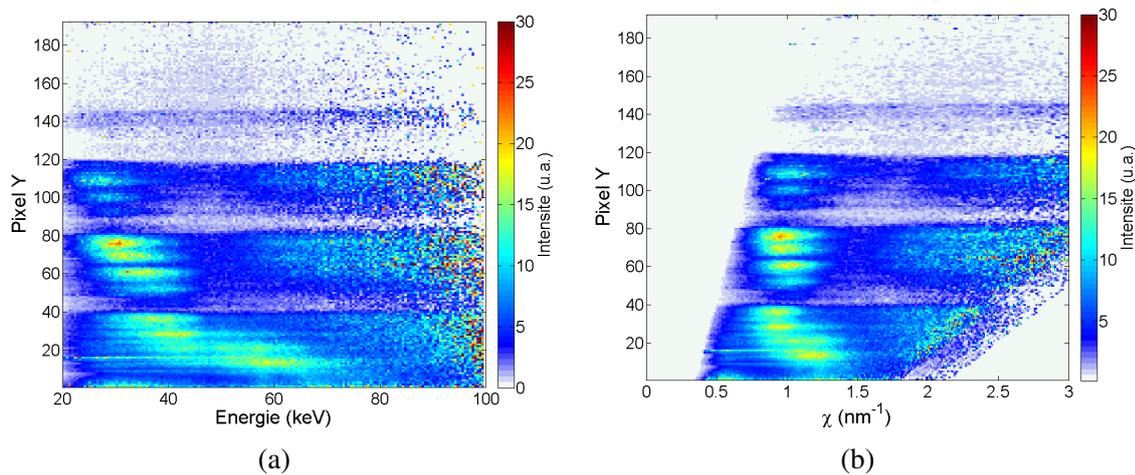


FIGURE V.27 – (a) Résultat du rapport entre le spectre de diffusion mesuré au niveau du grand insert et celui du matériau de référence $Rap(p, E)$, sommé selon X_{det} ; (b) Rapport recalé $Rap(p, \chi)$, sommé selon X_{det} .

La première observation immédiate est que le recalage angulaire ne semble pas entièrement satisfaisant. On a en effet vu que l'angle vu par les premiers pixels semblait particulièrement surestimé et c'est bien ce qu'on observe ici.

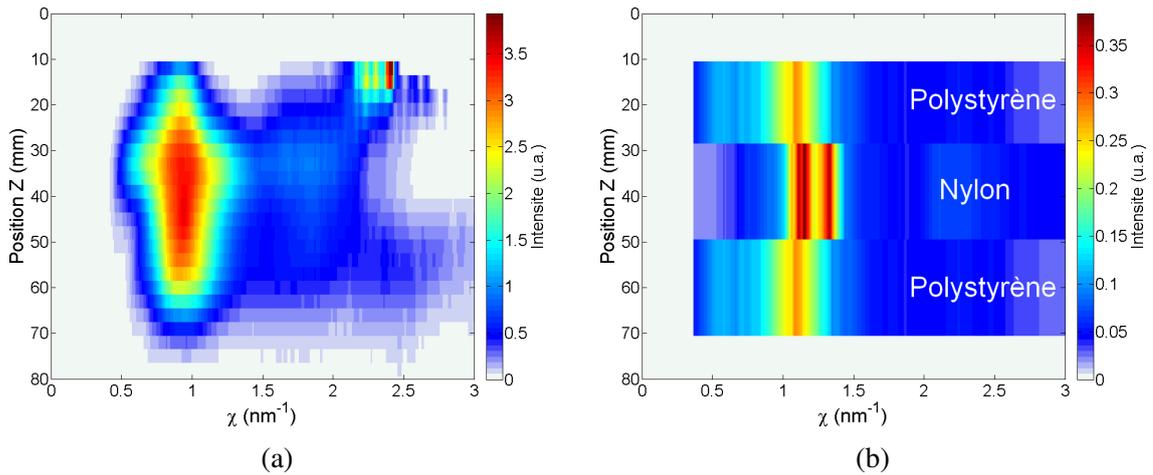


FIGURE V.28 – (a) Résultat de la reconstruction spatiale $F(z, \chi)$ (b) $F(z, \chi)$ réel.

Le recalage angulaire étant imparfait, la reconstruction spatiale donne ainsi un résultat peu résolu selon χ et z , ce qui ne permet pas de clairement visualiser l'insert de nylon.

Enfin, la reconnaissance du matériau donne des résultats clairement erronés (Fig. V.29)

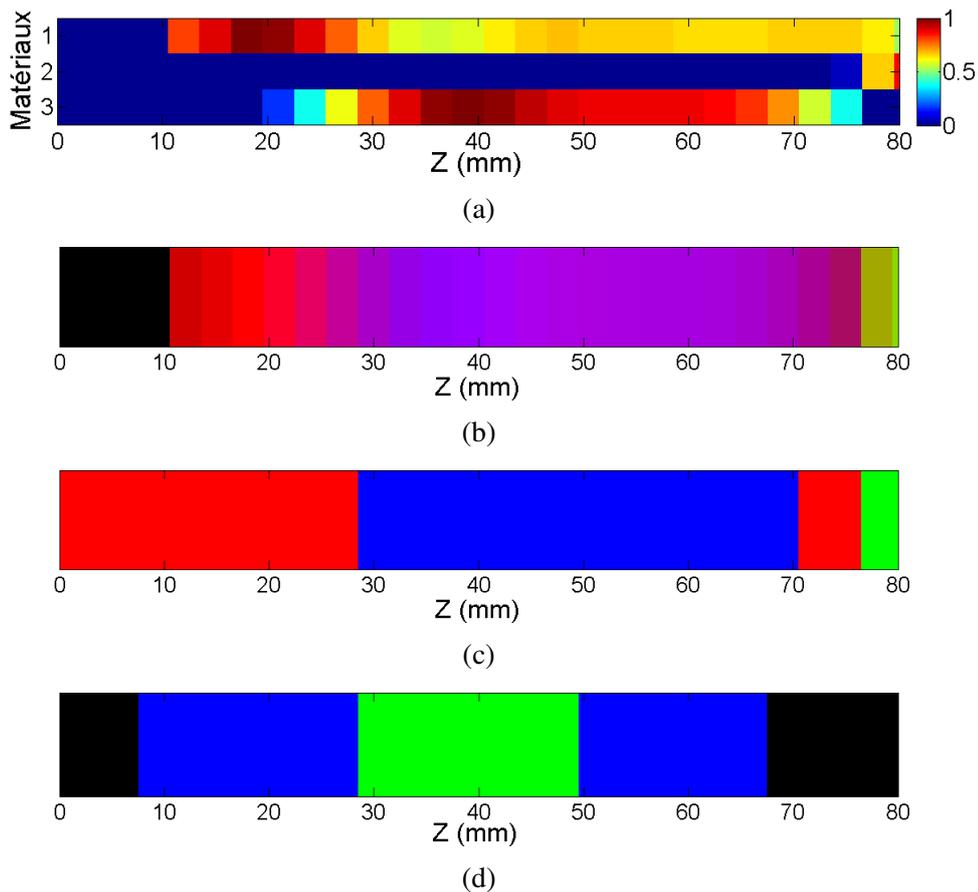


FIGURE V.29 – Résultat de l'identification de matériau pour la position $X = 10$ mm (milieu du grand insert). (a) Coefficients $\gamma_i(z)$ (1 = PMMA, 2 = Nylon, 3 = Polystyrène); (b) Image par code RGB (Rouge = PMMA, Vert = Nylon, Bleu = Polystyrène); (c) Image par représentation du matériau le plus probable (Idem); (d) Objet réel.

Imagerie du fantôme complet

Le traitement du fantôme complet donne des résultats dans la continuité de ceux du paragraphe précédent.

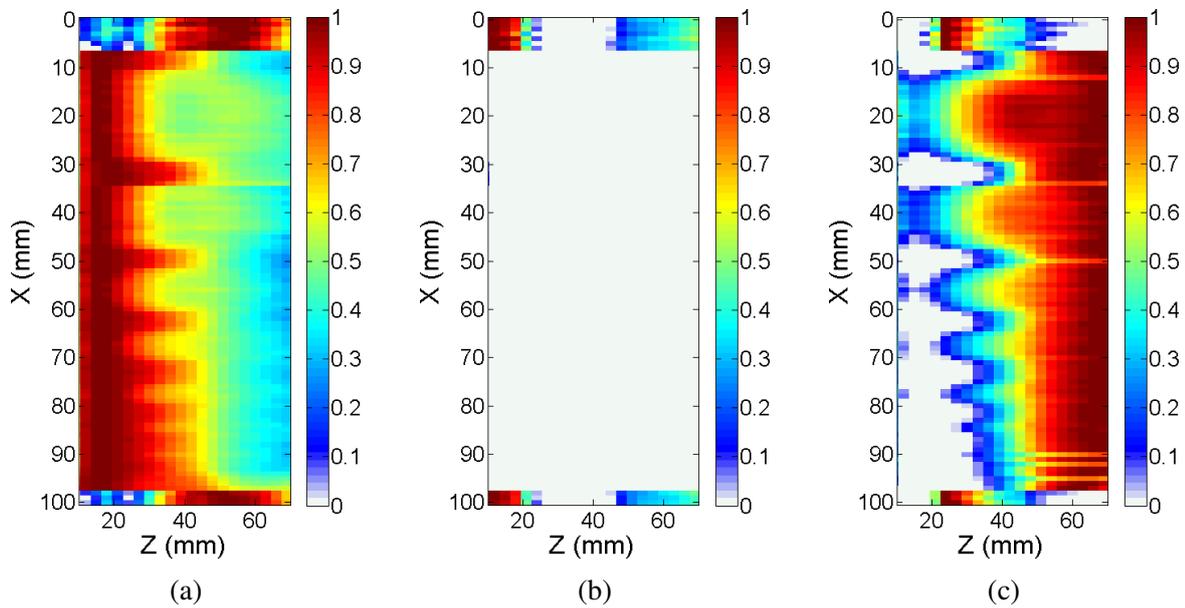


FIGURE V.30 – Représentation de l'évolution des coefficients γ_i selon les axes X et Z pour les différents matériaux de la base. (a) PMMA ; (b) Nylon ; (c) Polystyrène.

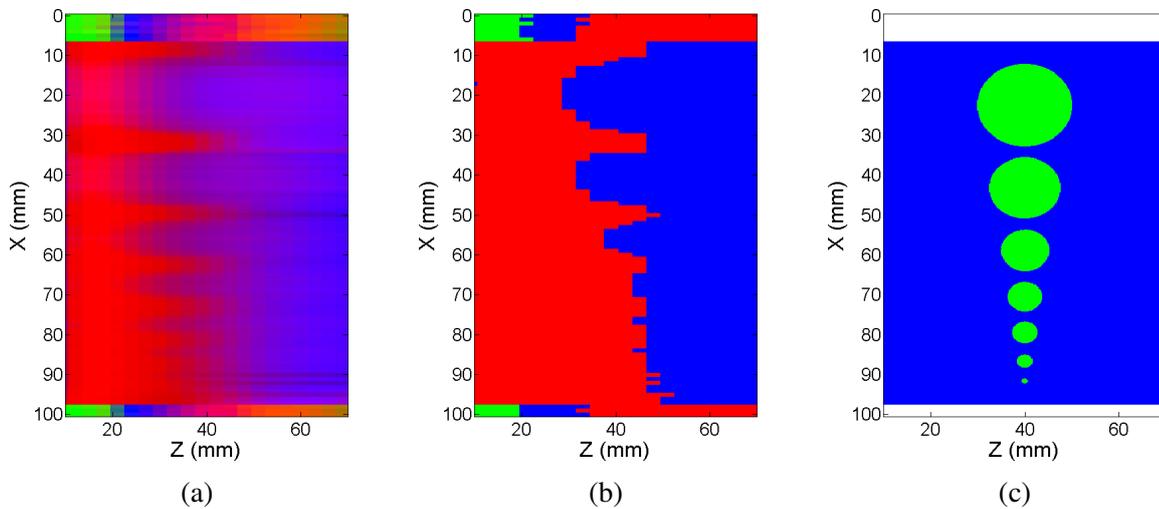


FIGURE V.31 – Résultat de l'identification de matériau pour l'imagerie complète du fantôme. (a) Image par code RGB (Rouge = PMMA, Vert = Nylon, Bleu = Polystyrène) ; (b) Image par représentation du matériau le plus probable (Idem) ; (c) Objet réel.

On constate en Fig. V.30 que la reconnaissance de matériau ne détecte aucune présence de nylon dans l'objet. Ceci peut être dû à la non résolution des deux pics de nylon dans les spectres reconstruits (Fig. V.28) ou à la signature utilisée elle-même, issue de la littérature et donc peut-être différente de celle du matériau utilisée ici. Il a été tenté d'utiliser une signature du nylon récupérée expérimentalement mais cela n'a pas donné de meilleurs résultats.

Pour finir, on peut quand même remarquer que l'on visualise les inserts mais seulement en partie, tandis que les matériaux associés aux différentes parties de l'objet ne sont pas les bons.

Devant ces résultats, il a été décidé de revenir à la simulation afin d'identifier et d'analyser les points de difficultés du traitement de ces données expérimentales. C'est l'objet du paragraphe suivant.

V.7 Analyse des résultats par simulation

Les résultats expérimentaux ne donnant pas des résultats satisfaisants, nous nous sommes tournés vers la simulation afin de vérifier les différents éléments du traitement et de valider l'hypothèse selon laquelle la difficulté à calibrer expérimentalement le système explique ces résultats moyens.

Ce paragraphe présente dans un premier temps une petite étude réalisée sur l'élément de reconstruction spatiale puis le résultat de la simulation des spectres de diffusion du fantôme mesurés par Imadif puis de leur traitement.

V.7.1 Test de la reconstruction spatiale

Il s'agit ici d'étudier l'impact de la reconstruction spatiale sur le traitement complet, notamment l'effet du léger multiplexage du système (un pixel peut voir à travers plus d'une fente).

On part pour cela d'une simulation de $F(z, \chi)$ comme celle présentée en Fig. V.28b. On multiplie ce facteur de forme idéal par la matrice de correspondance $A(p, z)$ afin d'obtenir le facteur de forme mesuré par pixel $F(p, \chi)$ (voir §III.1). On réalise ensuite la reconstruction spatiale présentée au paragraphe IV.3.3.

On prend comme matrice de correspondance celle calibrée expérimentalement et présentée en Fig. V.25a. Cette matrice étant multiplexée (Fig. V.32a), on teste le cas d'une configuration non multiplexée en mettant l'intensité des pixels multiplexés à 0 (Fig. V.32b).

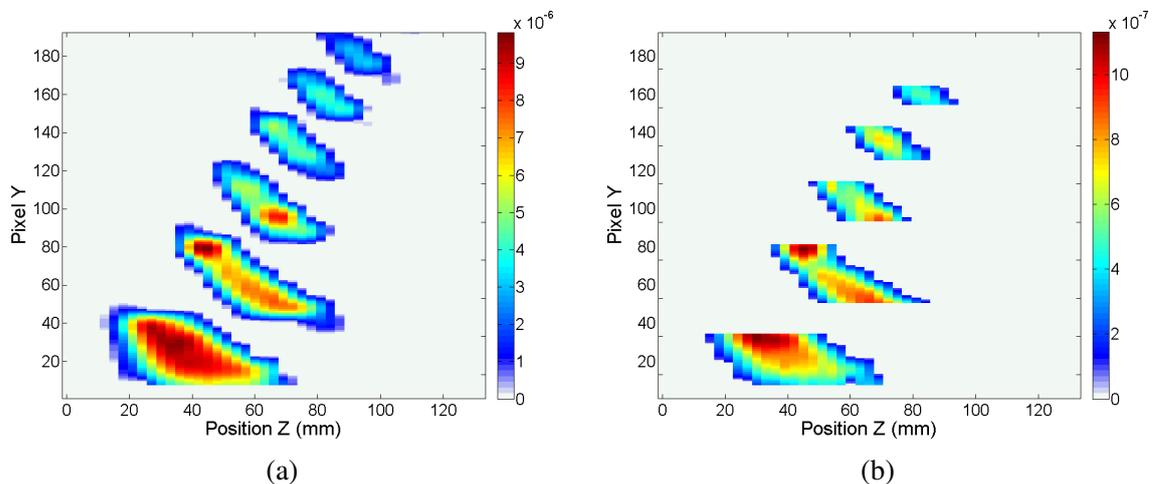


FIGURE V.32 – (a) Matrice de correspondance $A(p, z)$ calibrée expérimentalement; (b) Même matrice mais artificiellement sans multiplexage.

On prend pour la simulation de $F(z, \chi)$, le facteur de forme de la position du fantôme correspondant au grand insert. Les résultats de reconstruction spatiale sont donnés en Fig. V.33 et V.34.

On constate ainsi que malgré la qualité moyenne de la matrice de correspondance calibrée, les résultats de reconstruction spatiale sont plutôt bons, y compris dans le cas multiplexé (Fig. V.33) qui présente, au final, un meilleur résultat que le cas non multiplexé (Fig. V.34). Ceci est

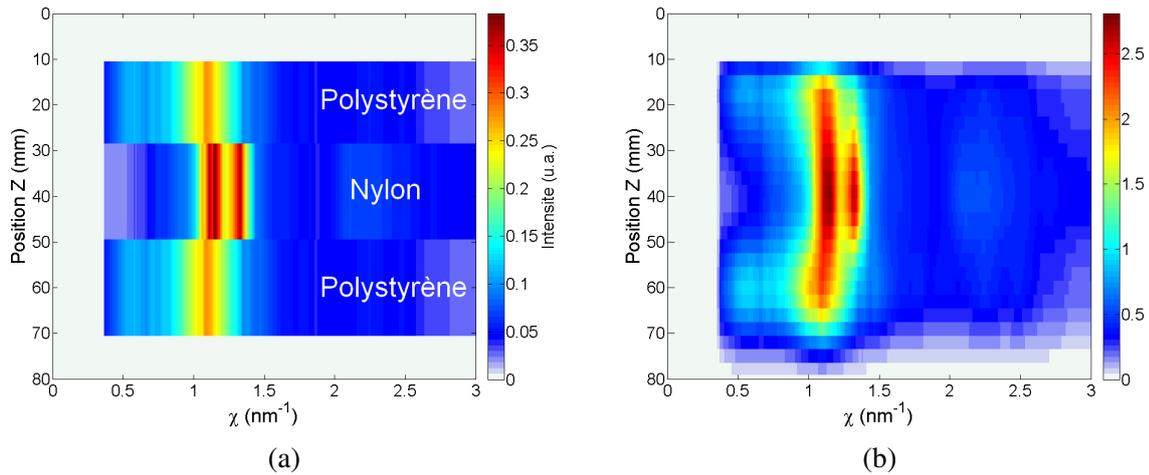


FIGURE V.33 – (a) $F(z, \chi)$ initial; (b) Résultat de la reconstruction spatiale dans le cas d'une matrice multiplexée.

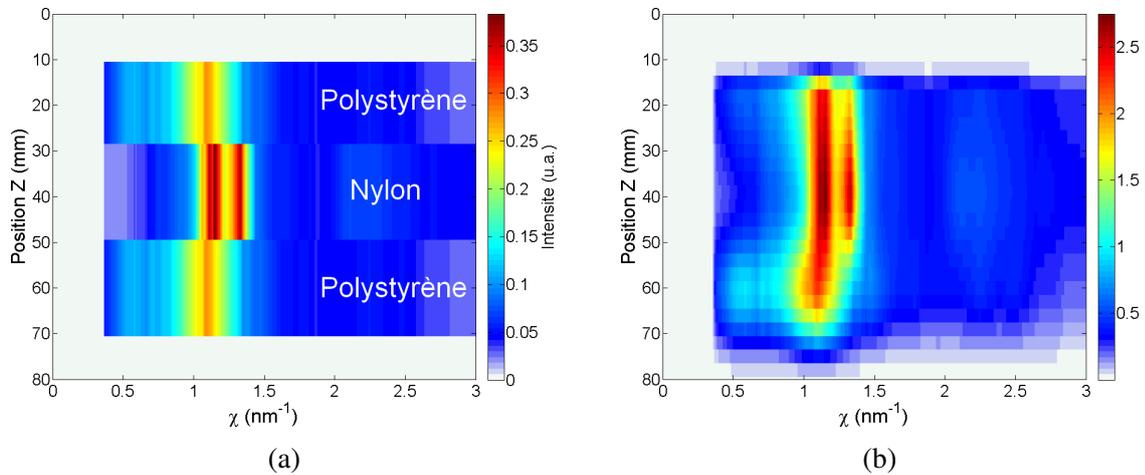


FIGURE V.34 – (a) $F(z, \chi)$ initial; (b) Résultat de la reconstruction spatiale dans le cas d'une matrice non multiplexée.

probablement dû au fait que le cas non multiplexé correspond ici à un cas où un certain nombre de pixels ne sont pas pris en compte, ce qui diminue l'information initiale pour la reconstruction.

On voit ainsi que lorsque l'on connaît parfaitement $F(p, \chi)$ et la matrice de correspondance $A(p, z)$, la reconstruction donne un résultat tout à fait acceptable. Le deuxième pic du nylon étant présent, on visualise nettement la différence entre des deux matériaux. Cette étape ne semble donc pas être à l'origine des difficultés de traitement des données expérimentales.

V.7.2 Test du traitement complet

La reconstruction spatiale éliminée de la liste des suspects, il reste à étudier le recalage angulaire qui ne présentait pas de bons résultats dans le cas expérimental. Le seul moyen d'étudier cet élément du traitement est de réaliser la simulation complète, telle que présentée au chapitre III, puis le traitement associé d'une position du fantôme. Comme précédemment, on regarde ici le traitement réalisé sur le spectre de diffusion de la position du fantôme correspondant au grand insert (Fig. V.35).

Les Fig. V.36, V.37 et V.38 montrent que le résultat du recalage angulaire est satisfaisant,

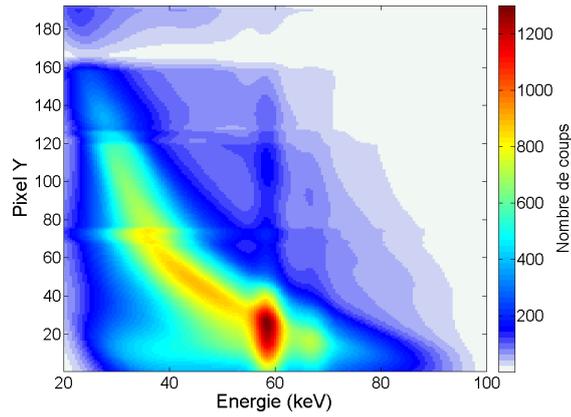


FIGURE V.35 – Simulation du spectre de diffusion issu de la position dans le fantôme correspondant au milieu du grand insert de nylon. Spectre sommé selon X_{det} .

permettant d'obtenir un résultat cohérent avec l'objet initialement simulé. On peut noter toutefois que la résolution angulaire ne permet pas de discerner les deux pics du nylon (Fig. V.38a). Le décalage en χ dû à ce matériau dans le profil en z des signatures reconstruites peut tout de même laisser espérer une bonne reconnaissance des matériaux.

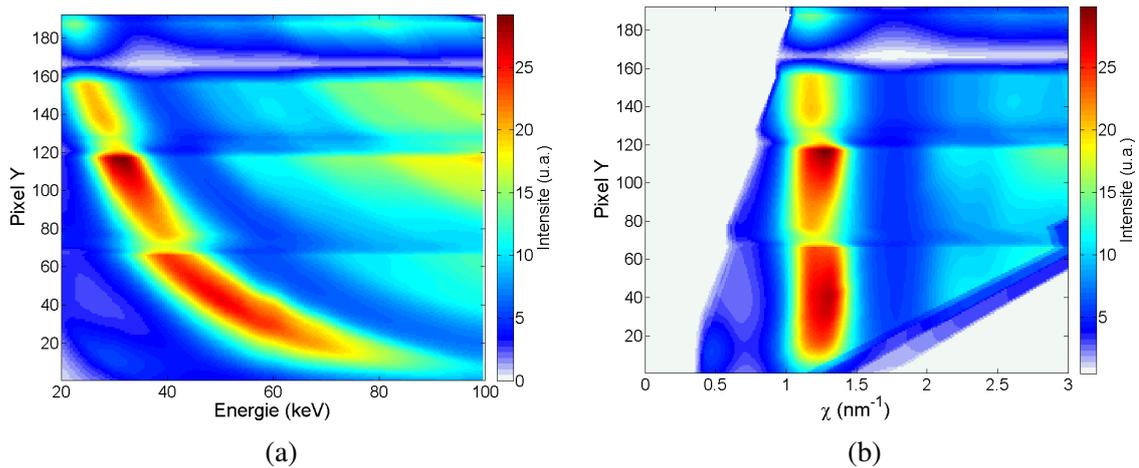


FIGURE V.36 – (a) Résultat du rapport entre le spectre de diffusion mesuré au niveau du grand insert et celui du matériau de référence $Rap(p, E)$; (b) Rapport recalé $Rap(p, \chi)$.

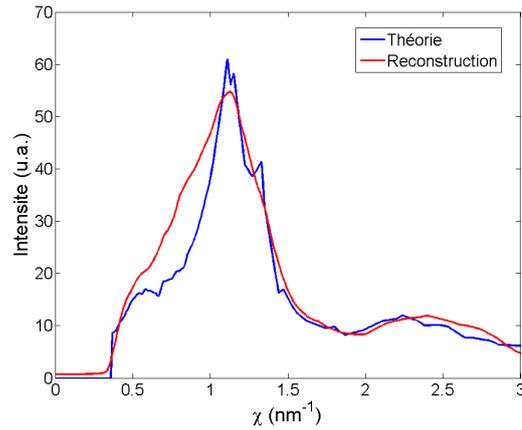


FIGURE V.37 – Comparaison des signatures théoriques et reconstruites de l'objet simulé

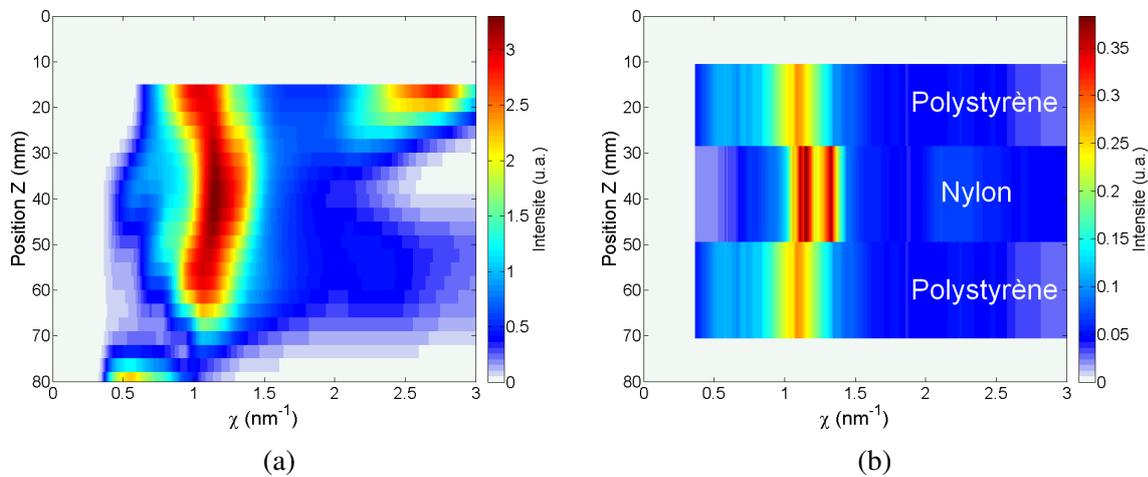


FIGURE V.38 – (a) Résultat de la reconstruction spatiale $F(z, \chi)$; (b) $F(z, \chi)$ réel.

Les résultats obtenus pour la simulation du fantôme complet sont donnés en Fig. V.39 et V.40.

On constate que les résultats de simulation sont plutôt bons. Les différents inserts sont visibles et la reconnaissance de matériaux s'est bien déroulée. Le système permet donc bien d'imager le fantôme de manière spécifique. Cependant, on remarque une nouvelle fois des artefacts considérant la présence de PMMA, bien qu'il n'y en ait pas. Cela révèle tout de même un problème de la méthode de reconnaissance. Une évolution vers quelque chose de plus simple comme la recherche de pics principaux pourrait être intéressante. On peut tout de même considérer que les résultats sont satisfaisants. Il ne s'agit bien évidemment que d'une preuve de concept, réalisée à partir de simulations, qui plus est sans bruit.

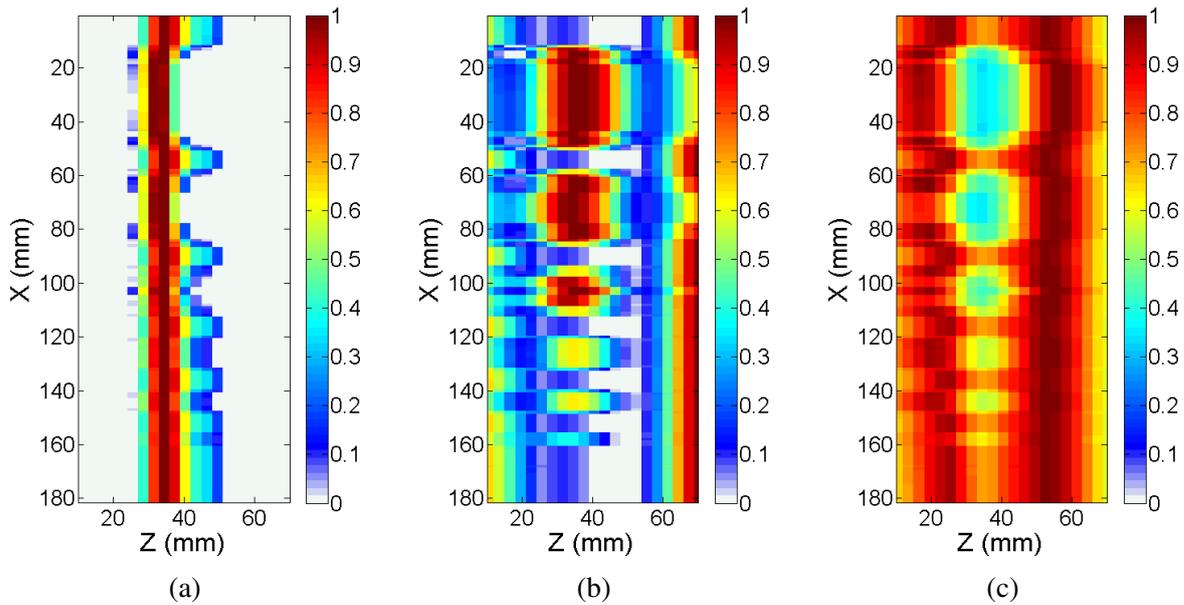


FIGURE V.39 – Représentation de l'évolution des coefficients γ_i selon les axes X et Z pour les différents matériaux de la base. (a) PMMA ; (b) Nylon ; (c) Polystyrène.

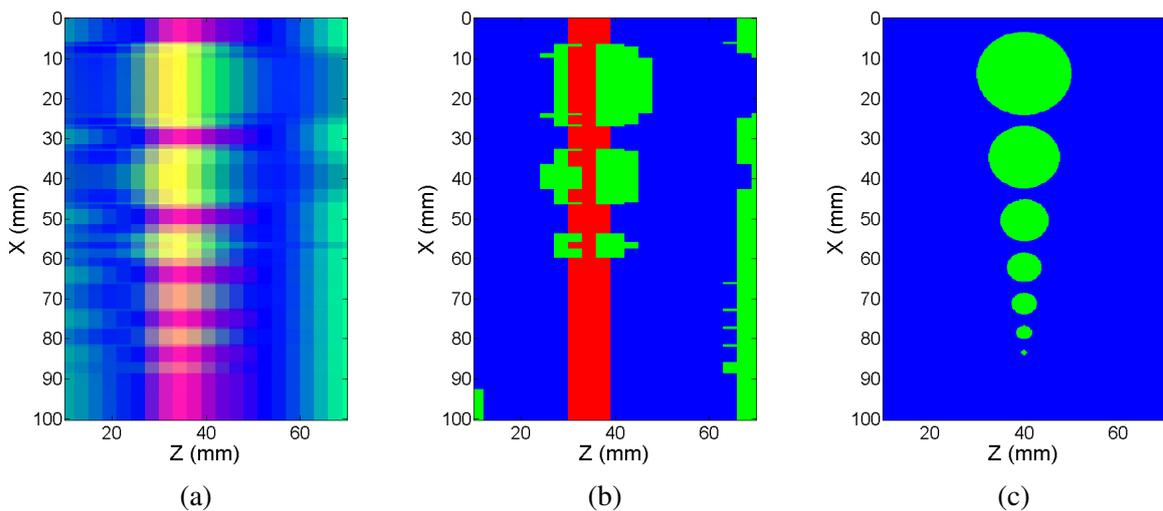


FIGURE V.40 – Résultat de l'identification de matériau pour l'imagerie de la simulation complète du fantôme. (a) Image par code RGB (Rouge = PMMA, Vert = Nylon, Bleu = Polystyrène); (b) Image par représentation du matériau le plus probable (Idem); (c) Objet réel.

V.7.3 Retour à l'analyse des résultats expérimentaux

Les résultats de simulation permettent de constater que le problème de traitement des données expérimentales ne vient ni du principe du traitement ni du code lui-même. La calibration du système expérimental semble donc bien être à l'origine de cette difficulté de traitement, puisque l'on constate que le traitement et l'imagerie fonctionnent bien lorsque les matrices censées être estimées par cette calibration sont parfaitement connues.

Plusieurs pistes d'amélioration de la calibration expérimentale sont envisageables :

- augmentation du temps d'acquisition par position de la lame d'aluminium afin d'augmenter la statistique ;
- augmentation de la tension du tube afin d'augmenter le nombre de photons émis dans

la gamme en énergie correspondant à la diffusion de l'aluminium. Cette opération est impossible avec le banc expérimental présenté, la tension du tube étant limitée à 160 keV ;

- combinaison de plusieurs calibrations mettant en œuvre différents matériaux afin de pallier le problème du déplacement du pic de diffraction vers les énergies où peu de photons sont envoyés. Un matériau pourrait être utilisé pour les petits angles tandis qu'un second serait utilisé pour les angles plus grands, tout en restant dans une gamme acceptable d'énergie ;
- amélioration de la détection automatique du pic d'aluminium voire récupération manuelle de l'information de position en énergie du pic.

On peut aussi souligner le fait que, de manière générale, les expériences de diffusion sont délicates : les différents éléments du système devant être parfaitement alignés et un fort rayonnement parasite, parfois aussi intense que le rayonnement diffusé que l'on souhaite mesurer, est présent, d'où la nécessité de blinder efficacement le banc expérimental. Ces aspects ont été pris en considération avec soin pour la préparation du banc mais peuvent toujours être améliorés.

Dernière observation : les acquisitions réalisées à partir du fantôme l'ont été à des doses qui serait équivalentes dans le sein à 0,93 Gy par position X, soit quasiment autant que pour la configuration Minigami du chapitre précédent, pour une sensibilité absolue a priori bien plus élevée mais au final un résultat moins bon, du moins à ce niveau de traitement. L'intérêt de la configuration multifente n'est donc, à ce stade, pas démontré. Le traitement peut toutefois être amélioré pour mieux prendre en compte l'aspect multifente (notamment la reconstruction spatiale), de même que la calibration, comme on l'a vu.

V.8 Conclusion

Dans ce chapitre, le dimensionnement d'un élément de collimation secondaire a été réalisé, cet élément étant destiné à mettre en œuvre un nouveau banc expérimental basé sur le détecteur Imadif. L'objectif était d'utiliser l'intégralité du détecteur quand la configuration s'articule autour du détecteur Minigami, utilisée dans les chapitres précédents, n'utilisait qu'un seul pixel physique sur les 16 disponibles.

Plusieurs types de collimation ont été étudiés, certains étant directement développés à partir d'Imadif, d'autres non. Au final, une collimation élaborée à partir du travail de Fanny Marticke [56] a été fabriquée puis implémentée.

Nous avons ensuite effectué l'imagerie du fantôme de plastique, de la même manière qu'au chapitre précédent mais avec le nouveau système intégrant Imadif. Ces résultats expérimentaux ne se sont toutefois pas avérés satisfaisants, du moins pour l'instant. Une étude basée sur la simulation du système et de l'imagerie du fantôme a en effet montré que la calibration expérimentale du système pourrait être améliorée et qu'une mauvaise estimation des matrices caractéristiques du système par cette calibration était certainement à la base de la difficulté à traiter les données expérimentales. Le traitement des données simulées, dans un cas où ces matrices sont parfaitement connues, a au final donné des résultats tout à fait acceptables, ce qui permet d'espérer pouvoir traiter efficacement les données expérimentales, à condition d'améliorer certains éléments du traitement et de la calibration.

Conclusion et perspectives

Pour conclure, cette thèse vise à montrer la faisabilité d'un appareil d'imagerie médicale utilisant le principe de diffusion cohérente des rayons X pour le diagnostic du cancer du sein. Plusieurs études ont montré que les signatures de diffusion des tissus sains constituant le sein, adipeux et fibreux, sont différentes et peuvent donc former un contraste entre ces deux tissus. Il a par ailleurs été montré que le tissu cancéreux se distingue lui-aussi des tissus sains. Il s'agit donc de développer un système exploitant cette différence de signature pour générer un contraste ou une identification de ces tissus afin de permettre le diagnostic du cancer tout en évitant d'exposer la patiente à une dose trop élevée. Dans le cas où une analyse *in vivo* s'avèrerait impossible, une configuration *ex vivo*, où des échantillons de biopsies sont analysés, toujours pour le diagnostic ou pour le contrôle de marges lors d'une mastectomie, peut être considérée. La dose n'est ainsi plus, dans ce cas, une contrainte, le temps d'acquisition devenant plutôt la variable critique.

Certaines équipes ont étudié des configurations de mesure de rayonnement diffusé basées sur la dispersion d'angle, de manière similaire à la cristallographie. D'autres ont envisagé des configurations en dispersion d'énergie avec parfois une approche s'inspirant de la tomographie ou utilisant la technique des masques codés. Pour notre part, nous avons fait le choix dans cette thèse de développer un prototype expérimental d'acquisition de rayonnement diffusé utilisant le principe de la dispersion d'énergie, par l'intermédiaire de détecteurs spectrométriques à CdZnTe, alliant haute résolution en énergie et haute résolution spatiale. Le système est basé sur une approche multipixel, c'est-à-dire permettant d'acquérir un spectre de diffusion pour chacun des différents pixels du détecteur, ce qui permet, en combinant et traitant ces données, d'imager selon une direction l'échantillon analysé en une acquisition, sans translation ni rotation. Il se base aussi sur la surpixelisation, technique exploitant les signaux induits dans le détecteur afin de segmenter virtuellement les pixels ce qui en améliore les performances, en diminuant la résolution spatiale de détection (ce qui revient à diminuer la taille des pixels) sans dégrader ni la sensibilité ni la résolution en énergie (ce qui serait le cas en réduisant physiquement la taille des pixels).

L'objectif de ce travail de thèse est de démontrer la faisabilité d'un tel système appliqué à l'imagerie clinique. Pour cela, il a été nécessaire de développer un outil de simulation afin de dimensionner le système ainsi qu'une série de traitements permettant d'extraire des spectres mesurés les signatures de diffusion des tissus examinés.

Ce travail de thèse a ainsi conduit au développement d'un modèle physique et mathématique permettant de simuler entièrement le système d'acquisition et ainsi d'optimiser un système potentiellement fonctionnel. Cet outil de simulation a été validé expérimentalement par la mesure de différents échantillons, tant amorphes que cristallins. Certains aspects de la simulation peuvent être améliorés, l'outil analytique négligeant des effets parasites tels que les diffusions multiples ou Compton, entre autres, qui ne sont pas simulés. Mais cela reste suffisant pour permettre le dimensionnement d'un système. Par ailleurs, cette modélisation a permis de mieux formaliser la physique du système, aidant ainsi à l'élaboration du traitement.

Lors de cette thèse a aussi été développé le traitement des données de mesure (ou de simulation) de diffusion afin de remonter, à partir des spectres de diffusion mesurés par le détecteur, à une image spécifique en matériau de l'échantillon analysé. Ce traitement part du modèle analytique du système afin d'en éliminer les différents éléments venant dégrader la signature de diffusion de l'échantillon analysé. L'influence du spectre incident est d'abord éliminée en utilisant le spectre mesuré d'un matériau dit de référence, dont la signature est connue. Ensuite le décalage en énergie des spectres, lié à la différence d'angle de diffusion moyen vu par les pixels, est corrigé grâce à une carte de ces angles moyens, obtenue à l'aide d'une calibration. Une reconstruction spatiale, permettant de passer de l'espace des pixels à l'espace des positions dans l'objet, est réalisée en inversant la matrice de correspondance entre ces deux espaces, elle aussi obtenue par calibration. Enfin, la reconnaissance des signatures reconstruites par comparaison avec une base de données est pratiquée afin d'obtenir une caractérisation localisée, donc une image spécifique, de l'échantillon analysé.

Ce traitement a été validé à partir de simulations mais aussi expérimentalement. La validation expérimentale a été effectuée sur un fantôme de plastique simulant les tissus du sein afin de prouver la capacité du système à générer une image spécifique en matériau/tissu de ce fantôme et donc potentiellement d'un échantillon de sein. La dose reçue par l'échantillon au cours de cette validation reste cependant trop élevée pour une utilisation *in vivo*, ce qui était envisageable puisque cette validation a été effectuée avec un seul pixel du détecteur afin de prouver l'utilité et l'efficacité de la surpixelisation. Grâce à cette technique, on se ramène en effet à un système multipixel en utilisant pourtant un seul pixel physique. Il a ainsi été possible d'imager en deux dimensions le fantôme (profondeur + translation) à l'aide d'un seul pixel du détecteur et une seule translation.

Comme la validation du traitement n'a été effectuée qu'avec un unique pixel du détecteur, une façon évidente d'améliorer la sensibilité du système était donc d'utiliser l'intégralité du détecteur. Cela a aussi été l'occasion de passer d'un prototype de détecteur R&D à un détecteur multipixel produit final d'un projet industriel, plus grand et plus performant. Le dimensionnement d'un nouveau système, intégrant ce second détecteur, a donc été réalisé. Différents éléments de collimation, intégrant plusieurs fentes alors que celui du premier système n'en comportait qu'une, ont été étudiés avant d'en choisir un qui a été fabriqué puis implémenté. Les mesures, réalisées notamment sur le fantôme de plastique, ont cependant montré des difficultés liées à un système multifente et intégrant un grand nombre de pixels. La calibration s'est ainsi avérée plus laborieuse que prévue et le résultat final moins bon que dans le cas monofente. Face à ces résultats décevants, nous avons voulu vérifier le traitement bloc par bloc sur des données simulées. La simulation nous a permis de montrer que le cas multifente était possible mais à la condition d'une calibration parfaite, ou au moins excellente. Il reste donc du travail à faire dans l'amélioration de cette calibration. Ces résultats expérimentaux ayant été obtenus en fin de thèse, leur analyse complète n'a pas pu être finalisée.

En ce qui concerne les perspectives de la thèse, on peut constater que l'intégration d'un détecteur complet n'est pas finalisé, notamment en ce qui concerne la calibration. Cette étape est nécessaire si l'on souhaite atteindre les performances indispensables à un appareil d'imagerie clinique, tout particulièrement en termes de dose nécessaire à la distinction entre tissu sain et cancéreux. Celle-ci est d'autant plus faible que la sensibilité de système est élevée, cette augmentation de la sensibilité passant nécessairement par une surface de détection importante donc associée à un nombre important d'éléments de collimation et pouvant obliger le système à intégrer plusieurs détecteurs, ce qui peut complexifier la reconstruction spatiale.

Une suite possible est aussi d'étudier les collimations sous forme de masques codés, technique en plein essor, élégante et performante pouvant potentiellement permettre d'atteindre les caractéristiques attendues par un système d'imagerie clinique mais mettant en œuvre un traitement des données plus complexe.

De plus, une amélioration du traitement peut être envisagée selon deux approches :

- amélioration du traitement développé dans cette thèse en étudiant et en croisant de nouveaux algorithmes issus de la littérature, potentiellement plus adaptés, en intégrant des contraintes et des à priori, pour la reconstruction spatiale et la reconnaissance de matériau.
- inversion complète du modèle, comme certaines équipes l'envisagent. Cela peut éventuellement être couplé à la reconnaissance de matériau et, de même que précédemment, intégrer un certain nombre de contraintes et d'a priori. On peut ainsi envisager un grand nombre de méthodes de reconstruction des signatures de diffusion.

Pour finir, une validation du système directement sur tissus biologiques serait particulièrement intéressante.

Bibliographie

- [1] J. T. BUSHBERG et J. M. BOONE, *The essential physics of medical imaging*. Lippincott Williams & Wilkins, 2011, 1049 p., ISBN : 978-0-7817-8057-5.
- [2] J. BEUTEL, H. L. KUNDEL et R. L. V. METTER, *Handbook of medical imaging : physics and psychophysics*. SPIE Press, 2000, 976 p., ISBN : 978-0-8194-3621-4.
- [3] A. HABIB, « Détecteurs radiologiques grande surface, multi-énergie », thèse de doct., Université de Grenoble, 2014.
- [4] B. GHAMMRAOUI, « Etude d'un système d'identification de matériaux par diffraction de rayons x à partir d'acquisitions spectrométriques multi pixels », thèse de doct., Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2012.
- [5] L. HOLMSTOCK, *Rayonnements ionisants*. Wolters Kluwer Belgium, 2014, ISBN : 978-90-465-6299-4.
- [6] R. A. PARRY, S. A. GLAZE et B. R. ARCHER, « The AAPM/RSNA physics tutorial for residents. Typical patient radiation doses in diagnostic radiology », eng, *Radiographics : A Review Publication of the Radiological Society of North America, Inc*, t. 19, n° 5, p. 1289–1302, 1999, ISSN : 0271-5333. DOI : 10.1148/radiographics.19.5.g99se211289.
- [7] S. LUX, « Amélioration de la résolution spatiale de détecteurs à semi conducteur, pour l'imagerie gamma et X, par l'exploitation de signaux transitoires », thèse de doct., Université Grenoble Alpes, 2012.
- [8] G. MONTÉMONT, S. LUX, O. MONNET, S. STANCHINA et L. VERGER, « Evaluation of a CZT gamma-ray detection module concept for SPECT », in *2012 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC)*, oct. 2012, p. 4091–4097.
- [9] L. VERGER, E. GROS D'AILLON, O. MONNET, G. MONTÉMONT et B. PELLICIARI, « New trends in γ -ray imaging with CdZnTe/CdTe at CEA-Leti », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 571, n° 1-2, p. 33–43, 2007, ISSN : 0168-9002. DOI : 10.1016/j.nima.2006.10.023.
- [10] G. MONTÉMONT, J. P. ROSTAING et L. VERGER, « Experimental comparison of discrete and CMOS charge sensitive preamplifiers for CZT radiation detectors », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, t. 50, n° 4, p. 936–941, août 2003, ISSN : 0018-9499. DOI : 10.1109/TNS.2003.815110.
- [11] A. MICHALOWSKA, O. GEVIN, O. LEMAIRE, F. LUGIEZ, P. BARON, H. GRABAS, F. PINSARD, O. LIMOUSIN et E. DELAGNES, « IDeF-X HD : A low power multi-gain CMOS ASIC for the readout of Cd(Zn)Te detectors », in *2010 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC)*, 2010, p. 1556–1559. DOI : 10.1109/NSSMIC.2010.5874037.

- [12] G. MONTÉMONT, D. KOSCIESZA, O. MONNET, S. STANCHINA, J.-P. SCHLOMKA et L. VERGER, « An autonomous CZT module for X-ray diffraction imaging », in *2013 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC)*, oct. 2013, p. 1–4. DOI : 10.1109/NSSMIC.2013.6829819.
- [13] A. BRAMBILLA, C. BOUDOU, P. OUVRIER-BUFFET, F. MOUGEL, G. GONON, J. RINKEL et L. VERGER, « Spectrometric performances of CdTe and CdZnTe semiconductor detector arrays at high X-ray flux », in *2009 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC)*, 2009, p. 1753–1757. DOI : 10.1109/NSSMIC.2009.5402215.
- [14] G. MONTÉMONT, S. LUX, O. MONNET, S. STANCHINA et L. VERGER, « Studying Spatial Resolution of CZT Detectors Using Sub-Pixel Positioning for SPECT », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, t. 61, n° 5, p. 2559–2566, oct. 2014, ISSN : 0018-9499. DOI : 10.1109/TNS.2014.2356293.
- [15] INSTITUT NATIONAL DU CANCER. (2015). Cancer du sein, adresse : <http://www.e-cancer.fr/Patients-et-proches/Les-cancers/Cancer-du-sein> (visité le 09/09/2015).
- [16] —, (2016). Dépistage du cancer du sein, adresse : <http://www.e-cancer.fr/Comprendre-prevenir-depister/Se-faire-depister/Depistage-du-cancer-du-sein> (visité le 28/06/2016).
- [17] S. H. HEYWANG-KÖBRUNNER et I. SCHREER, *Imagerie diagnostique du sein : mammographie, échographie, IRM, techniques interventionnelles*. Elsevier Masson, 2007, 536 p., ISBN : 978-2-294-01790-2.
- [18] P. C. JOHNS et M. J. YAFFE, « X-ray characterisation of normal and neoplastic breast tissues », *Physics in Medicine and Biology*, t. 32, n° 6, p. 675, 1^{er} juin 1987, ISSN : 0031-9155.
- [19] M. FERNANDEZ MARTINEZ, « X-ray scattering and diffraction enhanced imaging studies of in vitro breast tissues », Faculty of Science of the University of Helsinki, 2006.
- [20] D. HUKINS, *X-ray diffraction by disordered and ordered systems : covering x-ray diffraction by gases, liquids, and solids and indicating how the theory of diffraction by these different states of matter is related and how it can be used to solve structural problems*. Pergamon Press, 1981, ISBN : 9780080239767.
- [21] P. C. JOHNS et M. J. YAFFE, « Coherent scatter in diagnostic radiology », *Medical Physics*, t. 10, n° 1, p. 40–50, 1983.
- [22] G. HARDING et J. KOSANETZKY, « Elastic scatter computed tomography », *Physics in Medicine and Biology*, t. 30, n° 2, p. 183–186, 1985, ISSN : 0031-9155, 1361-6560.
- [23] G. HARDING, H. STRECKER et R. TISCHLER, « X-ray imaging with compton-scatter radiation », 1983.
- [24] G. HARDING et J. KOSANETZKY, « Status and outlook of coherent-x-ray scatter imaging. », *Journal of the Optical Society of America. A, Optics and image science*, t. 4, n° 5, p. 933–944, 1987.
- [25] J.-P. SCHLOMKA, A. HARDING, G. HARDING, U. VAN STEVENDAAL et M. GRASS, « Coherent scatter x-ray computed tomography in medical applications », t. 2, 2002, p. 900–901.

- [26] H. STRECKER, G. HARDING, H. BOMSDORF, J. KANZENBACH, R. LINDE et G. MARTENS, « Detection of explosives in airport baggage using coherent x-ray scatter », *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, t. 2092, p. 399–410, 1994.
- [27] G. HARDING, « X-ray scatter tomography for explosives detection », *Radiation Physics and Chemistry*, t. 71, n° 3, p. 869–881, 2004.
- [28] G. KIDANE, R. D. SPELLER, G. J. ROYLE et A. M. HANBY, « X-ray scatter signatures for normal and neoplastic breast tissues », *Physics in Medicine and Biology*, t. 44, n° 7, p. 1791–1802, 1^{er} juil. 1999, ISSN : 0031-9155, 1361-6560.
- [29] E. RYAN et M. FARQUHARSON, « Breast tissue classification using x-ray scattering measurements and multivariate data analysis », *Physics in Medicine and Biology*, t. 52, n° 22, p. 6679–6696, 2007.
- [30] S. PANI, E. J. COOK, J. A. HORROCKS, J. L. JONES et R. D. SPELLER, « Characterization of breast tissue using energy-dispersive x-ray diffraction computed tomography », *Applied Radiation and Isotopes*, t. 68, n° 10, p. 1980–1987, oct. 2010, ISSN : 0969-8043.
- [31] D. C. GIANCOLI, *Physique générale : ondes, optique et physique moderne*. De Boeck Supérieur, 1993, 508 p., ISBN : 978-2-8041-1702-3.
- [32] M. FERNÁNDEZ, J. KEYRILÄINEN, R. SERIMAA, M. TORKKELI, M.-L. KARJALAINEN-LINDSBERG, M. TENHUNEN, W. THOMLINSON, V. URBAN et P. SUORTTI, « Small-angle x-ray scattering studies of human breast tissue samples », *Physics in Medicine and Biology*, t. 47, n° 4, p. 577–592, 21 fév. 2002, ISSN : 0031-9155, 1361-6560.
- [33] D. PELOW et K. VERGHESE, « Measured molecular coherent scattering form factors of animal tissues, plastics and human breast tissue », *Physics in Medicine and Biology*, t. 43, n° 9, p. 2431–2452, 1998.
- [34] A. KONSTANTINIDIS, T. ANAXAGORAS, M. ESPOSITO, N. ALLINSON et R. SPELLER, « DynAMITe : a prototype large area CMOS APS for breast cancer diagnosis using x-ray diffraction measurements », N. J. PELC, R. M. NISHIKAWA et B. R. WHITING, édés., 23 fév. 2012, 83135H–83135H–8. DOI : 10.1117/12.911541.
- [35] G. HARDING, M. NEWTON et J. KOSANETZKY, « Energy-dispersive x-ray diffraction tomography », *Physics in Medicine and Biology*, t. 35, n° 1, p. 33–41, 1990.
- [36] B. KING, K. LANDHEER et P. JOHNS, « X-ray coherent scattering form factors of tissues, water and plastics using energy dispersion », *Physics in Medicine and Biology*, 2011.
- [37] S. SCHLESINGER et H. BOMSDORF, « Enhanced spatial resolution for EDXRD inspection methods by reconstruction from multiple measurements », in *2012 IEEE International Conference on Imaging Systems and Techniques (IST)*, juil. 2012, p. 510–515.
- [38] R. CERNIK, K. KHOR et C. HANSSON, « X-ray colour imaging », *Journal of The Royal Society Interface*, t. 5, n° 21, p. 477–481, 2008, ISSN : 1742-5689. DOI : 10.1098/rsif.2007.1249.
- [39] U. KLEUKER, P. SUORTTI, W. WEYRICH et P. SPANNE, « Feasibility study of x-ray diffraction computed tomography for medical imaging », *Physics in Medicine and Biology*, t. 43, n° 10, p. 2911–2923, 1^{er} oct. 1998, ISSN : 0031-9155, 1361-6560.
- [40] B. GHAMMRAOUI et A. BADAL, « Monte carlo simulation of novel breast imaging modalities based on coherent x-ray scattering », *Physics in Medicine and Biology*, t. 59, n° 13, p. 3501, 7 juil. 2014, ISSN : 0031-9155.

- [41] J. A. GREENBERG, M. HASSAN, K. KRISHNAMURTHY et D. BRADY, « Structured illumination for tomographic x-ray diffraction imaging », *Analyst*, t. 139, n° 4, p. 709–713, 20 jan. 2014, ISSN : 1364-5528.
- [42] K. MACCABE, K. KRISHNAMURTHY, A. CHAWLA, D. MARKS, E. SAMEI et D. BRADY, « Pencil beam coded aperture x-ray scatter imaging », *Optics Express*, t. 20, n° 15, p. 16 310–16 320, 2012.
- [43] J. A. GREENBERG, M. N. LAKSHMANAN, D. J. BRADY et A. J. KAPADIA, « Optimization of a coded aperture coherent scatter spectral imaging system for medical imaging », t. 9412, 2015, 94125E–94125E–6.
- [44] M. N. LAKSHMANAN, A. J. KAPADIA, B. P. HARRAWOOD, D. BRADY et E. SAMEI, « X-ray coherent scatter imaging for surgical margin detection : a monte carlo study », t. 9033, 2014, p. 903361–903361–8.
- [45] R. E. MORRIS, K. E. ALBANESE, M. N. LAKSHMANAN, S. J. MCCALL, J. A. GREENBERG et A. J. KAPADIA, « Validation of coded aperture coherent scatter spectral imaging for normal and neoplastic breast tissues via surgical pathology », in *Proc. SPIE 9783, Medical Imaging 2016 : Physics of Medical Imaging*, t. 9783, 2016, 97835T–97835T–9. DOI : 10.1117/12.2216974.
- [46] J. TABARY, P. HUGONNARD et F. MATHY, « SINDBAD : a realistic multi-purpose and scalable x-ray simulation tool for NDT applications », in *International Symposium on Digital industrial Radiology and Computed Tomography*, Lyon, France, 2007.
- [47] H. A. KRAMERS, « XCIII. on the theory of x-ray absorption and of the continuous x-ray spectrum », *Philosophical Magazine Series 6*, t. 46, n° 275, p. 836–871, 1923, ISSN : 1941-5982. DOI : 10.1080/14786442308565244.
- [48] R. BIRCH et M. MARSHALL, « Computation of bremsstrahlung x-ray spectra and comparison with spectra measured with a ge(li) detector », *Physics in Medicine and Biology*, t. 24, n° 3, p. 505–517, 1979, ISSN : 0031-9155.
- [49] D. M. TUCKER, G. T. BARNES et D. P. CHAKRABORTY, « Semiempirical model for generating tungsten target x-ray spectra », *Medical Physics*, t. 18, n° 2, p. 211–218, 1991, ISSN : 0094-2405. DOI : 10.1118/1.596709.
- [50] G. MONTEMONT, M. C. GENTET, O. MONNET, J. RUSTIQUE et L. VERGER, « Simulation and Design of Orthogonal Capacitive Strip CdZnTe Detectors », in *2006 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, t. 6, oct. 2006, p. 3762–3766. DOI : 10.1109/NSSMIC.2006.353812.
- [51] « System and methods for characterizing a substance », 7 831 019, 2010.
- [52] F. SOULEZ, C. CRESPIY, V. KAFTANDJIAN et P. DUVAUCHELLE, « Diffraction peaks restoration and extraction in energy dispersive x-ray diffraction », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 654, n° 1, p. 441–449, 2011.
- [53] J. A. GREENBERG, K. KRISHNAMURTHY et D. BRADY, « Snapshot molecular imaging using coded energy-sensitive detection », *Optics Express*, t. 21, n° 21, p. 25 480, 2013, ISSN : 1094-4087. DOI : 10.1364/OE.21.025480.
- [54] A. MACOVSKI, R. E. ALVAREZ, J. L. CHAN, J. P. STONESTROM et L. M. ZATZ, « Energy dependent reconstruction in x-ray computerized tomography », *Computers in Biology and Medicine*, t. 6, n° 4, p. 325–336, 1976, ISSN : 0010-4825.

-
- [55] L. SHEPP et Y. VARDI, « Maximum Likelihood Reconstruction for Emission Tomography », *IEEE Transactions on Medical Imaging*, t. 1, n° 2, p. 113–122, oct. 1982, ISSN : 0278-0062. DOI : 10.1109/TMI.1982.4307558.
- [56] F. MARTICKE, « Optimization of an x-ray diffraction imaging system for medical and security applications », thèse de doct., Université Grenoble Alpes, 2016.
- [57] A. ROSE, « A unified approach to the performance of photographic film, television pick-up tubes, and the human eye », *J Soc Motion Pict Telev Eng*, t. 47, p. 273–294, 1946.
- [58] ———, « Quantum and noise limitations of the visual process », *J. Opt. Soc. Am.*, t. 43, p. 715–716, 1953.
- [59] R. SHAW, « The equivalent quantum efficiency of the photographic process », *J Photogr Sci*, t. 11, p. 199–204, 1963.
- [60] I. A. CUNNINGHAM et R. SHAW, « Signal-to-noise optimization of medical imaging systems », *Journal of the Optical Society of America A*, t. 16, n° 3, p. 621, 1999, ISSN : 1084-7529, 1520-8532. DOI : 10.1364/JOSAA.16.000621.

Résumé

Cette thèse étudie l'intérêt de la mesure de la diffusion cohérente de rayons X dans le cadre de l'imagerie du sein à des fins de diagnostic. Aujourd'hui, la plupart des systèmes d'imagerie médicale par rayons X exploitent le rayonnement transmis à travers les tissus. C'est le cas pour la mammographie, qui est la modalité d'imagerie du sein la plus courante. L'apparition récente de détecteurs résolus en énergie, à base de semi-conducteurs notamment, permet cependant d'envisager l'exploitation en milieu clinique d'un autre phénomène : le rayonnement diffusé cohérent. La mesure de spectres de diffusion peut apporter de nouvelles informations liées à la structure moléculaire des tissus examinés pour mieux les caractériser et ainsi améliorer le diagnostic final. Deux modalités sont envisagées : la détection *in vivo* de tumeurs du sein, à la suite d'une mammographie présentant un résultat suspect ou l'analyse de biopsie.

Le système de mesure de diffusé développé lors de cette thèse exploite les détecteurs résolus en énergie de type CdZnTe, ces derniers présentant des caractéristiques (résolution en énergie, sensibilité, résolution spatiale, compacité) prometteuses pour une utilisation en condition clinique. Il se base par ailleurs sur la pixellisation du détecteur afin de proposer une modalité d'imagerie permettant de caractériser les matériaux ou tissus traversés dans une direction sans translation ni rotation. Cette thèse propose ainsi une étude complète de ce système, articulée autour de trois grandes parties : modélisation puis simulation du système de mesure, développement du traitement des données mesurées par le détecteur afin d'imager et caractériser l'échantillon analysé et enfin, dimensionnement d'un banc expérimental plus complexe intégrant un détecteur complet et un système de collimation multifente. Ces trois parties font par ailleurs l'objet de validations expérimentales associées.

Abstract

This thesis studies the interest of measuring the coherent scattering of X-rays for breast diagnosis imaging. Nowadays, most of X-ray-based medical imaging techniques use the information of X-rays attenuation through the tissues. It is the case for mammography, the most common breast imaging modality. The recent emergence of energy resolved detectors (based on semiconductors in particular) allows to consider using another phenomenon : the coherent X-ray scattering. Measurement of diffracted spectra can provide new information related to the molecular structure of the examined tissues, in order to improve their characterization and therefore improve the final diagnosis. Two modalities are considered: the breast cancer detection *in vivo*, following a suspicious mammography result, or biopsy analysis.

The coherent scattering measurement system developed during this thesis work uses energy-resolved CdZnTe-based detectors, these detectors combining performances (energy resolution, sensitivity, spatial resolution, and compactness) promising for clinical application. This system is also based on the detector pixelation, which allows to provide an imaging modality capable of characterizing analyzed materials or tissues in one direction without any translation or rotation. A complete study of the measurement system is proposed in this thesis, structured in three main parts: modeling and simulation of the system, development of the processing of the data measured by the detector in order to image and characterize the analyzed sample and finally, designing of a new and more complex experimental setup based on a whole detector and multislit collimation system. An experimental validation is proposed for each of these three parts.