



HAL
open science

Correction du diffusé pour la reconstruction tomographique quantitative avec un capteur plan numérique

Jean Rinkel

► **To cite this version:**

Jean Rinkel. Correction du diffusé pour la reconstruction tomographique quantitative avec un capteur plan numérique. Physique [physics]. UNIVERSITE JOSEPH FOURIER, 2006. Français. NNT : . tel-02467109

HAL Id: tel-02467109

<https://theses.hal.science/tel-02467109>

Submitted on 4 Feb 2020

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

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

UNIVERSITE JOSEPH FOURIER
DOCTORAT DE L'UNIVERSITE

École doctorale de Physique de Grenoble

Jean RINKEL

Correction du diffusé pour la reconstruction
tomographique quantitative avec un capteur
plan numérique

Soutenue le 11 septembre 2006 à Grenoble

Composition du jury :

Christian ROUX Professeur à l'ENST Bretagne <i>INSERM U650 - UBO - ENST Bretagne</i>	Rapporteur
Daniel BABOT Professeur des Universités <i>Responsable CNDRI, INSA, Lyon</i>	Rapporteur
Jean-François LE BAS Professeur des Universités et Praticien Hospitalier <i>CHU Grenoble, Service de Neuroradiologie et Unité IRM</i>	Président du jury
José BARUCHEL Directeur de recherche <i>Responsable du groupe X-Ray Imaging, ESRF, Grenoble</i>	Examineur
Jean-Marc DINTEN Expert senior CEA <i>Département pour la Biologie et la Santé, LETI, CEA, Grenoble</i>	Encadrant
François ESTEVE Professeur des Universités et Praticien Hospitalier <i>INSERM U647 - RSRM/UJF/CHU/ESRF, Grenoble</i>	Directeur de thèse

Remerciements

Ce travail a été réalisé dans le cadre d'une collaboration entre les Laboratoire Détecteurs (LDET) du Département des Technologies pour la Biologie et la Santé (DTBS) du CEA/LETI de Grenoble et l'unité INSERM U647 de l'European Synchrotron Radiation Facility (ESRF) situé à Grenoble également.

Je tiens à remercier dans un premier temps les responsables de ces structures, à savoir le chef de département Jean Chabbal, le chef de service Olivier Peyret et le chef de laboratoire Jean-louis Amans pour leur accueil et les moyens matériels mis à ma disposition pour ce travail de thèse. Je tiens à remercier également François Estève, responsable de l'unité INSERM U647 et directeur de thèse pour sa contribution aux avancements des travaux, son implication dans les expérimentations réalisées au CHU de Grenoble et son aide indispensable dans l'effort de publication des résultats.

Je tiens à remercier les personnes ayant accepté de participer au jury, à savoir Christian Roux, Jean-François Le Bas et José Baruchel. Je remercie tout particulièrement Jean-Marc Dinten qui m'a encadré lors de ce travail de thèse pour son implication hebdomadaire dans les avancées techniques, pour m'avoir aidé à aborder cette thèse en ayant judicieusement identifié et appuyé ma démarche plutôt mathématique, enfin pour sa rigueur et pour la qualité de nos échanges.

Je remercie le service de neuroradiologie du CHU de Grenoble et en particulier le docteur Kamel Boubabgra et le professeur Jean-François Le Bas pour m'avoir permis de réaliser des acquisitions sur un scanner d'hôpital.

Je remercie sans ménagement Georges Gonon et Thomas Bordy pour leur soutien précieux lors de la mise en œuvre du banc expérimental ainsi que Vincent Moulin et Laurent Gerfault pour les nombreuses et riches discussions que nous avons eues.

Je tiens à remercier toutes les personnes du service STD qui ont contribué de près ou de loin à mon travail ou à des échanges amicaux.

Je tiens à remercier toutes celles, tous ceux, et surtout les autres.

Table des matières

I Tomographie avec capteur plan : mise en oeuvre d'un banc et prétraitement des données	15
1 Introduction aux capteurs plans	17
1.1 Techniques de détection des rayons X	17
1.2 Evaluation des performances	19
1.3 Applications cliniques	21
2 Mise en oeuvre d'un banc de test	27
2.1 Les différents éléments du banc de test	27
2.2 Détermination d'un protocole d'acquisition	31
2.3 Bilan	40
3 Prétraitement des données	43
3.1 Objectif	43
3.2 Traitements basiques	44
3.3 Linéarisation du capteur	45
3.4 Etude du diffusé capteur	46
3.5 Calibrage de la linéarité et du diffusé capteur	52
3.6 Evaluation expérimentale de la correction en diffusé capteur	54
3.7 Bilan	59
II Correction du diffusé pour la tomographie avec capteur plan	61
4 Etat de l'art pour la correction du diffusé	63
4.1 Influence du diffusé en tomographie	65
4.2 Dispositifs physiques de limitation du diffusé	70
4.3 Méthodes de correction du diffusé	73
4.4 Conclusion critique	82
5 Correction du diffusé	85
5.1 Introduction	85
5.2 La méthode API (Analytical Plus Indexation based method)	86
5.3 Modélisation d'un facteur de forme	98
5.4 Résultats expérimentaux	102
5.5 Bilan	109

6 Etude avec une grille antidiffusante	111
6.1 Objectifs	111
6.2 Analyse de l'apport de la grille	112
6.3 Calibrage du diffusé capteur avec grille	115
6.4 Correction du diffusé objet avec grille	116
6.5 Bilan	121
III ANNEXES	125
Annexe 1 : Majoration de l'erreur de reproductibilité	127
Annexe 2 : Facteur de conversion du capteur des photons en niveaux de gris	128
Annexe 3 : Estimation du diffusé en radiographie numérique	131
Annexe 4 : Amélioration des interpolations	133
Annexe 5 : Simulation des grilles antidiffusantes	136
Annexe 6 : Modélisation des grilles antidiffusantes	151
Annexe 7 : Prétraitements des données	166
Annexe 8 : Correction du diffusé objet et évaluation sur fantôme anthropomorphique de thorax	177
Annexe 9 : Application de la méthode API en Contrôle Non Destructif	186
Bibliographie	199

Résumé

La tomographie X en géométrie conique permet de réaliser de la tomodensitométrie volumique par une simple rotation du système source-détecteur et d'obtenir des volumes reconstruits à résolution isotrope. Dans une telle géométrie, la détection est réalisée par des capteurs plans numériques. Une des principales limitations de ces derniers est que le rayonnement diffusé atteignant le capteur est bien plus important que pour les tomographes classiques à capteurs linéaires ou multibarrettes. Ce rayonnement diffusé crée des artefacts de sous-estimations des coefficients d'atténuation sur les images reconstruites. Dans cette thèse, nous proposons des méthodes de prétraitement des données et de correction du diffusé pour réaliser de la tomodensitométrie quantitative avec capteur plan et évaluons expérimentalement ces méthodes dans un contexte médical.

Une première partie décrit comment mettre en oeuvre un banc de tomographie comportant un capteur plan. A cet effet, un protocole d'acquisition assurant la reproductibilité des acquisitions est défini. Des méthodes de prétraitement numérique des acquisitions corrigeant les artefacts causés par le capteur sont proposées. Outre la correction des pixels défectueux, du niveau d'obscurité et de la non-uniformité de la réponse des différents pixels, des corrections indispensables à une bonne quantification sont développées. Elles comprennent la correction de la non-linéarité de la réponse des pixels et celle d'un signal parasite, appelé diffusé capteur, qui regroupe les phénomènes de diffusion X et optique ayant lieu à l'intérieur du capteur. Ces méthodes sont validées expérimentalement sur des fantômes représentatifs d'un thorax.

Dans une seconde partie, une nouvelle méthode de correction du rayonnement diffusé par l'objet examiné est proposée. Elle est basée sur une estimation des images de rayonnement diffusé associées à chaque angle de vue tomographique par un calibrage du diffusé généré par des objets de référence couplé à une modélisation analytique du diffusé du premier ordre. Cette méthode est validée sur des fantômes représentatifs de thorax dans une configuration du banc expérimental sans grille anti diffusante. Une adaptation de la méthode avec grille anti diffusante est proposée et évaluée expérimentalement.

Mots clés : Tomographie X en Géométrie Conique - Capteur Plan Numérique - Rayonnement Diffusé - Prétraitements

Abstract

Cone Beam Computed Tomography has the advantage of mechanical simplicity in that full 3D information can be acquired by a single rotation of the source-detector system and used to obtain isotropic reconstructed volumes. However, detection is performed by a flat-panel detector and one of the main drawbacks of such detectors is that the amount of scatter reaching them is much higher than that observed in fan beam systems. The scattered radiation induces artefacts that result in under-estimates of the attenuation coefficients in reconstructed images. The aim of this thesis is to develop data pre-processing and scatter correction methods to be used in quantitative three-dimensional imaging with a flat-panel detector and to evaluate these methods in a medical context.

The first part of the study describes the experimental bench set-up and defines the protocol used to ensure that data acquisitions are reproducible. Next, pre-processing methods used to correct the artefacts due to the detector are described. These methods concern the correction of defective pixels, image darkness and the spatial non-uniformity of detector response. Original methods are also proposed to correct detector non-linearity and scattering, including X-ray scatter and optical diffusion within the detector. These methods are validated experimentally on thorax phantoms.

The last part of the study proposes a new method to correct the scattered radiation generated within the examined object. The method is based on an estimation of the scattered radiation images associated with each tomographic angle of view. Estimation is performed by a calibration of scattering on reference objects combined with analytical modelling of the first-order scattering process. This method is validated on thorax phantoms in a configuration of the experimental bench that has no anti-scatter grid. An adaptation of the method using an anti-scatter grid is also proposed and evaluated experimentally.

Keywords : Cone Beam Computed Tomography, flat-panel detector, X-ray scattered radiation, pre-processing

Introduction

L'utilisation du numérique remplace peu à peu celle du film en radiographie car elle permet un accès direct et rapide aux images. De plus, elle offre la possibilité de réaliser du traitement informatique sur les images ce qui permet de mieux les visualiser et de faire de la quantification plus exacte de l'atténuation des rayonnements X. L'utilisation de capteurs plans numériques présente l'intérêt d'une numérisation directe et donc d'un gain de temps supplémentaire. Les systèmes de tomographie avec capteur plan permettent d'acquérir un volume entier par une simple rotation du système source-capteur autour de l'objet examiné et d'obtenir des volumes reconstruits isotropes. De tels systèmes sont déjà utilisés en angiographie et en imagerie interventionnelle.

La tomодensitométrie consiste à reconstruire une cartographie tridimensionnelle des coefficients d'atténuation des rayons X par l'objet examiné (objet imagé par Contrôle Non Destructif ou patient dans le cadre d'applications cliniques). Pour réaliser de la tomодensitométrie avec capteur plan, deux types de limitations sont rencontrées, à savoir les limitations intrinsèques au capteur et celles liées aux interactions des rayonnements X à l'intérieur du volume examiné. Ces dernières, qui constituent des sources importantes d'artéfacts, sont l'effet de durcissement de spectre et l'effet de diffusion des rayons X.

- Les limitations intrinsèques du capteur les plus contraignantes sont la non-linéarité de la réponse des pixels et la présence d'un signal parasite, appelé diffusé capteur, qui regroupe les phénomènes de diffusion X et optique ayant lieu à l'intérieur du capteur.
- Le durcissement de spectre est le phénomène selon lequel l'énergie moyenne du spectre est d'autant plus importante que le flux de rayonnement X a été atténué. Ceci a pour conséquence une sous-estimation de l'atténuation dans les zones où le flux est le plus atténué, donc le plus souvent au centre de l'objet examiné.
- Le rayonnement diffusé à l'intérieur de l'objet examiné, appelé diffusé objet, est une limitation très importante pour la tomодensitométrie quantitative avec capteur plan. En effet, une quantité importante de diffusé atteint le capteur dans cette configuration. Ceci est dû à deux raisons principales : d'une part, la géométrie du faisceau de rayons X incident sur l'objet examiné est conique et donc le diffusé détecté par chaque ligne de pixels provient de l'ensemble du volume de l'objet, irradié simultanément. D'autre part, le flux détecté sur le capteur peut être collimaté de manière plus efficace pour les systèmes à capteur linéaire ou multibarrettes (collimation par une fente) que pour les systèmes avec capteur plan (collimation par une grille antidiffusante, qui a l'inconvénient d'absorber une partie du rayonnement utile ou rayonnement primaire).

L'objectif de la thèse est de proposer des méthodes d'amélioration de la quantification en tomographie avec capteur plan dans le contexte de l'imagerie médicale. Pour réaliser cet objectif, des méthodes de correction des imperfections du capteur et une méthode de correction du diffusé doivent être mises en oeuvre. Ceci doit être réalisé sans acquisitions supplémentaires de l'objet examiné (contrainte de dose de rayonnements X reçue par examen) et avec des temps de calcul réalistes dans le cadre d'applications cliniques. L'idée générale des méthodes développées dans le cadre de cette thèse est de coupler un calibrage des phénomènes physiques étudiés, réalisé sur des objets de référence, à une modélisation analytique de ces phénomènes en fonction des données d'acquisition.

- Le capteur plan utilisé dans le cadre de cette thèse n'a pas encore été utilisé dans un contexte de tomodensitométrie. Il est donc nécessaire de fournir des algorithmes de correction afin d'améliorer la quantification des coefficients d'atténuation. Pour ce faire, une méthode de linéarisation du capteur sera proposée. Elle est basée sur l'analyse et la correction de l'écart à la linéarité en fonction du flux de rayonnement X reçu par les pixels. Une méthode de correction du flou généré par le phénomène de diffusé capteur basée sur une déconvolution des images sera présentée. Les grandeurs physiques caractéristiques de ce diffusé capteur sont préalablement calibrées pour améliorer la quantification.
- L'effet de durcissement de spectre peut être évalué et corrigé comme une fonction du niveau de gris qui est appliquée en chaque pixel des acquisitions tomographiques. Nous nous placerons dans un cadre où le spectre incident sur l'objet examiné sera déjà suffisamment durci pour que le phénomène de durcissement de spectre à l'intérieur de l'objet soit négligeable (en utilisant un filtrage important en sortie de la source).
- Des méthodes de limitation du diffusé objet sont fréquemment mises en oeuvre sur les systèmes d'imagerie. La plus courante est l'utilisation de grilles anti diffusantes. Ces dispositifs de collimation, placés en face avant du capteur, permettent d'arrêter une grande partie du rayonnement diffusé. Ils présentent l'inconvénient d'arrêter également une partie du rayonnement primaire. Enfin, un diffusé résiduel, constitué surtout du rayonnement diffusé aux petits angles, reste à corriger sur les mesures.
De nombreuses méthodes de correction du rayonnement diffusé ont été proposées. Certaines méthodes sont basées sur une mesure directe du diffusé à l'aide de radio absorbeurs placés avant l'objet examiné et qui absorbent le rayonnement primaire. L'inconvénient de ces méthodes est qu'elles nécessitent des acquisitions supplémentaires ce qui implique pour les applications médicales une augmentation de la dose reçue par le patient. D'autres méthodes proposent de simuler les interactions des photons à l'intérieur de l'objet à l'aide d'un algorithme de reconstruction par itérations et d'un code Monte Carlo. Le principal inconvénient de ces méthodes est l'importance du temps de calcul. D'autres méthodes proposent de modéliser le diffusé comme une fonction des données d'acquisition. Elles sont souvent limitées en précision dans la mesure où elles ne prennent pas en compte l'aspect tridimensionnel du phénomène de génération du diffusé.

Afin de proposer une méthode de correction des rayonnements diffusés qui réponde à nos critères (pas d'acquisitions supplémentaires du patient et temps de calcul réalistes),

nous nous attacherons à modéliser le diffusé du premier ordre, à savoir le rayonnement qui ne subit qu'une seule diffusion à l'intérieur de l'objet. Le choix de cette limitation est imposé par l'extrême complexité de la description analytique du diffusé multiple. Il est cependant intéressant dans la mesure où le diffusé premier est directement lié à l'aspect hautes fréquences de l'objet examiné. Cette modélisation analytique sera couplée à un calibrage du diffusé généré par des plaques de lucite homogènes. En particulier, ce calibrage permettra d'évaluer le diffusé multiple atteignant le capteur.

Structure du document de thèse

Nous présenterons dans une première partie la mise en oeuvre d'un banc expérimental et les prétraitements des données permettant de corriger les artéfacts liés aux imperfections du capteur. Le premier chapitre évoquera les principaux types de capteur plans et leurs applications cliniques. La description de notre système et sa mise en oeuvre à travers l'élaboration d'un protocole d'acquisition fera l'objet du deuxième chapitre. Enfin, des nouvelles méthodes de prétraitement des données et en particulier de correction du diffusé capteur par une approche de déconvolution seront décrites au troisième chapitre.

Dans une seconde partie, nous nous intéresserons à la problématique de la correction du diffusé objet. Le quatrième chapitre décrira les artéfacts dus au diffusé en reconstruction tomographique ainsi que les principales méthodes de correction du diffusé proposées dans la littérature. Dans le cinquième chapitre, une nouvelle méthode de correction du diffusé sera présentée. Sa validation expérimentale sur des fantômes représentatifs de thorax sera montrée sur le système de tomographie utilisé sans grille antidiffusante. Dans le sixième chapitre, une méthode de modélisation des grilles antidiffusantes sera proposée. L'intérêt des grilles sera étudié expérimentalement. Une adaptation de la méthode de correction du diffusé sur un système avec grille sera proposée et évaluée expérimentalement.

Le cadre de ce travail ainsi que les principaux résultats obtenus seront rappelés en conclusion.

Première partie

**Tomographie avec capteur plan :
mise en oeuvre d'un banc et
prétraitement des données**

Chapitre 1

Introduction aux capteurs plans

Sommaire

1.1	Techniques de détection des rayons X	17
1.1.1	Détection indirecte	18
1.1.2	Détection directe	18
1.2	Evaluation des performances	19
1.2.1	Grandeurs caractéristiques	19
1.2.2	Comparaison de différents systèmes	20
1.3	Applications cliniques	21
1.3.1	Applications radiographiques	21
1.3.2	Applications tomographiques	22

Le développement des capteurs plans en imagerie médicale depuis quelques années est principalement dû à l'intérêt clinique d'avoir des systèmes de numérisation rapides et de disposer des données numériques immédiatement. Des applications récentes ont été proposées en tomographie pour l'imagerie interventionnelle et l'angiographie. Nous présenterons dans une première partie les différentes techniques de détection des rayonnements X mises en œuvre dans les capteur plans. La deuxième partie décrira les principales méthodes d'évaluation des performances des systèmes d'imagerie par rayons X. Les performances des capteurs plans seront comparées à celles d'autres systèmes existant. Enfin nous détaillerons les applications cliniques des capteurs plans en radiographie et en tomographie.

1.1 Techniques de détection des rayons X

Les capteurs plans sont constitués d'une couche de détection des rayons X et d'un circuit électronique de lecture. La couche de détection absorbe les rayonnements X par effet photoélectrique. Comme l'effet photoélectrique est très dépendant du numéro atomique Z, les matériaux utilisés ont un Z très élevé pour stopper au mieux le rayonnement. En ce qui concerne la détection, il existe deux grandes classes de capteurs plans, à savoir les capteurs dits à conversion directe et ceux dits à conversion indirecte.

1.1.1 Détection indirecte

Dans les capteurs à conversion indirecte, les rayonnements X incidents sont convertis dans un premier temps en rayons lumineux par un phosphore. Ces rayonnements lumineux sont alors détectés par des photodiodes permettant de convertir l'énergie lumineuse en charges électriques qui sont stockées dans les capacités des différents pixels (cf. figure 1.1 (a)).

Le gain de la conversion de l'énergie du rayonnement X en photons visibles est de l'ordre de 15 %. Les photons visibles ainsi créés sont émis dans toutes les directions. En particulier, la part de ces photons qui est dirigée vers la face avant du capteur est perdue. Cet effet de dispersion est important pour les scintillateurs amorphes, dont le plus courant est le Gd_2O_2S qui est sous forme de poudre. L'effet de dispersion est moins important pour les scintillateurs cristallins (CsI cristallin par exemple) qui servent de guide aux photons visibles. Le CsI est par contre plus difficile à faire croître (par technique d'évaporation) et son processus de fabrication est plus complexe, ce qui le rend plus onéreux. Le gain de conversion de l'énergie des rayons X en électrons dépend du facteur de conversion de l'énergie des rayonnements X en photons et du pourcentage de photons visibles détectés par les photodiodes. Pour donner un exemple du gain de conversion de l'énergie des rayons X en électrons, pour un capteur plan à photodiodes en silicium amorphe et scintillateur en Gd_2O_2S , un photon X absorbé à 60 keV crée environ 1000 électrons [15].

En plus de la perte de rendement de conversion des rayons X en photons visibles détectés, l'effet de dispersion des photons optiques est responsable d'un flou sur l'image et affecte la résolution spatiale. Cet effet de dispersion est d'autant plus important que la couche scintillatrice est épaisse. L'épaisseur du scintillateur est donc déterminée suivant un compromis entre la résolution spatiale et l'efficacité de détection, qui est d'autant plus importante que la couche scintillatrice est épaisse.

1.1.2 Détection directe

Dans les capteurs à conversion directe, les rayonnements X incidents sont directement convertis en charges électriques via un photoconducteur. Ces charges sont ensuite accumulées dans une capacité de stockage avant d'être lues (cf. figure 1.1 (b)). Les capteurs existant utilisent comme matériau semiconducteur le selenium amorphe (a :Se). Une de ses principales limitations est qu'il a une faible densité ($Z=34$) et donc une faible capacité d'absorption. D'autres photoconducteurs et semiconducteurs possédant un numéro atomique élevé (CdTe, PbI_2 , PbO et TlBr par exemple) sont proposés mais il n'existe pas encore de capteurs commercialisés utilisant ces matériaux. Pour le selenium, un rayon X incident à 60 keV va créer un nuage d'environ 20000 électrons. Grâce à la conversion directe en signal électrique qui possède un meilleur rendement que les autres types de détecteurs, ces détecteurs ont des possibilités de discrimination en énergie et présentent l'avantage de pouvoir être utilisés en mode comptage.

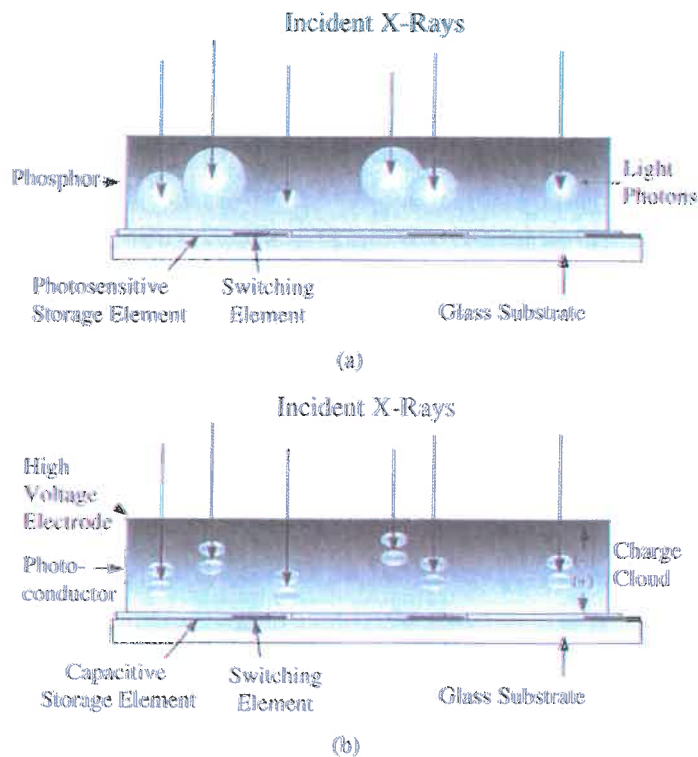


FIG. 1.1 – Coupe des deux principaux types de capteurs plans : à conversion indirecte (a) et à conversion directe (b) (extrait de [30])

1.2 Evaluation des performances

1.2.1 Grandeurs caractéristiques

Un capteur est caractérisé par différents paramètres :

- La Fonction de Transfert de Modulation (FTM) est une fonction qui relie la variation de contraste de l'image à la fréquence spatiale de l'objet (définie par un nombre de paires de lignes par millimètres). Elle rend compte des possibilités de visualiser un contraste donné de l'image. C'est une fonction décroissante comprise entre 1 et 0 (proche de 1 pour des fréquences spatiales très faibles et tendant vers 0 pour des fréquences élevées).
- La taille et la forme du pixel.
- La sensibilité correspond à la plus petite variation d'absorption de rayons X mesurables. Elle peut être définie comme le nombre de photons X nécessaires pour incrémenter d'un niveau de gris la mesure en un pixel du capteur. Elle est mesurée en μGy . La détermination de la sensibilité du capteur utilisé pour notre étude est présentée en annexe 2.
- L'Efficacité Quantique de Détection (EQD ou DQE : Detective Quantum Efficiency)

d'un capteur est définie comme le ratio des carrés des rapports signal sur bruit en sortie et entrée du capteur :

$$DQE = \frac{(S_{out}/N_{out})^2}{(S_{int}/N_{int})^2} \quad (1.1)$$

La DQE prend à la fois en compte la résolution spatiale, l'absorption du rayonnement X, la sensibilité et le bruit. Ce paramètre est lié au pouvoir d'arrêt du milieu détecteur ainsi qu'au nombre d'événements secondaires créés par photon X absorbé. Il montre l'aptitude d'un système à convertir fidèlement l'image radiante sans la distordre en comparant le rapport signal sur bruit en sortie par rapport à son entrée. Pour un détecteur parfait, la DQE vaut 1. Pour un capteur parfait qui absorbe une partie des rayonnements, la DQE est égale au taux d'absorption des rayons X. Ainsi la DQE est une absorption équivalente. Les autres facteurs intervenant dans la DQE sont le bruit sur le facteur de conversion, la dose (le bruit de lecture devient important quand peu d'électrons sont créés) et la FTM. La relation entre DQE et FTM est complexe. En effet, si la FTM est trop bonne, c'est à dire si elle a des valeurs élevées aux fréquences proches de la fréquence spatiale maximale (donnée par la taille des pixels), le phénomène de repliement de spectre dégrade la DQE. Par contre, s'il elle est trop mauvaise, le bruit électronique devient important pour des faibles fréquences spatiales ce qui dégrade également la DQE.

1.2.2 Comparaison de différents systèmes

Nous allons comparer les performances de capteurs plans à détection directe et indirecte à celles d'autres modalités de numérisation. Ces dernières sont le film radiographique et la radiographie informatisée ou CR (Computed Radiography), qui est une technique de numérisation indirecte. En CR, le film est remplacé par un écran qui transforme les rayons X en électrons. Le matériau de cet écran est généralement de type B_aFX ($X = Cl, Br$ ou I). L'image latente obtenue est activée par un balayage laser et numérisée.

Le tableau suivant illustre les performances des trois systèmes différents de capteurs : deux capteurs à détection indirecte, CsI + diode et CsI + MIS (Métal-Isolant-Semi-Conducteur), un capteur à conversion directe (a :Se) et un système de CR (BaFX). Le selenium (a :Se) présente la meilleure FTM. Par contre, il a une DQE intermédiaire entre les deux capteurs à conversion indirecte. Les performances du système de CR sont les moins bonnes en ce qui concerne la DQE et la FTM. En ce qui concerne les films radiographiques, ils présentent l'avantage d'une résolution spatiale très importante, avec une tache élémentaire de l'ordre de $25 \mu m$. Leur FTM est relativement bonne, de l'ordre de 0.6 à 1 pl/mm. La DQE est par contre faible (en moyenne deux fois plus faible que celles des capteurs à selenium). Ceci est dû surtout à leur faible capacité d'absorption des rayons X.

Ce tableau montre que les caractéristiques des capteurs à détection indirecte sont adaptés aux applications tomographiques à hautes énergies (120 keV), en raison de leur bon pouvoir d'arrêt des rayons X. C'est le choix que nous avons fait au cours de la thèse, en utilisant un capteur plan à détection indirecte avec scintillateur en Gd_2O_2S . Ce capteur sera décrit précisément dans le deuxième chapitre. Afin d'améliorer la quantification, une méthode de

	Triaxell CsI+diode	Canon CsI+MIS	Hologic Kodak a :Se	CR BaFX
Taille de l'image : cm ²	43 × 43	43 × 43	35 × 43	43 × 43
Taille du pixel : μm	143	100	139	100-200
FTM 1 pl/mm	0.53	0.7	0.8	0.5
FTM 2.5 pl/mm	0.2	0.3	0.57	0.2
DQE(1 pl/mm)				
1 μGy	0.36	0.14	0.23	0.17
2.5 μGy	0.36	0.16	0.24	0.15
20 μ Gy	0.32	0.17	0.27	0.13
DQE(2.5 pl/mm)				
1 μGy	0.23	0.09	0.14	0.05
2.5 μGy	0.23	0.10	0.16	0.05
20 μ Gy	0.26	0.11	0.18	0.03

TAB. 1.1 – Performances de différents systèmes d'imagerie X

déconvolution permettant de corriger le flou dû à la FTM, moins bonne que celles des scintillateurs cristallins de type CsI et des semi-conducteurs de type a :Se, sera proposée.

1.3 Applications cliniques

1.3.1 Applications radiographiques

La radiographie est une technique permettant de réaliser des clichés, à l'aide de rayons X des structures internes d'un patient ou d'un composant mécanique. L'application la plus courante est la radiographie médicale, dans laquelle les clichés traduisent l'opacité plus ou moins marquée des tissus ou organes par une teinte plus ou moins claire. L'image est créée par la différence d'opacité des tissus aux rayons X. Le corps est composé de tissus dits "mous", peu opaques aux rayons X (comme la peau, la graisse, les muscles), et de tissus plus opaques (les os, essentiellement). Pour obtenir une image de tissus ou d'organes n'ayant pas une opacité spécifique, on utilise un produit de contraste (souvent un complexe de l'iode) qui est très absorbant.

La radiographie est encore réalisée sur film, le film étant disposé dans une cassette protectrice derrière ou sous le corps exposé. Néanmoins, l'exclusivité de la radiographie sur film est généralement réservée aux "tables d'os", uniquement dédiées à l'examen osseux ou arthroscopique. La plupart des systèmes d'imagerie médicale proposent désormais une numérisation de l'image. Cette numérisation peut être réalisée selon différentes méthodes :

- en utilisant un amplificateur de luminance (tube à vide condensant sur un écran secondaire l'image électronique ainsi constituée, cet écran secondaire étant couplé à une optique et à une caméra).
- par radiographie informatisée ou CR, décrit précédemment.
- utilisation d'un capteur plan directement relié à l'ordinateur.

Les films radiographiques présentent l'intérêt d'une résolution spatiale élevée. En re-

vanche, la dynamique des images est faible et l'image est figée. Ainsi, il est impossible d'exploiter toute l'information acquise contenue dans le film. Les intérêts de la numérisation sont nombreux :

- possibilité de faire du traitement d'images. Ceci permet d'utiliser toute l'information acquise en une seule exposition et de visualiser des zones différentes en faisant varier les paramètres de visualisation. Par exemple, dans le cas du poumon, il est possible de visualiser à la fois des zones très transparentes (parenchymes) et des zones très opaques (médiastin) en une même exposition. Ceci permet également de réaliser des traitements d'images comme des filtrages pour réhausser les contours.
- possibilité de faire de la quantification. Des approches de quantification en imagerie avec capteur plan ont été développées en mammographie [43], en bi-énergie pour l'ostéodensitométrie [45] et pour la détermination de la composition corporelle [44].
- économie de dose du fait de la plus grande dynamique et de la meilleure efficacité de détection.
- économie de films et de produits chimiques.
- possibilité de créer des réseaux (visualisation, archivage, transmission) intra-hospitaliers (PACS ou Picture Archiving and Communication Systems) et inter-hospitaliers pour le télédiagnostic et la téléexpertise.

Les capteurs plans présentent tous les avantages de la numérisation précédemment cités avec un gain de temps supplémentaire dû à la suppression de manipulation de cassettes par rapport à la CR.

Parmi les capteurs plans utilisés, le selenium est avant tout choisi pour des applications mammographiques. En effet, la détection de microcalcifications en mammographie nécessite des pixels de petite taille (entre $50 \mu\text{m}$ et $75 \mu\text{m}$). Le selenium permet de réaliser des capteurs possédant une telle résolution alors que les capteurs à détection indirecte avec photodiodes en a :Si ont une taille de pixels minimale de $100 \mu\text{m}$ environ. A des applications à hautes énergies (radiographie pulmonaire par exemple), le CsI est préféré au Selenium car il a de meilleures propriétés d'absorption.

1.3.2 Applications tomographiques

Les applications tomographiques sont des acquisitions de type vidéo. Dans ce type d'applications, la totalité des systèmes existant est basée sur une numérisation immédiate des images. Ce sont alors soit des capteurs linéaires, constitués de plusieurs barrettes de pixels (capteurs multibarrettes), ou capteur plans. Les capteurs plans utilisés en tomographie sont basés sur la détection indirecte, la taille des pixels n'étant pas une limitation.

Tomosynthèse digitale

Le principe de la tomosynthèse est de déplacer la source de rayons X suivant une trajectoire rectiligne dans le référentiel du capteur (cf. schéma sur la figure 1.2). En définissant une table de correspondance entre pixels du capteur qui correspondent à la projection de volumes élémentaires situés à la même hauteur de coupe, un plan horizontal à une hauteur définie peut être reconstruit. L'intérêt par rapport aux tomographes axiaux est de réduire la dose reçue par le patient. La tomosynthèse réalisée sur films ne permettait de sélectionner qu'un

seul plan de coupe. L'utilisation des capteurs numériques permet de sélectionner une hauteur de coupe quelconque dans le patient.

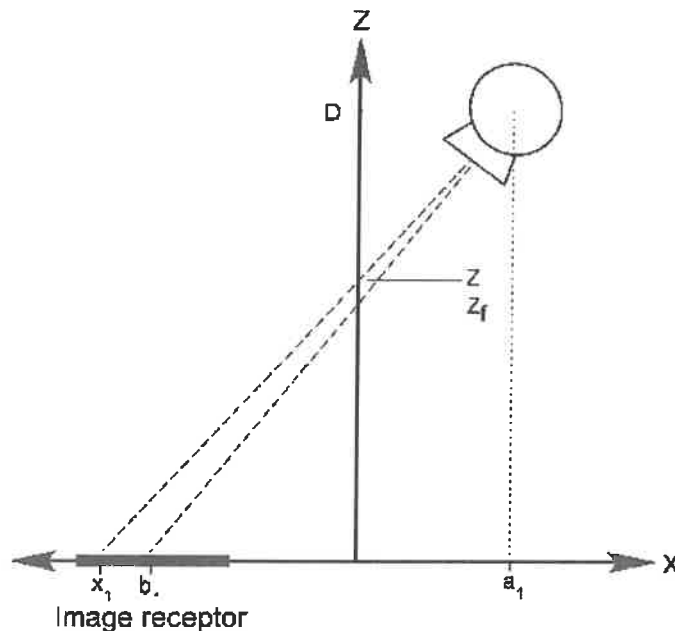


FIG. 1.2 – Exemple de système de tomosynthèse (extrait de [46])

La tomographie axiale

La tomographie axiale calculée ou scanner est une technique d'imagerie médicale dans laquelle la source de rayons X tourne autour du patient en même temps que les récepteurs chargés de mesurer l'intensité des rayons X après leur passage dans le corps. Les données obtenues sont traitées par ordinateur, ce qui permet de recomposer des vues en coupe des organes ou des vues en trois dimensions. On peut faire ressortir certains tissus, en particulier les vaisseaux sanguins, en injectant un produit dit de contraste (souvent un complexe de l'iode), c'est-à-dire absorbant bien les rayons X et rendant très visibles les structures vasculaires (qui apparaissent hyperdenses). La possibilité théorique de créer de tels appareils était connue depuis le théorème de Radon (1917), mais ce n'est que vers les années 1970 que les premiers essais commencèrent à devenir possibles. (prix Nobel de médecine de Allan M. Cornack et Godfrey Newbold Hounsfield en 1979) On peut aujourd'hui obtenir en quelques secondes, grâce aux scanners multidétecteurs à acquisition spiralée, une exploration très précise du corps entier. Aujourd'hui, la tomographie axiale calculée est incontournable en radiologie. L'imagerie par résonance magnétique (IRM), technique non irradiante, a connu un développement très important depuis le début des années 80 (prix Nobel de médecine de Paul C. Lauterbur et Sir Peter Mansfield en 2003). Elle permet une analyse fine des tissus mous. Le scanner est devenu un dispositif d'imagerie médicale indispensable, complémentaire et substitutif pour certains examens à la radiologie classique.

L'évolution des différents types d'appareils est la suivante :

- Les générations anciennes ne permettaient d'acquérir que des coupes isolées : le patient était placé sur une table mobile, déplacée sous un arceau circulaire et immobilisée pour chaque niveau d'acquisition.
- Dans les scanners spiralés (ou hélicoïdaux), l'émission des rayons X et l'acquisition est continue, la table avançant dans l'arceau à une vitesse fixée. La réalisation de l'examen est beaucoup plus rapide (quelques secondes), et plus facile dans beaucoup de cas (apnée de quelques secondes pour les examens thoraciques, au lieu de plusieurs apnées correspondant à chaque coupe). La rotation du (ou des capteurs) est passé de 500 ms à 330 ms sur les appareils de dernière génération.
- Le scanner multibarrettes associé, à la technique hélicoïdale, un nombre de capteurs plus importants (de 4 barrettes sur le premier modèle datant de 1999, jusqu'à 64 barrettes en 2004), permettant des coupes plus fines et l'accession à la reconstruction tridimensionnelle de structures de taille réduite (artères coronaires par exemple). L'irradiation est cependant nettement supérieure aux premières générations.
- Le développement récent de la tomographie axiale avec capteur plan est une généralisation du capteur multibarrettes (par extension du nombre de barrettes).

La tomographie axiale avec capteur plan, ou "cone beam CT" a été proposée pour l'angiographie et d'autres applications d'imagerie interventionnelle [66]. Une illustration d'un tel système est présentée sur la figure 1.3. L'avantage des systèmes "cone beam" par rapport aux scanners multibarrettes conventionnels est que l'information 3D peut être acquise à partir d'une simple rotation. De plus, la résolution sur les images est isotrope. Comparée aux systèmes multibarrettes, cette résolution est augmentée significativement suivant l'axe z (axe de déplacement de la table du patient pour les systèmes multibarrettes). Des études ont été réalisées pour tester des systèmes de Cone Beam CT à partir de capteurs à conversion directe [70] et indirecte [20].

Le principal inconvénient des systèmes de "cone beam CT" est la présence de rayonnement diffusé sur les mesures qui limitent la quantification. Dans les applications existantes, ce problème est secondaire : en imagerie interventionnelle, l'objectif n'est pas de quantifier les coefficients d'atténuation reconstruits mais de faire des images 3D pour guider le médecin dans la manipulation de ses instruments. En angiographie, le contraste entre l'opacité du produit de contraste et celle des tissus mous voisins est tel que la présence de rayonnement diffusé perturbe très peu la reconstruction des vaisseaux. Pour la mise en oeuvre d'un système de tomodensitométrie (mesure précise de la cartographie 3D de coefficients d'atténuation du patient) avec capteur plan à partir d'une seule acquisition, il est nécessaire de corriger le diffusé. Cette problématique sera traitée dans la deuxième partie du document.

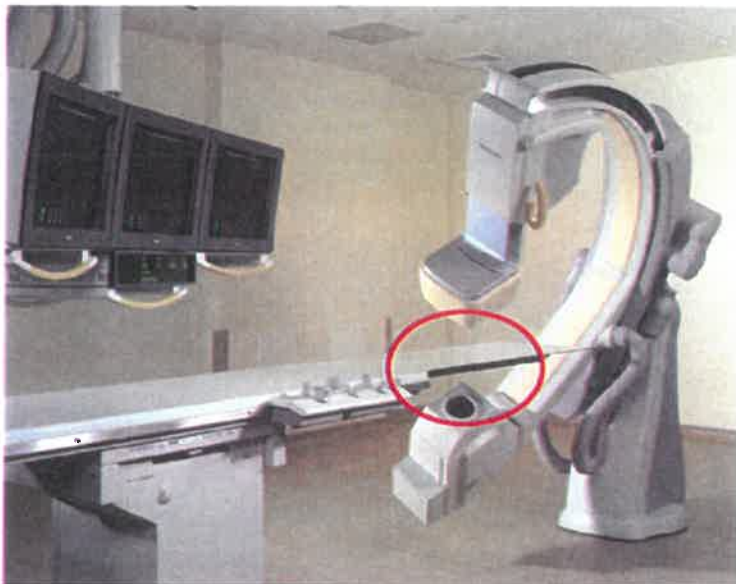


FIG. 1.3 – Exemple de système C-arm (Photographie extraite de la présentation de Michael Overdick de Philips Aachen au congrès IWORID 2002)

Chapitre 2

Mise en oeuvre d'un banc de test

Sommaire

2.1	Les différents éléments du banc de test	27
2.1.1	Banc de radiographie et tomographie	27
2.1.2	Fantômes de calibrage	28
2.1.3	Fantômes pour la reconstruction 3D	29
2.2	Détermination d'un protocole d'acquisition	31
2.2.1	Introduction	31
2.2.2	Méthode de caractérisation du protocole	32
2.2.3	Détermination des temps caractéristiques	35
2.3	Bilan	40

L'objectif final de notre étude est de faire de la reconstruction 3D quantitative avec capteur plan numérique. Les principaux obstacles à la quantification sont liés aux imperfections du capteur d'une part et au phénomène de diffusion des rayons X dans le patient d'autre part. Les méthodes développées pour résoudre ces problèmes font l'objet des chapitres 3 et 5 respectivement. Pour évaluer ces méthodes expérimentalement, un banc de mesure a été mis en place. Une étape indispensable pour atteindre l'objectif de quantification est de définir un protocole reproductible d'acquisition des images. La première partie de ce chapitre décrira les différents éléments du banc de test. La détermination du protocole d'acquisition reproductible sera détaillée dans la seconde partie.

2.1 Les différents éléments du banc de test

2.1.1 Banc de radiographie et tomographie

Les éléments du banc expérimental ont été développés pour le contrôle non destructif. Il est utilisé ici dans un contexte médical. Ce banc, schématisé sur la figure 2.1, est constitué de :

- un générateur haute-tension et un tube X PANTAK HF420[®]. Ce générateur a une tension d'accélération ajustable dans la gamme 0-420 kV. Les électrons accélérés sont projetés sur une anode en tungstène dans laquelle sont créés les photons X par effet

de Bremstrahlung. La surface d'irradiation de l'anode peut être choisie avec deux diamètres possibles, à savoir 0.8 mm ou 1.8 mm. L'intérêt de la faible surface d'irradiation est qu'elle permet d'obtenir des images avec une meilleure résolution car le flou de foyer est diminué. Cependant, la puissance maximale tolérée est inférieure car l'échauffement de l'anode est proportionnel à la surface irradiée. Cette puissance maximale est de 800 W avec le petit foyer contre 2000 W avec le foyer étendu. Pour notre application à 120 kV, c'est à dire à faible tension d'accélération par rapport aux capacités du tube, le mode petit foyer est choisi pour optimiser la résolution spatiale.

- un capteur Flashscan 33 HE[®] (a :SI technology, scintillateur en Lanex fast[®], surface active de 285 mm × 406 mm, 2240 × 3200 pixels, pixels de 127 μm, 16 bits), commercialisé par Thalès[®]. C'est un capteur à détection indirecte : les rayons X sont en partie absorbés par un scintillateur en Gadolinium (Gd_2O_2S), qui réemet des photons visibles. Ces derniers sont enfin détectés par une matrice de photodiodes en silicium amorphe qui permettent la numérisation de l'image.
- un support d'objet rotatif qui permet de réaliser des acquisitions tomographiques.
- un filtrage en sortie de la source de 2 mm de Cuivre et 2 mm d'acier pour limiter l'effet de durcissement de spectre [26].

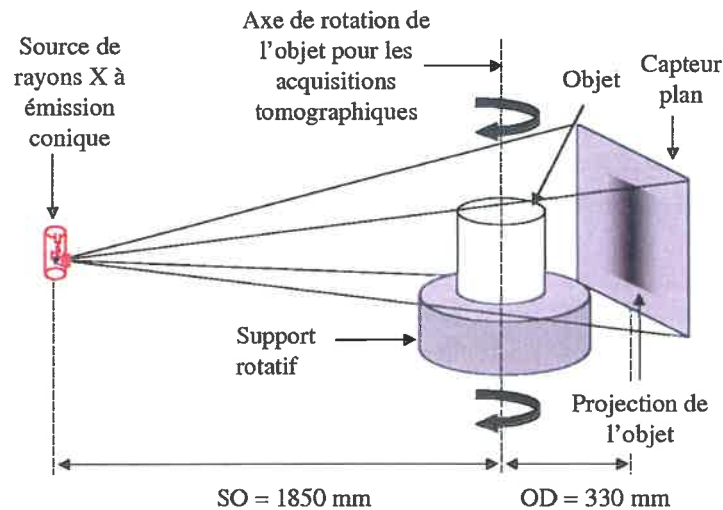


FIG. 2.1 – Schéma du banc de test pour la radiographie numérique et la tomographie

2.1.2 Fantômes de calibration

Des radiographies d'objets connus sont réalisées pour les étapes de calibration des phénomènes physiques qui limitent la quantification, décrits dans les chapitres 3 et 5. Ce sont des plaques de lucite d'épaisseurs variables, allant de 50 mm à 300 mm par sauts de 25 mm. Ces épaisseurs sont représentatives de celles rencontrées lors d'exams sur des zones anatomiques. Dans le plan du capteur, leur dimension est de 500 × 500 mm. La lucite est choisie pour deux raisons : elle est facilement transportable (contrairement à l'eau par exemple) et sa section efficace de diffusion est proche de celle des tissus mous, majoritaires dans le corps humain.

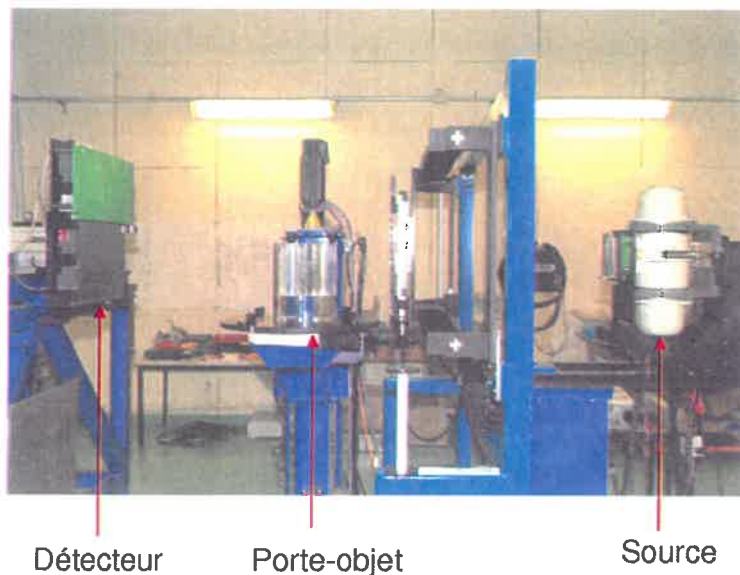


FIG. 2.2 – Photographie du banc de test pour la radiographie numérique et la tomographie

2.1.3 Fantômes pour la reconstruction 3D

Nous avons choisi d'appliquer les méthodes développées dans cette thèse à des fantômes représentatifs de thorax, les tests cliniques sur des patients n'étant pas réalisables dans le cadre de ce travail. Les méthodes développées dans la suite sont très générales et peuvent *a priori* être adaptées à tout type de région anatomique. Au vu des grands contrastes entre les régions constituées d'air et celles constituées de tissu mou, le thorax est la région anatomique pour laquelle le problème du diffusé est le plus important. Ceci se manifeste par son niveau élevé et par sa répartition spatiale très variable en fonction des angles de vue mais surtout par le fait que le flux de rayonnement primaire varie très sensiblement entre les zones transparentes des poumons et la zone du médiastin très opaque, ce qui implique de très grandes variations du rapport diffusé sur primaire sur une même projection tomographique. La validation expérimentale des méthodes de correction du diffusé est donc réalisée dans un cadre difficile *a priori*.

Fantôme physique

Ce fantôme bimatériel (voir schéma de la figure 2.3 et photographie de la figure 2.4) a deux intérêts principaux :

- un contraste entre l'air et la lucite représentatif du contraste entre les poumons et les tissus mous du thorax et en particulier la présence d'une zone équivalente au médiastin.
- une description géométrique simple. Il est donc possible de le modéliser avec le logiciel de CAO BRLCAD [62]. Ceci nous permettra de réaliser des simulations de référence des projections tomographiques à l'aide du logiciel Sindbad [11], pour tester et valider les méthodes développées dans les chapitres 3 et 5. Sindbad permet d'estimer les images de rayonnement primaire par une méthode de tracé de rayons, ou "ray-tracing", et les

images de rayonnement diffusé à l'aide d'un code Monte Carlo [67] [22].

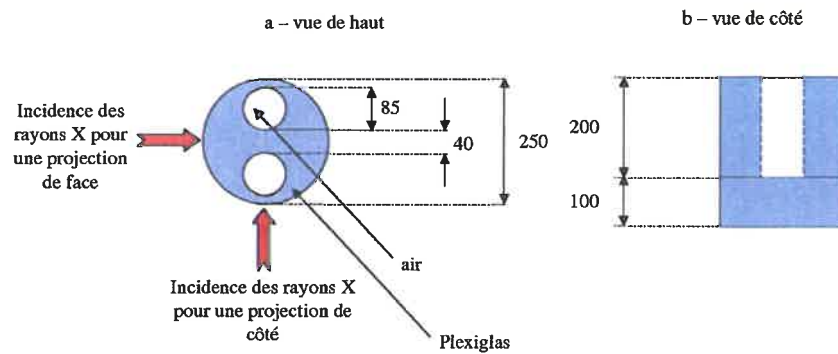


FIG. 2.3 – Schéma du fantôme physique.

Fantôme anthropomorphique

Ce fantôme est représentatif d'un thorax humain (voir photographie de la figure 2.4). Il a pour dimensions 45 cm (hauteur) \times 30 cm (largeur du thorax au niveau du coeur) \times 22cm (épaisseur du thorax au niveau du coeur), ce qui correspond aux dimensions d'un individu assez trapu. Il est réalisé en matériaux de synthèses qui reproduisent les propriétés d'absorption et de diffusion du coeur, des tissus mous, des os et des tissus des poumons.



Fantôme physique

Fantôme anthropomorphique

FIG. 2.4 – Photographies des fantômes

2.2 Détermination d'un protocole d'acquisition

2.2.1 Introduction

L'objectif du protocole d'acquisition est le suivant :

Pour les radiographies de calibrage comme pour les acquisitions tomographiques, les images corrigées en niveau d'obscurité doivent être reproductibles à 1% près.

Les deux éléments qui interviennent dans cette étude sont l'ensemble de production du flux de rayons X (générateur haute tension et tube d'émission X) et le détecteur de rayons X.

Les variations temporelles des mesures seront étudiées sur des acquisitions réalisées sans objet atténuant : ces acquisitions sont dites de "plein flux". Les résultats présentés résultent de moyennes sur une zone de 2.10^4 pixels situés au centre du détecteur afin de diminuer les bruits électroniques et photoniques. En effet, nous ne nous intéressons pas aux variations de la mesure en chaque pixel du capteur mais déterminerons un comportement moyen.

Détaillons le mode de fonctionnement du capteur. Le détecteur est dit à conversion indirecte : un écran scintillateur est utilisé pour la conversion des photons X en photons visibles. L'énergie des photons visibles est ensuite convertie en charges électriques par des photodiodes et accumulée dans les capacités des pixels. Le fonctionnement du capteur est schématisé sur la figure 2.5. La période de lecture (Readout period) est fixée et contrôlée par une horloge interne et est d'environ 1,4 secondes. Durant cette période, la charge est transférée depuis les capacités des pixels vers un circuit de lecture, la lecture se faisant ligne par ligne. La capacité d'un pixel accumule les charges en continu, excepté durant la très courte période pendant laquelle il est lu. L'intervalle de temps séparant deux débuts de périodes de lecture, ou "frame period", peut être réglé. On le fixe à sa valeur minimale, égale au temps de lecture.

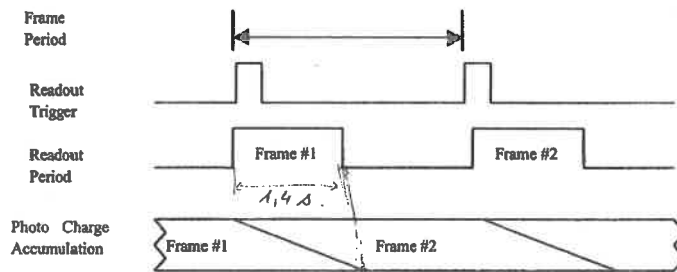


FIG. 2.5 – Mode de fonctionnement du capteur

2.2.2 Méthode de caractérisation du protocole

Protocole proposé

Nous allons étudier la possibilité d'utiliser le système suivant un mode où on laisse la source de rayons X émettre pendant un certain temps avant de réaliser une acquisition. Ce temps, que l'on caractérisera, est un temps caractéristique de stabilisation du système qui met en jeu deux phénomènes : la stabilisation du flux de rayons X émis par la source d'une part et la stabilisation de la réponse du détecteur d'autre part. Un tel mode d'acquisition a été choisi pour limiter les temps d'acquisition. En particulier, la solution d'insérer un temps d'attente entre chaque projection tomographique, qui serait fonction du temps de montée du flux émis par la source et du temps de stabilisation de la réponse du détecteur, a été rejetée au vu des capacités du système.

Le système source-détecteur doit rester stable durant toute la période d'une acquisition. Ainsi la fin d'une acquisition doit être cohérente avec le début : le signal intégré par période d'intégration élémentaire du détecteur (frame period) et corrigé en noir doit varier de moins de 1% entre le début de l'acquisition et la fin. Dans ces conditions, les acquisitions seront cohérentes entre elles si elles sont réalisées dans les mêmes conditions car le temps de stabilisation du système source-détecteur reste le même d'une acquisition à une autre.

Nous nous intéressons à deux types d'acquisitions :

- des radiographies de calibrage, réalisées en moyennant le signal reçu sur 16 frame period (pour améliorer le rapport signal à bruit). La durée T_{acq} d'une telle acquisition est de 22 s (16×1.4 s).
- des tomographies constituées de 360 projections radiographiques. Pour chaque projection, l'intégration de l'énergie reçue par le détecteur est réalisée sur une période d'intégration du capteur. La durée T_{acq} d'une telle acquisition est de 45 mn. Elle est la somme de la durée d'intégration du détecteur (360×1.4 s) et des temps mis par le porte-objet rotatif pour incrémenter sa position angulaire d'un degré entre les projections tomographiques.

Le mode de fonctionnement du programme d'acquisition tomographique est le suivant :

- le détecteur réalise une acquisition ;
- un moteur fait ensuite tourner le porte-objet d'un angle égal au pas angulaire défini dans les paramètres de la tomographie ;
- dès que le porte-objet s'est immobilisé, le détecteur garde l'acquisition correspondant à la première période de lecture entière ;
- la rotation reprend dès que la frame period correspondant à cette acquisition s'est écoulée.

Le protocole d'acquisition suit les étapes suivantes (pour les deux types d'acquisition) :

- mise sous tension du générateur haute tension et du détecteur. La durée minimale de préchauffe sera déterminée par la suite.
- mesure du niveau d'obscurité à t_0 .
- mise sous tension de la source dès la fin de la mesure d'obscurité : émission de rayons X en continu.
- attente pendant une durée Δt_0 avant de réaliser l'acquisition : stabilisation de la source et de la réponse du détecteur.
- acquisition sur une durée T_{acq} .
- arrêt de l'émission des X.
- attente pendant un certain temps avant de réaliser la mesure d'obscurité correspondant à l'acquisition suivante. Ce temps d'attente permet de limiter l'effet de rémanence d'une acquisition sur l'autre. Il sera déterminé dans la suite de l'étude.

La figure 2.6 schématise différents temps caractéristiques du protocole d'acquisition.

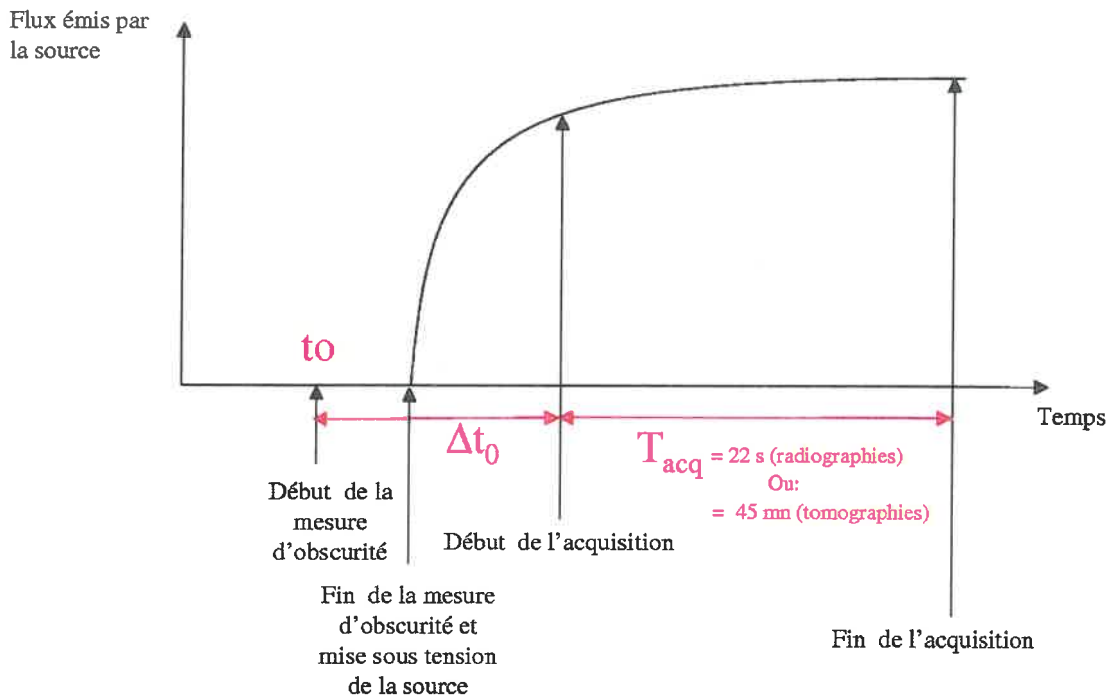


FIG. 2.6 – Temps caractéristiques du protocole d'acquisition

Formalisation

L'objectif de ce paragraphe est de formaliser la condition de reproductibilité de 1 %. Nous ferons intervenir les différents temps caractéristiques précédemment définis. Le temps d'acquisition T_{acq} étant fixé par le type d'acquisition étudiée, radiographique ou tomographique, il faut déterminer les temps Δt_0 et t_0 .

Introduisons les notations suivantes :

- $\phi_R(t)$ est la quantité de charges reçue par la capacité d'un pixel au cours d'une période de lecture qui commence à un instant t .
- $N(t)$ est le niveau d'obscurité à l'instant t .
- $\phi_L(t)$ est la quantité de charges lues à l'instant t :

$$\phi_L(t) = \phi_R(t) + N(t) \quad (2.1)$$

Au bout d'un temps t après le début d'une acquisition d'obscurité, réalisée à t_0 , le nombre de charges lues est :

$$\phi_L(t_0 + t) = \phi_R(t_0 + t) + N(t_0 + t) \quad (2.2)$$

L'image corrigée en noir vaut :

$$\phi_C(t_0 + t) = \phi_R(t_0 + t) + N(t_0 + t) - N(t_0) \quad (2.3)$$

Elle est *a priori* différente de $\phi_R(t_0 + t)$ car le noir a pu évoluer entre t_0 et $t_0 + t$. Le critère de reproductibilité de 1 % entre le début et la fin de l'acquisition est vérifié si et seulement si :

$$\left| \frac{\phi_C(t_0 + \Delta t_0) - \phi_C(t_0 + \Delta t_0 + T_{acq})}{\phi_C(t_0 + \Delta t_0)} \right| \leq 1\% \quad (2.4)$$

En supposant que l'évolution du noir est monotone on peut montrer (cf. annexe 1) que l'inégalité suivante implique que le critère de reproductibilité de l'équation 2.4 soit vérifié :

$$\left| \frac{\phi_R(t_0 + \Delta t_0) - \phi_R(t_0 + \Delta t_0 + T_{acq})}{\phi_R(t_0 + \Delta t_0)} \right| + \left| \frac{N(t_0) - N(t_0 + \Delta t_0 + T_{acq})}{N(t_0)} \right| \leq 1\% \quad (2.5)$$

En pratique, on choisit de vérifier les deux critères suivants, qui impliquent l'inégalité précédente (inégalité triangulaire) :

$$\left| \frac{\phi_R(t_0 + \Delta t_0) - \phi_R(t_0 + \Delta t_0 + T_{acq})}{\phi_R(t_0 + \Delta t_0)} \right| \leq 0,5\% \quad (2.6)$$

Et :

$$\left| \frac{N(t_0) - N(t_0 + \Delta t_0 + T_{acq})}{N(t_0)} \right| \leq 0,5\% \quad (2.7)$$

Le fait de choisir 0,5% et 0,5% (au lieu de 0,3% et 0,7% par exemple) est arbitraire. Ne sachant pas *a priori* laquelle des deux inégalités est la plus contraignante à respecter, nous avons choisi le même seuil de reproductibilité pour la mesure corrigée en noir $\phi_R(t)$ (sa variation est liée aux fluctuations de l'émission de la source et à celles de la réponse du capteur) et pour le niveau d'obscurité $N(t)$ (sa variation est liée aux fluctuations de la réponse du capteur uniquement). Remarquons que l'exigence de reproductibilité est au moins supérieure à celle du critère de reproductibilité à 1% vu que les deux précédents critères impliquent celui de l'équation de départ 2.4. Le protocole de mesure des temps caractéristiques est alors le suivant :

- choix du type d'acquisition, ce qui revient à déterminer sa durée T_{acq} (qui vaut 22 s pour une radiographie de calibrage et 45 mn pour une tomographie). T_{acq} est le temps sur lequel on veut vérifier la reproductibilité de ϕ_C .
- détermination de la durée Δt_0 séparant une mesure d'obscurité de son acquisition associée. On choisit la valeur minimale de Δt_0 telle que la première inégalité (équation 2.6) soit vérifiée. Pour ce faire, on trace la courbe suivante :

$$y(\Delta t_0) = \frac{\phi_R(t_0 + \Delta t_0) - \phi_R(t_0 + \Delta t_0 + T_{acq})}{\phi_R(t_0 + \Delta t_0)} \quad (2.8)$$

Δt_0 est le temps minimum tel que $y(\Delta t_0) \leq 0,5\%$

- choix de l'instant de début de mesure d'obscurité t_0 pour que la deuxième inégalité 2.7 soit vérifiée. On étudiera deux facteurs d'évolution de la mesure d'obscurité : le temps écoulé depuis la dernière irradiation du capteur (limitation de l'effet de rémanence) et le temps depuis lequel la source et le détecteur ont été mis sous tension (détermination du temps de préchauffe nécessaire). Pour ce faire, on trace la courbe suivante :

$$y(t_0) = \frac{N(t_0) - N(t_0 + \Delta t_0 + T_{acq})}{N(t_0)} \quad (2.9)$$

t_0 correspond alors soit au temps écoulé depuis la dernière irradiation, soit au temps depuis lequel la source et le détecteur ont été mis sous tension.

2.2.3 Détermination des temps caractéristiques

Variation de la mesure de plein flux au cours d'une même acquisition

L'objectif est de déterminer les valeurs minimales de Δt_0 pour les deux types d'acquisition tels que le premier critère de reproductibilité (équation 2.6) soit vérifié.

Une série d'acquisitions est réalisée, toutes les 7,612 secondes et sur une durée de 140 minutes. Au bout de 60 minutes, la source de rayons X est mise sous tension et émet. On mesure le signal moyen sur une zone de 2.10^4 pixels situés au centre du capteur. L'évolution de la mesure en fonction du temps est présentée dans la figure 2.7. La deuxième partie de la courbe (de 60' à 140') permet d'étudier les variations de la mesure sur les temps caractéristiques d'une radiographie (22 secondes) ou d'une tomographie (45 minutes).

Le critère de reproductibilité de l'équation 2.6 a été défini sur des images corrigées en niveau d'obscurité. Le problème est alors le suivant : quel niveau d'obscurité utiliser pour corriger les images de plein flux et obtenir $\phi_C(t)$ alors que le niveau d'obscurité évolue au cours du temps ? La méthode proposée est de calculer un niveau d'obscurité par extrapolation à partir de l'acquisition d'obscurité qui correspond aux 60 premières minutes de la mesure de la figure 2.7. Pour calculer les coefficients d'extrapolation, on réalise une deuxième série d'acquisitions sur 140 minutes mais sans mettre la source sous tension. Cette mesure du courant d'obscurité en fonction du temps est présentée sur la figure 2.8. Les niveaux d'obscurité des 60 premières minutes de la première série de mesures (figure 2.7) sont notés $n(t)$. Les niveaux d'obscurité de la deuxième série de mesures (figure 2.8) sont notés $n_{ref}(t)$. $n(t)$ est tracé en fonction de $n_{ref}(t, t < 60')$ (figure 2.9). Un polynôme d'extrapolation P est déterminé à l'aide du logiciel Microsoft Excel. Ce polynôme s'écrit :

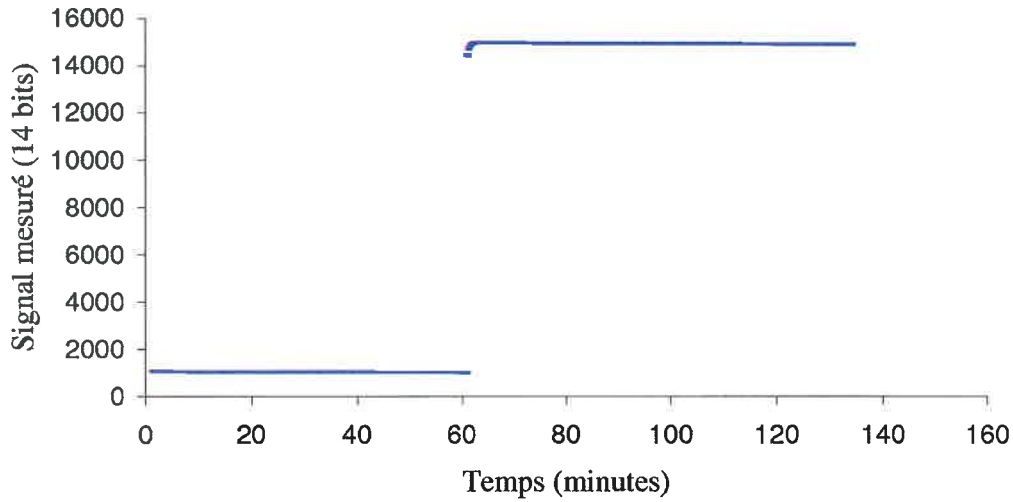


FIG. 2.7 – Première série d'acquisitions sur 140 minutes. Le capteur est irradié à partir de la 60ème minute

$$n(t) = P(n_{ref}(t)) \quad (2.10)$$

Il est trouvé égal à :

$$n(t) = -4.69E - 03 \times n_{ref}(t)^{-3} + 1.03E + 013 \times n_{ref}(t) - 4.64E + 03 \times n_{ref}(t)^3 \quad (2.11)$$

Les niveaux d'obscurité extrapolés (après 60 minutes) sont ainsi calculés par la formule :

$$n(t, t > 60') = P(n_{ref}(t, t > 60')) \quad (2.12)$$

Le niveau d'obscurité extrapolé pendant la durée sur laquelle le détecteur est irradié est présenté sur la figure 2.10. La variation du plein flux corrigé en niveau d'obscurité par $n(t, t > 60')$ en fonction du temps est représentée sur la figure 2.11.

Pour les deux valeurs de T_{acq} correspondant aux deux types d'acquisition, la variation relative du plein flux pendant T_{acq} en fonction du temps est calculée. Ces variations relatives sont représentées sur la figure 2.12. D'après ces courbes, la durée Δt_0 est déterminée. Sa valeur doit être telle que les courbes soient inférieures à 0.5 % pour des temps supérieurs. Une valeur de une minute est choisie pour les radiographies et les tomographies.

Etude de la variation du courant d'obscurité

L'objectif est de déterminer des critères sur t_0 pour chaque type d'acquisition tels que le deuxième critère de reproductibilité soit vérifié (équation 2.7).

Pour ce faire, le niveau d'obscurité est mesuré en fonction de deux paramètres : le temps depuis lequel le générateur et le détecteur sont sous tension et le temps séparant t_0 de l'acquisition précédente, à savoir l'influence de l'acquisition précédente sur l'acquisition courante

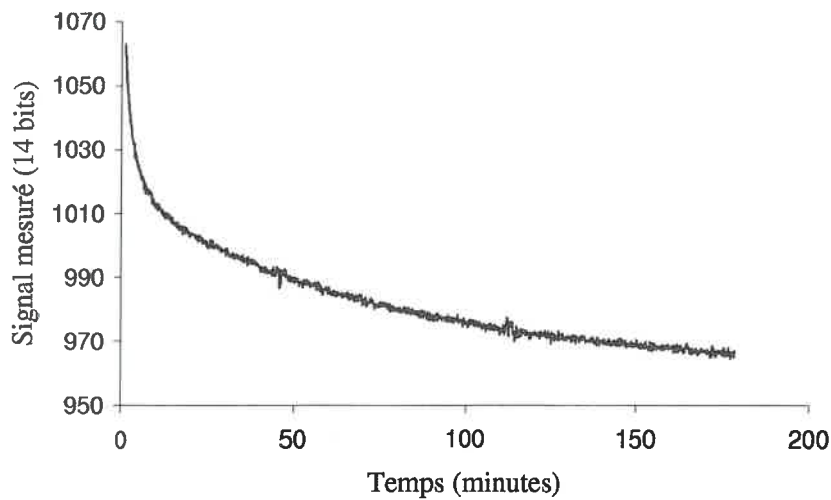


FIG. 2.8 – Deuxième série d'acquisitions sur 140 minutes. Le capteur n'est pas irradié. C'est la variation du signal d'obscurité dite de référence.

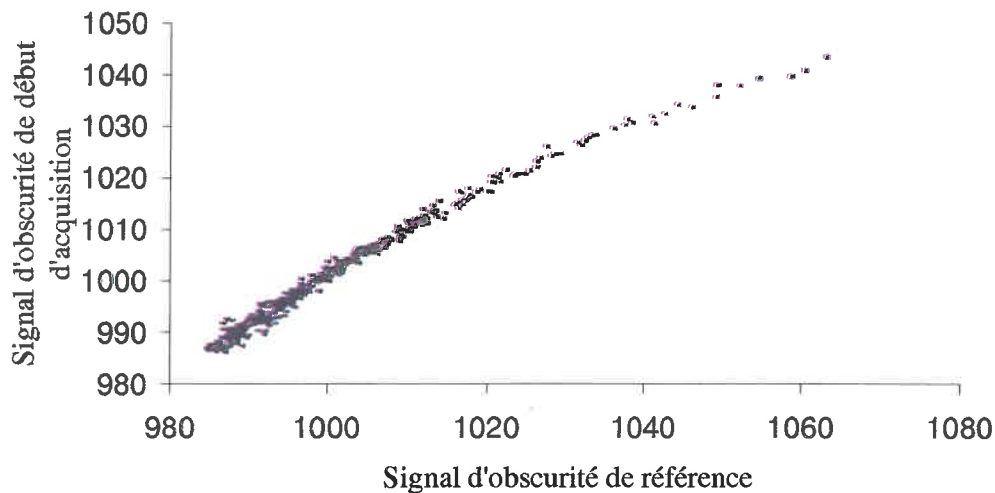


FIG. 2.9 – Calcul du polynôme d'extrapolation

par effet de rémanence.

Dans un premier temps, mesurons le niveau d'obscurité en fonction du premier paramètre. Le niveau d'obscurité moyenné sur une zone de 2×10^4 pixels situés au centre du capteur est mesuré. La variation de ce signal en fonction du temps écoulé depuis la mise sous tension du générateur et du détecteur est représentée sur la figure 2.8. A partir de cette mesure on calcule la variation relative du signal d'obscurité N pendant des temps caractéristiques $\Delta t_0 + T_{acq}$ en fonction du temps t_0 :

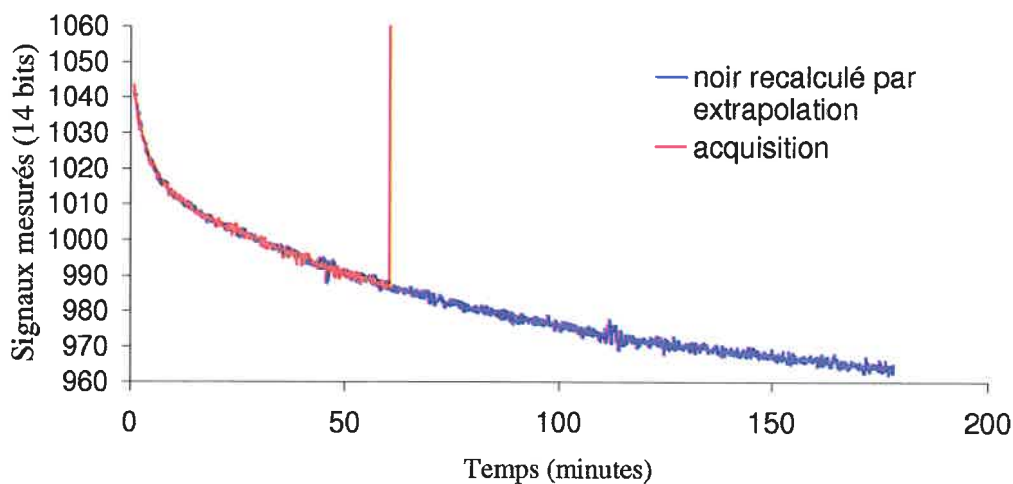


FIG. 2.10 – Calcul du noir par extrapolation

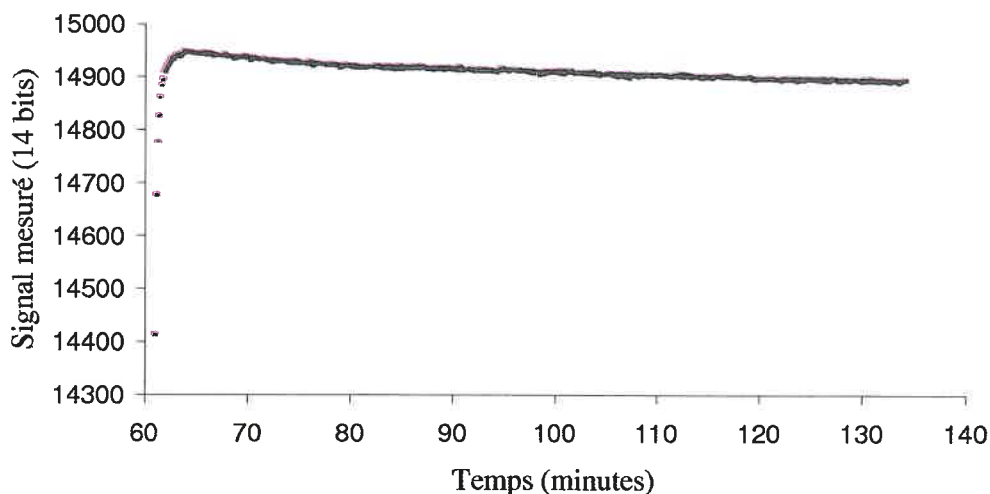


FIG. 2.11 – Variation du plein flux en fonction du temps

$$\frac{N(t_0) - N(t_0 + \Delta t_0 + T_{acq})}{N(t_0)}(t_0) \quad (2.13)$$

Cette variation relative doit être inférieure à 0.5 % pour que le critère de l'équation 2.7 soit vérifié. Les courbes obtenues pour les deux types d'acquisitions sont représentées sur la figure 2.13. Pour vérifier le critère de l'équation 2.7, il faut attendre 6 minutes après la mise sous tension du détecteur et de la source pour la première radiographie ou 120 minutes pour la première tomographie.

Dans un deuxième temps, nous voulons quantifier l'influence du temps séparant deux acquisitions. L'objectif est de déterminer le temps minimum qui doit séparer deux acquisitions

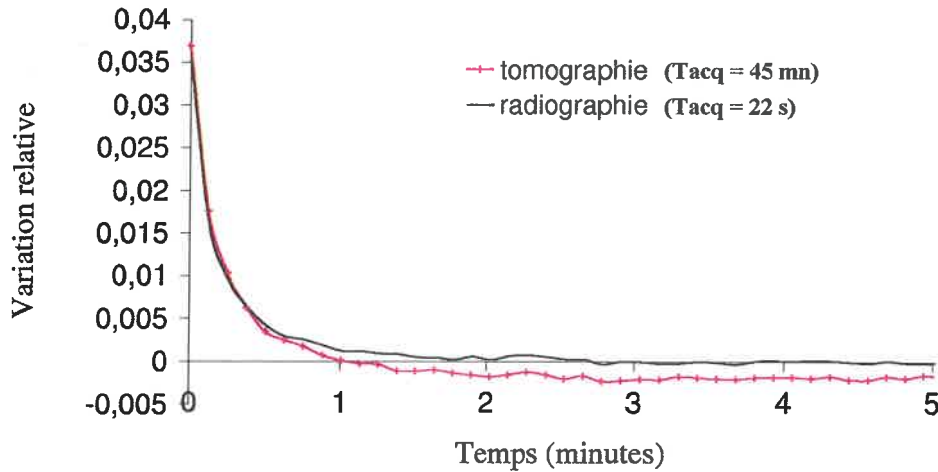


FIG. 2.12 – Variation relative du plein flux sur la durée de l'acquisition T_{acq} en fonction du temps : après une minute, cette variation relative sur la durée d'une acquisition est inférieure à 0.5 % pour les deux types d'acquisition.

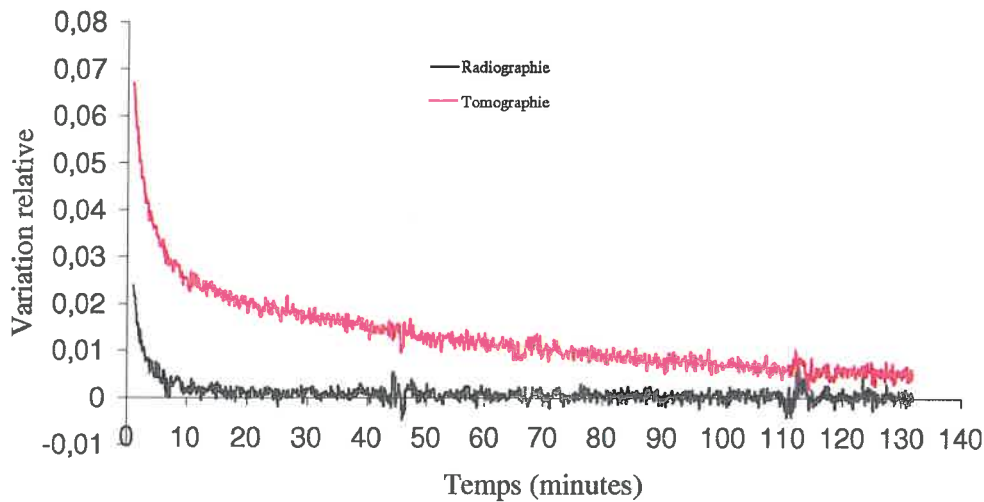


FIG. 2.13 – Variation relative du signal d'obscurité sur un temps $\Delta t_0 + T_{acq}$ en fonction du temps écoulé depuis la mise sous tension du générateur et du capteur.

consécutives. Le critère est que la variation du noir entre sa mesure, une minute avant le début d'acquisition, et la fin de l'acquisition ne soit pas trop perturbée par la rémanence de la mesure précédente. La première étape consiste à définir un temps d'irradiation pertinent. Cette étude consiste à suivre le signal d'obscurité sur une zone de $2 \cdot 10^4$ pixels situés au centre du détecteur après une exposition du détecteur au rayonnement X pour différentes valeurs du temps d'irradiation. Après avoir vérifié que la décroissance du niveau d'obscurité est indépendante du temps d'irradiation pour un temps d'irradiation supérieur à une minute, un temps d'irradiation de deux minutes est choisi pour la suite de cette étude. La variation

relative du signal d'obscurité après une irradiation de deux minutes est mesurée. Les résultats sont présentés sur le graphique de la figure 2.14.

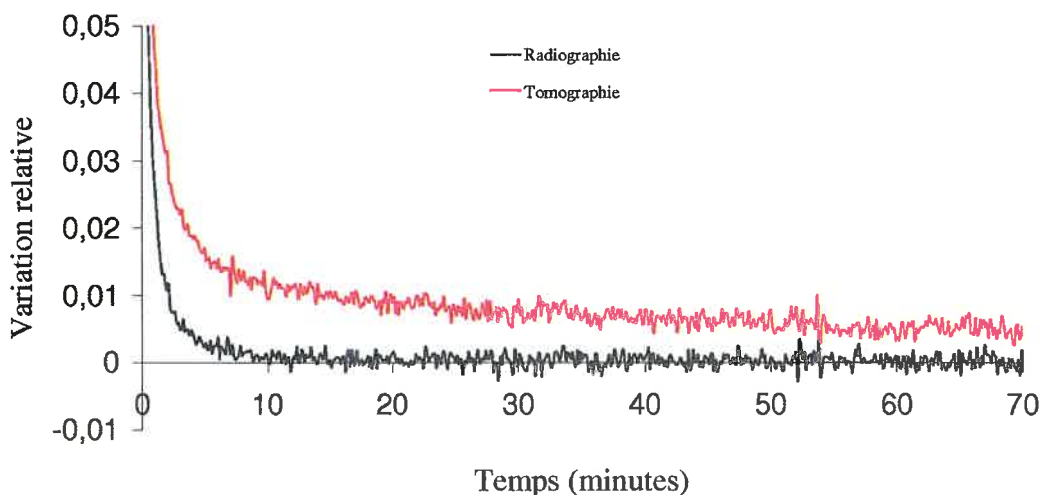


FIG. 2.14 – Variation relative du signal d'obscurité sur un temps $\Delta t_0 + T_{acq}$ en fonction du temps après une irradiation de 2'.

Il faut attendre au minimum 3 minutes après une irradiation pour réaliser une radiographie pour que le critère 2.7 soit vérifié. Il faut attendre au minimum 60 minutes avant de réaliser une tomographie après une irradiation selon le même critère.

Récapitulatif du protocole d'acquisition

Les différents temps caractéristiques sont récapitulés dans le tableau suivant :

Type d'acquisition	Radiographie	Tomographie
T_{acq}	22 s	45 mn
Δt_0	1'	1'
Temps minimum de préchauffe	3'	120'
Temps minimum séparant deux acquisitions	3'	60'

2.3 Bilan

Un protocole d'acquisition a été mis en place pour réaliser des tomographies quantitatives. Ceci a demandé une adaptation du mode d'acquisition au système dont on dispose. En particulier, la source, le détecteur et la mécanique ne sont pas au départ dédiés à notre application :

- la source est plus stable à 450 kV qu'à 120 kV : elle n'est pas dédiée aux énergies de l'imagerie thoracique.
- le capteur et le système mécanique sont dédiés au contrôle non destructif.

Cette utilisation du système pour des applications quantitatives aux énergies de l'imagerie thoracique a pour conséquence des temps d'acquisition contraignants. Elle permet de tester

les méthodes proposées dans un cadre d'imagerie anatomique mais n'est pas compatible avec une application médicale réalisée directement sur ce système.

Le phénomène de rémanence entre projections consécutives en tomographie n'a pas été pris en compte dans notre approche. Différentes méthodes sont envisageables pour résoudre ce problème :

- utilisation d'un cache amovible permettant de réaliser l'acquisition de rémanence associée à chaque projection.
- définition d'un protocole d'acquisition dans lequel le moteur attend un certain temps avant de tourner entre deux acquisitions. Le problème est que la durée d'une tomographie en serait considérablement allongée.
- construction d'un modèle de rémanence et correction de chaque pixel d'une projection en fonction des niveaux de gris du même pixel sur les projections précédentes.

Dans le cadre de notre étude en plein flux, ce phénomène n'a pas été mis en évidence car les variations des niveaux de gris d'un même pixel sont très faibles entre deux projections consécutives. Cette rémanence n'est pas *a priori* négligeable entre deux angles de vue consécutifs d'un objet atténuant. Dans notre application, la variation d'angle de vue entre deux projections consécutives est très faible (un degré) ce qui peut justifier le fait de négliger cet effet de rémanence.

Chapitre 3

Prétraitement des données

Sommaire

3.1	Objectif	43
3.2	Traitements basiques	44
3.2.1	Pixels défectueux	44
3.2.2	Correction de noir	45
3.2.3	Correction de gain	45
3.3	Linéarisation du capteur	45
3.3.1	Analyse de la non-linéarité	45
3.3.2	Calibrage et correction en linéarité	46
3.4	Etude du diffusé capteur	46
3.4.1	Nature physique	46
3.4.2	Caractérisation du diffusé capteur	47
3.4.3	Méthode de correction du diffusé capteur	51
3.5	Calibrage de la linéarité et du diffusé capteur	52
3.6	Evaluation expérimentale de la correction en diffusé capteur	54
3.6.1	Résultats sur le fantôme cylindrique	54
3.6.2	Résultats sur le fantôme anthropomorphique	54
3.7	Bilan	59

3.1 Objectif

Afin d'atteindre l'objectif global de reconstruction 3D quantitative avec capteur plan numérique, la première étape a été de mettre en place un banc de mesure et un protocole d'acquisition. La deuxième étape est la correction des obstacles à la quantification liés aux imperfections du capteur. Nous allons présenter dans ce chapitre les différents prétraitements des images basés sur les phénomènes physiques qui ont lieu au sein du capteur. Ces derniers regroupent des prétraitements basiques (correction des pixels défectueux, soustraction du niveau d'obscurité et correction en gain) et des prétraitements plus évolués, que sont la linéarisation du capteur et la correction des phénomènes de diffusion qui ont lieu dans le capteur. La correction du diffusé capteur présentée dans ce chapitre a été publiée (Ref [3] en

annexe 7) et brevetée (Ref [7]). L'ordre des différents prétraitements est illustré sur la figure 3.1.

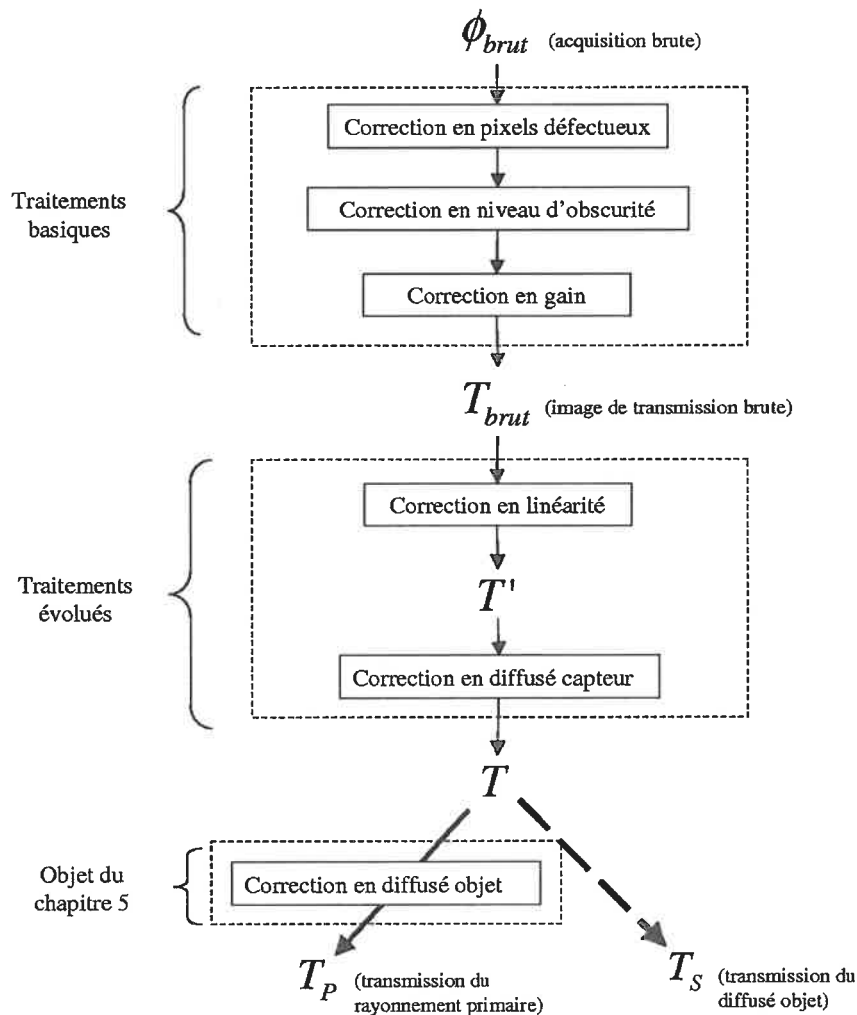


FIG. 3.1 – Schéma global des prétraitements et de la correction du diffusé objet.

3.2 Traitements basiques

3.2.1 Pixels défectueux

Les pixels défectueux sont dus à des défauts technologiques du capteur. Leur correction se fait en deux étapes :

- une image de pixels défectueux est déterminée. Le capteur est irradié à deux intensités différentes sans objet atténuant : les pixels qui s'éloignent trop de la valeur moyenne et ceux qui ont une réponse trop fortement non linéaire avec l'intensité sont identifiés. Cette image doit être réactualisée régulièrement avec le vieillissement du capteur.

- les valeurs fournies par ces pixels sont corrigées sur une acquisition courante en remplaçant leur valeur par la valeur médiane calculée sur le plus petit voisinage carré contenant au moins un pixel valide.

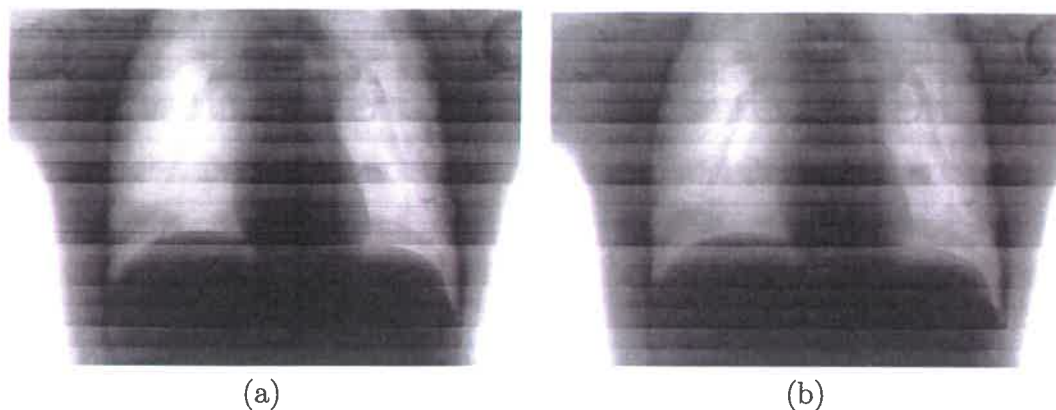


FIG. 3.2 – Résultat de la correction en pixels défectueux sur une radiographie de face du fantôme de thorax anthropomorphique : sans correction (a) et avec correction (b). Les pixels en défaut visibles de l'image (a) sont regroupés (lignes noires horizontales).

3.2.2 Correction de noir

Une image d'obscurité (mesure donnée par le capteur non irradié) est mesurée avant chaque acquisition, radiographique ou tomographique. Cette mesure suit le protocole défini dans le chapitre 2.2. L'image d'obscurité est ensuite soustraite à l'acquisition courante.

3.2.3 Correction de gain

L'image corrigée en noir, notée ϕ , est divisée pixel par pixel par une image dite de "plein flux", c'est à dire obtenue par irradiation du capteur sans objet atténuant, et notée ϕ_0 . Cette étape permet de corriger l'anisotropie de l'émission de la source et la variation de la réponse entre les différents pixels du capteur. En particulier cette étape fait disparaître sur l'image des traits horizontaux liés aux variations de l'amplification du signal par le circuit de lecture en fonction des lignes de pixels. Après cette étape, les images obtenues sont des images dites de transmission et notées T :

$$T = \frac{\phi}{\phi_0} \quad (3.1)$$

3.3 Linéarisation du capteur

3.3.1 Analyse de la non-linéarité

Le silicium amorphe des transistors a une capacité de piégeage des charges qui dépend du flux de photons. La mesure donnée par un pixel n'est donc pas *a priori* une fonction linéaire de l'énergie reçue par le pixel.

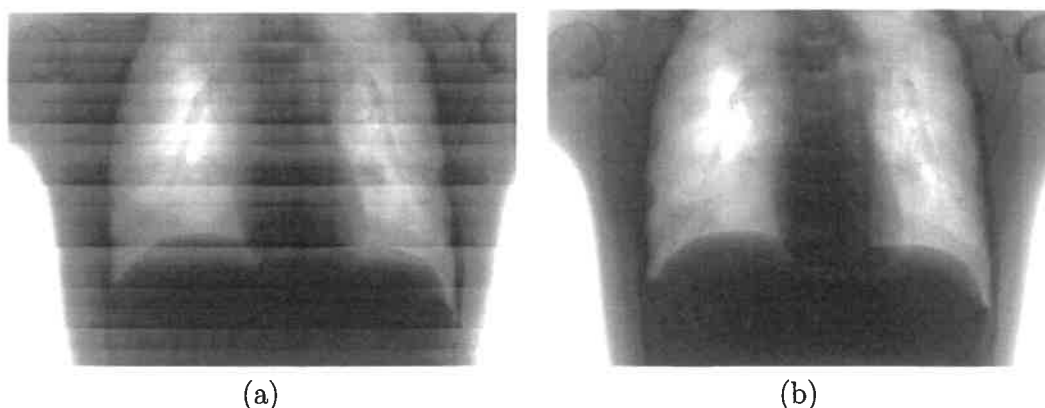


FIG. 3.3 – Résultat des corrections en noir et en plein flux sur une radiographie de face du fantôme de thorax anthropomorphe : sans correction (a) et avec correction (b).

3.3.2 Calibrage et correction en linéarité

Pour corriger les images en non-linéarité, un facteur de correction, noté k , est calibré. Ce facteur permet de quantifier l'écart à la linéarité des mesures en chaque pixel du capteur. k est calculé en comparant des mesures expérimentales, entachées de la non-linéarité du capteur, à des simulations de ces mêmes mesures, mais en considérant la réponse du détecteur comme linéaire. En pratique, on mesure les images de transmission du rayonnement primaire de plaques de lucite de différentes épaisseurs. Pour obtenir le rayonnement primaire, le rayonnement diffusé par les plaques est estimé par la méthode des beam stops et soustrait aux mesures. La méthode des beam stops est détaillée dans le paragraphe 5.4.1. Les simulations du rayonnement primaire pour les différentes plaques sont réalisées à l'aide du logiciel Sindbad [11][67]. Pour chaque épaisseur de plaque, indexée par i , $k(i)$ est obtenu en divisant la transmission de rayonnement primaire simulée $T_P^{sim}(i)$ par celle mesurée $T_P(i)$:

$$k(i) = \frac{T_P^{sim}(i)}{T_P(i)}$$

Pour une valeur de transmission T , deux valeurs de transmission de calibrage sont déterminées, $T(i)$ et $T(i+1)$. Le coefficient de correction multiplicatif k est déterminé en réalisant une interpolation linéaire entre $k(i)$ et $k(i+1)$:

$$k = \frac{T - T(i+1)}{T(i) - T(i+1)} \times k(i) + \frac{T(i) - T}{T(i) - T(i+1)} \times k(i+1)$$

T est finalement corrigée par multiplication par k .

3.4 Etude du diffusé capteur

3.4.1 Nature physique

Une source importante de perte de résolution spatiale du capteur est causée par la diffusion des rayons X dans le capteur et par les diffusions optiques qui ont lieu dans le scintilla-teur. Ces phénomènes, responsables de l'étendue spatiale de la Point Spread Function (PSF)

du capteur, sont regroupés sous la dénomination de "diffusé capteur". Ce dernier ne doit pas être confondu avec le rayonnement X diffusé à l'intérieur de l'objet examiné, appelé "diffusé objet". Le diffusé capteur regroupe :

- les rayons X diffusés dans les filtres en face avant du capteur.
- les rayons X qui n'ont pas été absorbés lors de leur premier passage à travers l'écran scintillateur, qui sont rétro diffusés par des éléments situés derrière le capteur et détectés.
- la diffusion optique dans le scintillateur après conversion des photons X en photons lumineux.

L'ensemble de ces contributions est illustré par la figure 3.4.

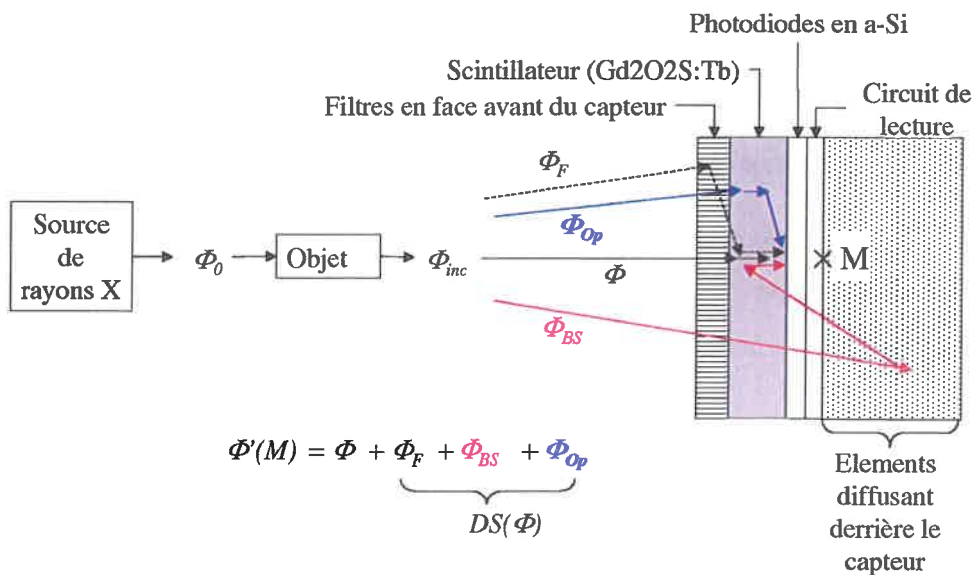


FIG. 3.4 – Contribution à une mesure $\phi'(M)$. $\phi'(M)$ est la somme de ϕ , la part du rayonnement incident sur le capteur ϕ_{inc} absorbée par le scintillateur, la part ϕ_F diffusée dans les filtres, le rétro diffusé ϕ_{BS} et le diffusé optique ϕ_{Op} .

3.4.2 Caractérisation du diffusé capteur

Modélisation du diffusé capteur

Dans notre approche le diffusé capteur est considéré comme un phénomène additif. Ceci se justifie par le fait qu'une part du diffusé capteur est du diffusé X. Cette hypothèse est moins juste pour le diffusé optique. Une image de flux ϕ' est modélisée par la somme de deux contributions : la part du flux incident absorbée par le scintillateur ϕ et le diffusé capteur $DS(\phi)$:

$$\phi' = \phi + DS(\phi) \quad (3.2)$$

Le diffusé capteur est caractérisé par :

- le potentiel de diffusion capteur, à savoir le pourcentage du rayonnement détecté sur le détecteur qui est du diffusé capteur. C'est une fonction de l'intensité du flux de rayonnement X .
- la forme de la distribution du diffusé capteur. Nous supposons dans la suite que cette dernière est Gaussienne, c'est à dire qu'un flux incident ponctuel va générer un diffusé capteur sur l'image en forme de Gaussienne bidimensionnelle centrée sur le point d'impact du flux.

L'image de diffusé capteur $DS(\phi)$ associée à une image de flux primaire ϕ est modélisée par la relation suivante :

$$DS(\phi) = (C \times \phi) * K_D \quad (3.3)$$

C est ici une image qui représente la variation spatiale du potentiel de diffusion du capteur. \times représente la multiplication pixel par pixel de deux images. $*$ représente une convolution bidimensionnelle. K_D est la PSF (Point Spread Function) du diffusé capteur. Sous l'hypothèse de distribution Gaussienne, K_D a l'expression suivante :

$$K_D(r) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \times e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} \quad (3.4)$$

σ est l'écart-type et r la distance radiale en coordonnées polaires par rapport à l'origine de la convolution.

Calibrage

L'étape de calibrage permet de déterminer les deux caractéristiques du diffusé capteur que sont l'image C et la PSF K_D . Ce calibrage est réalisé en calculant le diffusé capteur associé à une image de plein flux. Afin de mesurer le diffusé capteur associé à cette image, on utilise une méthode de beam stops [68]. Les beam stops sont constituées de petits cylindres en plomb qui absorbent le rayonnement primaire. Dans cette étude, nous négligeons le rayonnement diffusé par les beam stops. Ils sont collés de manière régulière sur une plaque de lucite, comme schématisé sur la figure 3.5.

Les mesures dans les ombres des beam stops sont des estimations du diffusé capteur associé à l'image de plein flux, vu que le rayonnement direct n'atteint pas le capteur dans ces zones et qu'il n'y a pas de diffusé objet (en l'absence d'objet). Cependant, le diffusé capteur ayant une certaine portée spatiale (modélisée par K_D), la mesure dépend de la taille de la projection des beam stops sur le capteur. Plus la surface de cette projection est petite, plus le diffusé capteur estimé sera important. Ainsi, pour une taille de beam stops donnée, la mesure va dépendre du grandissement du système et donc de la distance séparant les beam stops du capteur. Nous allons montrer que deux mesures à deux distances différentes séparant les beam stops du capteur sont suffisantes pour estimer les paramètres C et K_D . Le diffusé capteur associé à une image de plein flux est donc mesuré pour deux positions de la plaque de beam stops :

1. La plaque est placée à une distance L du capteur.
2. La plaque est collée contre la face avant du capteur.

Ces positions sont illustrées sur la figure 3.6. Pour chaque position, le flux est mesuré puis moyenné sur les pixels centraux des projections des beam stops. Ensuite, une interpolation spatiale est réalisée entre les différentes taches par la méthode des splines pour estimer les

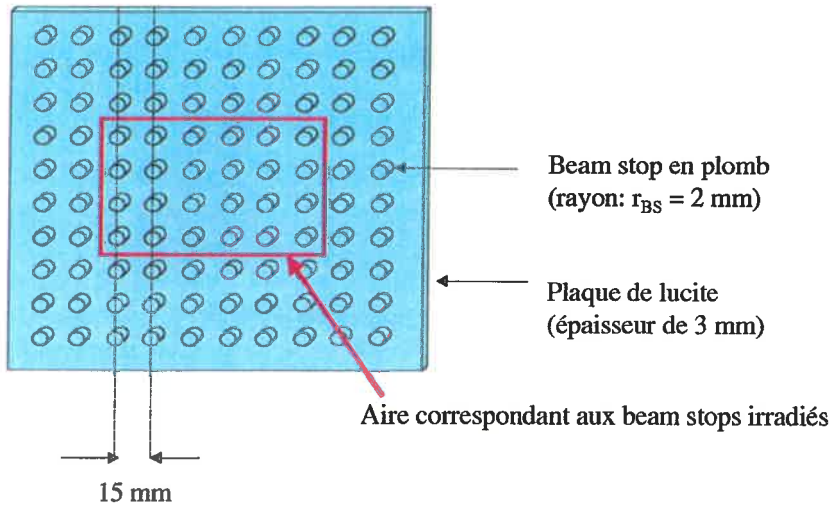


FIG. 3.5 – Schéma de la plaque de beam stops, composée de cylindres en plomb collés sur une plaque de lucite de 3 mm d'épaisseur et disposés suivant un pavage carré.

images de diffusé capteur. Ces images sont notées M et M' , dans la première et la deuxième position respectivement.

Expression des paramètres

Comme souligné précédemment, les beam stops sont responsables d'une sous-estimation du diffusé capteur. Cette sous-estimation est d'autant plus importante que leur projection est étendue dans le plan du détecteur. Ainsi, l'image obtenue à partir de la mesure dans la première position peut être écrite en fonction de l'image de plein flux ϕ_0 :

$$M = \alpha \cdot DS(\phi_0) \quad (3.5)$$

où $\alpha \leq 1$ est une constante qui caractérise la sous-estimation du diffusé capteur. α dépend de la géométrie d'acquisition. Dans la seconde position (beam stops collés au détecteur), l'image obtenue à partir de la mesure peut s'écrire de la même manière :

$$M' = \alpha' \cdot DS(\phi_0)$$

où α' caractérise la sous-estimation du diffusé capteur dans la deuxième configuration. En reprenant le modèle de l'équation 3.3, la part de diffusé capteur mesurée en un point a du capteur et provenant du flux incident sur le capteur en un point b , notée $DS(a, b)$, s'exprime comme la fonction suivante de $\phi(b)$ et de la distance $r(a, b)$ entre a et b :

$$DS(a, b) = C(b) \times \phi(b) \times \frac{1}{2\pi\sigma^2} \times e^{-\frac{(r(a,b))^2}{2\sigma^2}}$$

On note r_{BS} le rayon de la base d'un beam stop. Dans la première configuration (beam stops placés à une distance L du capteur), le grandissement γ est défini par : $\gamma = \frac{SD}{SD-L}$, où SD est la distance source-détecteur. La projection d'un beam stop est un disque de rayon $\gamma \times r_{BS}$. On peut réécrire la mesure au centre a_0 d'un beam stop :

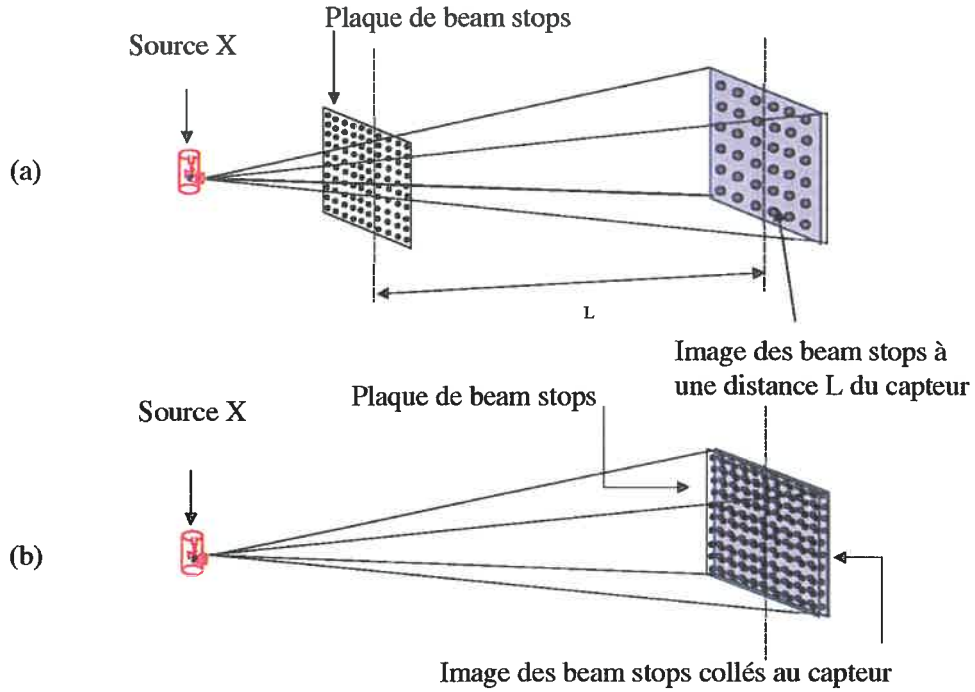


FIG. 3.6 – Positions des beam stops pour la caractérisation de C et de K_D . Dans la première position (a), la plaque est placée à une distance L du capteur. Dans la seconde position (b), elle est collée contre la face avant du capteur.

$$M(a_0) = \int_{\mathbb{R}^2 \setminus D_{a_0, \gamma r_{BS}}} DS(a_0, b(x, y)) dx dy$$

où $D_{a_0, \gamma r_{BS}}$ est le disque correspondant à la projection du beam stop centré en a_0 . L'image ϕ_0 étant relativement homogène (il n'y a pas d'objet atténuant), on peut approcher $\phi_0(b)$ et $C(b)$ dans le voisinage de la projection du beam stop par $\phi_0(a_0)$ et $C(a_0)$ respectivement. Ainsi :

$$M(a_0) = \int_{r=\gamma r_{BS}}^{\infty} \int_{\theta=0}^{2\pi} C(a_0) \times \phi_0(a_0) \times \frac{1}{2\pi\sigma^2} \times e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} r dr d\theta$$

Soit :

$$M(a_0) = \exp\left(-\frac{\gamma^2 r_{BS}^2}{2\sigma^2}\right) \times C(a_0) \times \phi_0(a_0) \quad (3.6)$$

Dans la deuxième configuration, le grandissement des beam stops étant égal à 1 :

$$M'(a_0) = \exp\left(-\frac{r_{BS}^2}{2\sigma^2}\right) \times C(a_0) \times \phi_0(a_0)$$

Le rapport de α sur α' est obtenu en divisant l'image M par l'image M' (pixel par pixel) :

$$\frac{\alpha}{\alpha'} = \frac{\exp\left(-\frac{\gamma^2 r_{BS}^2}{2\sigma^2}\right)}{\exp\left(-\frac{r_{BS}^2}{2\sigma^2}\right)} \quad (3.7)$$

Finalement, l'écart-type de la PSF K_D est déduit de l'équation 3.7 :

$$\sigma^2 = \frac{r_{BS}^2(1-\gamma^2)}{2\ln\left(\frac{\alpha}{\alpha'}\right)} \quad (3.8)$$

La dernière étape du calibrage est la détermination de C . En utilisant le modèle de l'équation 3.3 :

$$DS(\phi_0) = (C \times \phi_0) * K_D$$

ϕ_0 est une image basses fréquences comparée aux fréquences de K_D , ainsi :

$$DS(\phi_0) = C \times \phi_0 \quad (3.9)$$

Reprenons l'équation 3.5 :

$$M = \alpha \cdot DS(\phi_0)$$

Combinons cette dernière expression avec l'équation 3.6 :

$$\alpha = \exp\left(-\frac{\gamma^2 r_{BS}^2}{2\sigma^2}\right) \quad (3.10)$$

C est finalement obtenu par la formule :

$$C = \frac{1}{\alpha} \times \frac{M}{\phi_0} \quad (3.11)$$

3.4.3 Méthode de correction du diffusé capteur

L'objectif est de proposer une méthode de correction du diffusé capteur sur les acquisitions radiographiques et tomographiques. Cette approche est basée sur une méthode de déconvolution. La correction du diffusé capteur est réalisée sur des images de transmission. L'image de transmission T' associée à l'image de flux ϕ' et à l'image de plein flux ϕ'_0 est définie par :

$$T' = \frac{\phi'}{\phi'_0}$$

Remarquons que les deux termes ϕ' et ϕ'_0 doivent être corrigés en diffusé capteur. L'image de transmission corrigée en diffusé capteur, notée T , s'exprime donc comme :

$$T = \frac{\phi}{\phi_0} = \frac{\phi' - DS(\phi)}{\phi'_0 - DS(\phi_0)}$$

En suivant le modèle donné par l'équation 3.3 :

$$DS(\phi) = (C \times \phi) * K_D$$

Et, d'après l'équation 3.9 :

$$DS(\phi_0) = C \times \phi_0 \quad (3.12)$$

Donc :

$$\phi'_0 - DS(\phi_0) = \phi'_0 \times \frac{1}{1+C} \quad (3.13)$$

Soit :

$$T = \frac{\phi'}{\phi'_0} \times (1+C) - \frac{(C \times \phi) * K_D}{\phi_0}$$

$$T = T' \times (1+C) - \frac{(C \times \phi) * K_D}{\phi_0}$$

ϕ_0 est une image basses fréquences comparée aux fréquences de K_D . On peut donc considérer qu'elle est invariante par convolution par K_D . Ainsi :

$$T = T' \times (1+C) - \left(C \times \frac{\phi}{\phi_0} \right) * K_D$$

T peut finalement s'exprimer en fonction de T' par la relation :

$$\boxed{T = T' \times (1+C) - (C \times T) * K_D}$$

La détermination de T revient à une déconvolution. Elle est réalisée par une approche itérative de type point fixe. Ainsi, l'image corrigée à l'itération $i+1$, notée T^{i+1} , est exprimée comme une fonction de l'image à l'itération i , notée T^i :

$$\boxed{T^{i+1} = T' \times (1+C) - (C \times T^i) * K_D} \quad (3.14)$$

L'initialisation est faite en partant de l'image non corrigée en diffusé capteur : $T^0 = T'$. Remarquons que la convergence théorique n'a pas été étudiée mais que cette dernière a été vérifiée expérimentalement.

3.5 Calibrage de la linéarité et du diffusé capteur

Des méthodes de calibrage de la non-linéarité et du diffusé capteur ont été présentées. Comme explicité précédemment, le calibrage de la non-linéarité est réalisé en calculant le rapport des transmissions simulées $T_S(i)$ sur les transmissions expérimentales $T(i)$ de plaques de lucite d'épaisseurs variables. Pour que ce calibrage soit précis, il faut corriger les images $T(i)$ en diffusé capteur. Pour ce faire, il faut connaître les caractéristiques C et K_D du diffusé capteur. Cependant, ce calibrage doit être basé sur des mesures M et M' corrigées en non-linéarité. Ainsi la solution choisie est de déterminer le facteur k et les paramètres C et K_D de manière itérative. Une itération consiste à partir des paramètres du diffusé capteur à l'ordre j , notés C^j et K_D^j , utiliser ces paramètres pour corriger les images $T(i)$ en diffusé capteur et obtenir ainsi un coefficient de correction à l'ordre j , noté k^j . Enfin, en corrigeant les mesures M et M' par k^j , on détermine les paramètres du diffusé capteur à l'ordre $j+1$, notés C^{j+1} et K_D^{j+1} . Cette itération est schématisée sur la figure 3.7. L'initialisation est réalisée en

3.5. CALIBRAGE DE LA LINÉARITÉ ET DU DIFFUSÉ CAPTEUR 53

déterminant les paramètres C^0 et K_D^0 sans correction en non-linéarité des acquisitions. Le critère d'arrêt suivant a été défini :

$$\frac{|k^j - k^{j+1}|}{|k^j|} \leq 0.5\% \quad (3.15)$$

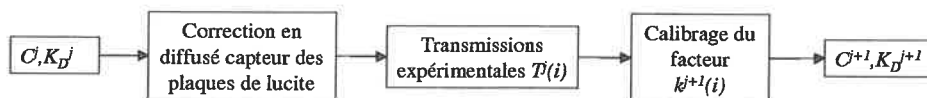


FIG. 3.7 – Une itération du schéma permettant de déterminer C , K_D et k .

En accord avec le critère de l'équation 3.15, 7 itérations ont été nécessaires pour déterminer le facteur de correction k . La figure 3.8 montre l'évolution de k en fonction des itérations. Pour chaque itération, k est représenté comme une fonction de la transmission mesurée, qui est une fonction décroissante de l'épaisseur des plaques de lucite.

En reprenant les caractéristiques du banc de tomographie présentées dans la partie 4.1, le grandissement des beam stops est calculé : $\gamma = 1,45$. Le rayon des beam stops est mesuré : $r_{BS} = 2,0$ mm. Notre méthode de caractérisation du diffusé capteur nous donne les résultats suivants au bout de la 7ème itération : $\sigma = 8,1$ mm et $\alpha = 0,826$

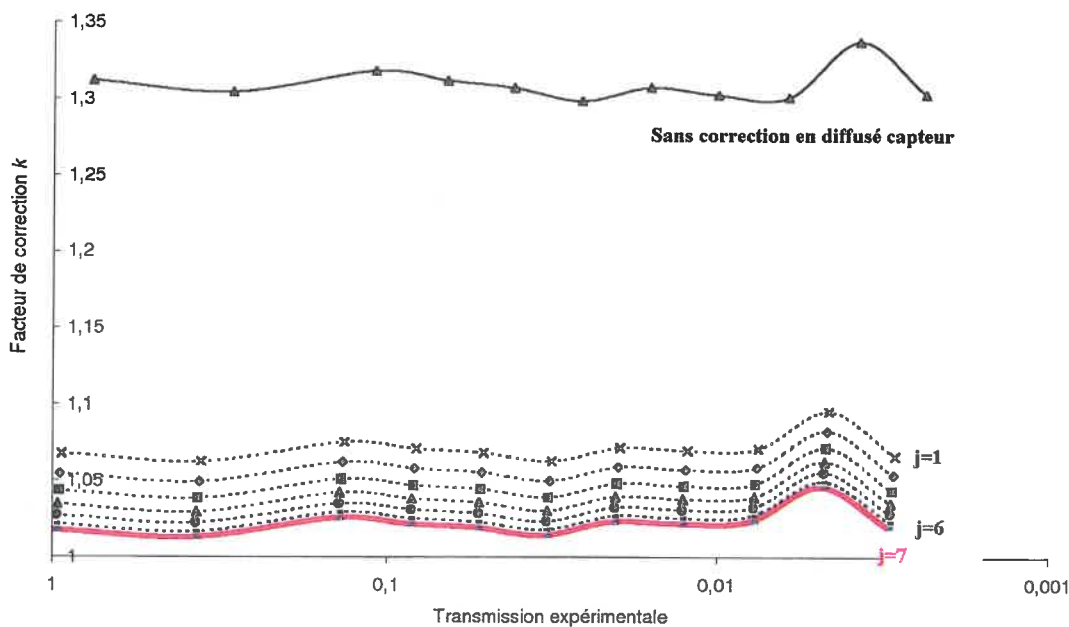


FIG. 3.8 – Facteur de correction en non-linéarité k . Il est calculé sans correction en diffusé capteur des acquisitions et avec correction (1 à 7 itérations).

3.6 Evaluation expérimentale de la correction en diffusé capteur

L'objectif de cette partie est de montrer l'amélioration des images apportée par la correction en diffusé capteur. Nous comparerons des images radiographiques avec et sans correction en diffusé capteur ainsi que des reconstructions tomographiques issues d'acquisitions avec et sans correction.

Dans cette partie, la correction du diffusé généré par l'objet est réalisée par la méthode des beam stops. Le principe détaillé de l'utilisation des beam stops pour la correction du diffusé objet sera présenté dans le paragraphe 5.4.1. Les méthodes de prétraitement sont appliquées sur les projections tomographiques des fantômes acquises avec et sans beam stops. Ensuite, une interpolation spatiale est réalisée pour estimer les images de rayonnement diffusé par les fantômes correspondant aux différentes projections tomographiques. Nous verrons également que la correction du diffusé capteur a une grande influence sur l'estimation du diffusé objet si la méthode des beams stops est choisie pour l'estimer, car les images acquises avec les beam stops ont des contrastes importants au niveau des ombres des beam stops. Nous verrons que la correction du diffusé capteur sur les projections tomographiques acquises sans beam stops a surtout un effet de défloutage mais ne change pas le niveau moyen des images.

3.6.1 Résultats sur le fantôme cylindrique

360 projections ont été collectées à partir du système de tomographie présenté dans la partie 2.1. En raison de la mémoire limitée de l'ordinateur, un regroupement des pixels en 6×4 a été réalisé pour obtenir des projections tomographiques de 520×250 pixels. Les constantes radiologiques sont 120 kV, 5 mA et 1,4 s. Le volume reconstruit comprend $450 \times 450 \times 100$ voxels (voxels de $6 \times 6 \times 6$ mm). Les profils des projections non corrigées en diffusé capteur et de celles corrigées sont présentés sur la figure 3.9 pour deux projections : de face et de côté (voir description du fantôme dans la partie 2.1.3). La référence est donnée par la simulation. Après correction, les profils des projections expérimentales sont en bon accord avec la simulation. En particulier, les valeurs d'atténuation en dehors de l'objet sont ramenées à 0, ce qui est bien la valeur attendue.

3.6.2 Résultats sur le fantôme anthropomorphique

Résultats en radiographie

Les méthodes de prétraitement sont appliquées sur les projections antéro-postérieure du fantôme avec et sans beam stops. L'estimation des images de diffusé est ensuite réalisée par interpolation entre les valeurs mesurées sous les beam stops. Les images de diffusé sont ensuite soustraites aux projections acquises sans beam stops pour chaque incidence angulaire. Finalement, les effets de la correction du diffusé capteur sur les projections de rayonnement primaire sont à la fois quantitatives (variation du niveau moyen des images) et qualitatives (défloutage). La figure 3.10 montre l'amélioration qualitative due au défloutage. Les profils de la figure 3.11 montrent les améliorations quantitatives des projections. On voit en particulier sur les profils le fait que les transmissions sur les bords des profils, à savoir en dehors de l'objet, sont ramenés à 0 après correction en diffusé capteur, ce qui est la valeur d'atténuation

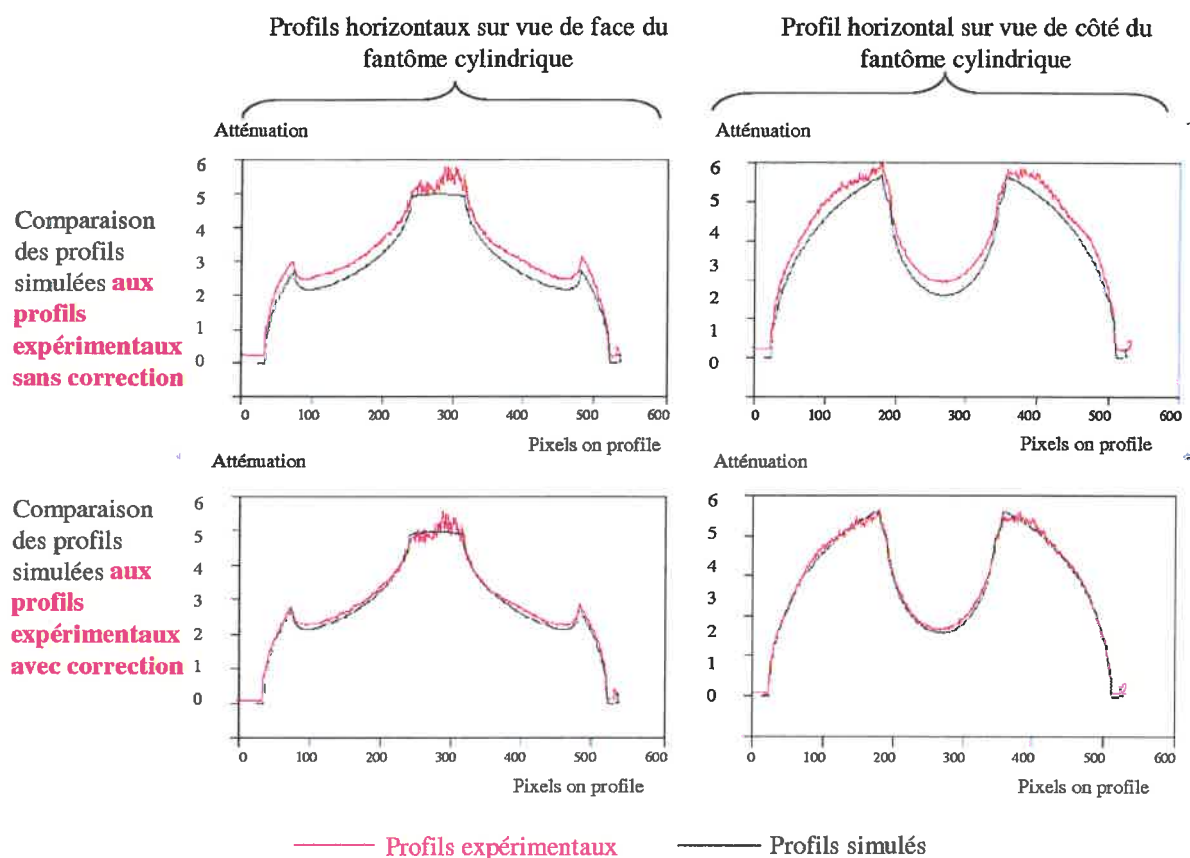


FIG. 3.9 – Résultats de la correction en diffusé capteur sur des profils de radiographies. Avant correction, les atténuations expérimentales sont supérieures à celles attendues. Après correction, les profils expérimentaux correspondent bien à ceux donnés par la simulation.

attendue.

L'effet de la correction en diffusé capteur sur les projections radiographiques non corrigées en diffusé objet est montré sur la figure 3.12. Les images présentées sont des images d'atténuation. Ces images montrent un effet de défloutage : les contours sont plus nettes. Cependant, les profils horizontaux (c) montrent que le niveau moyen des deux images est sensiblement le même.

Résultats en tomographie

La figure 3.13 présente trois plans horizontaux reconstruits à partir d'acquisitions tomographiques du fantôme :

- (A) obtenu avec un scanner multi lignes conventionnel (scanner Philips hélicoïdal, pas d'hélice de 1.3 mm, 120 kV)
- (B) obtenu avec le capteur plan et sans correction des projections en diffusé capteur



FIG. 3.10 – Résultats en radiographie. (A) Image sans correction en diffusé capteur. (B) Image avec correction en diffusé capteur.

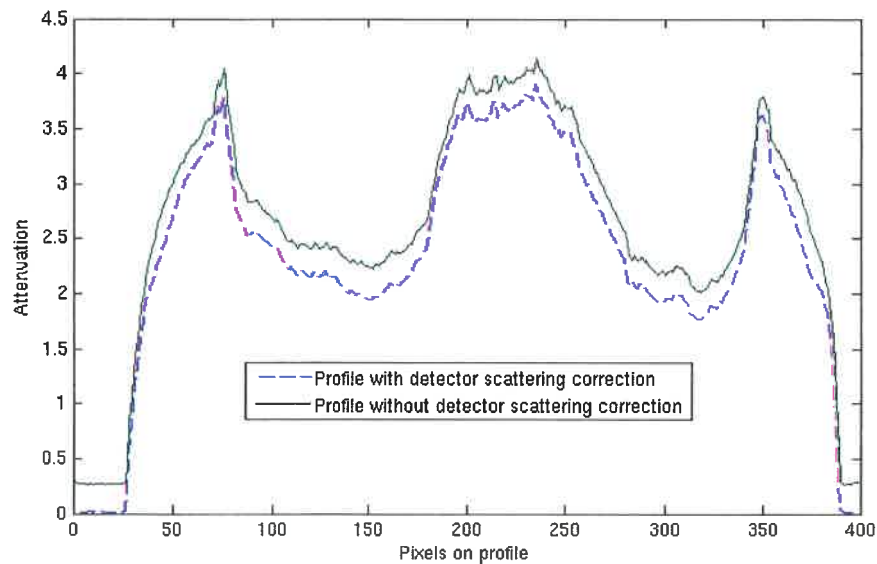


FIG. 3.11 – Profils horizontaux centraux des radiographies de la figure 3.10.

– (C) obtenu avec le capteur plan et avec correction des projections en diffusé capteur

Deux types de profils sont présentés : des profils d'une région à contraste important (présence d'os et de tissus mous), représentés par une ligne verticale noire en haut des images, et des profils d'une région à faible contraste, au niveau du coeur, représentés par une ligne verticale noire en bas des images. Ces profils sont présentés sur la figure 3.14.

Pour mesurer l'amélioration quantitative des images liée à la correction en diffusé capteur, les profils de (B) et (C) sont comparés à ceux de (A). Δ_r est défini comme la valeur absolue de la différence relative entre les profils obtenus avec le capteur plan et les profils de référence obtenus avec le scanner multilignes.

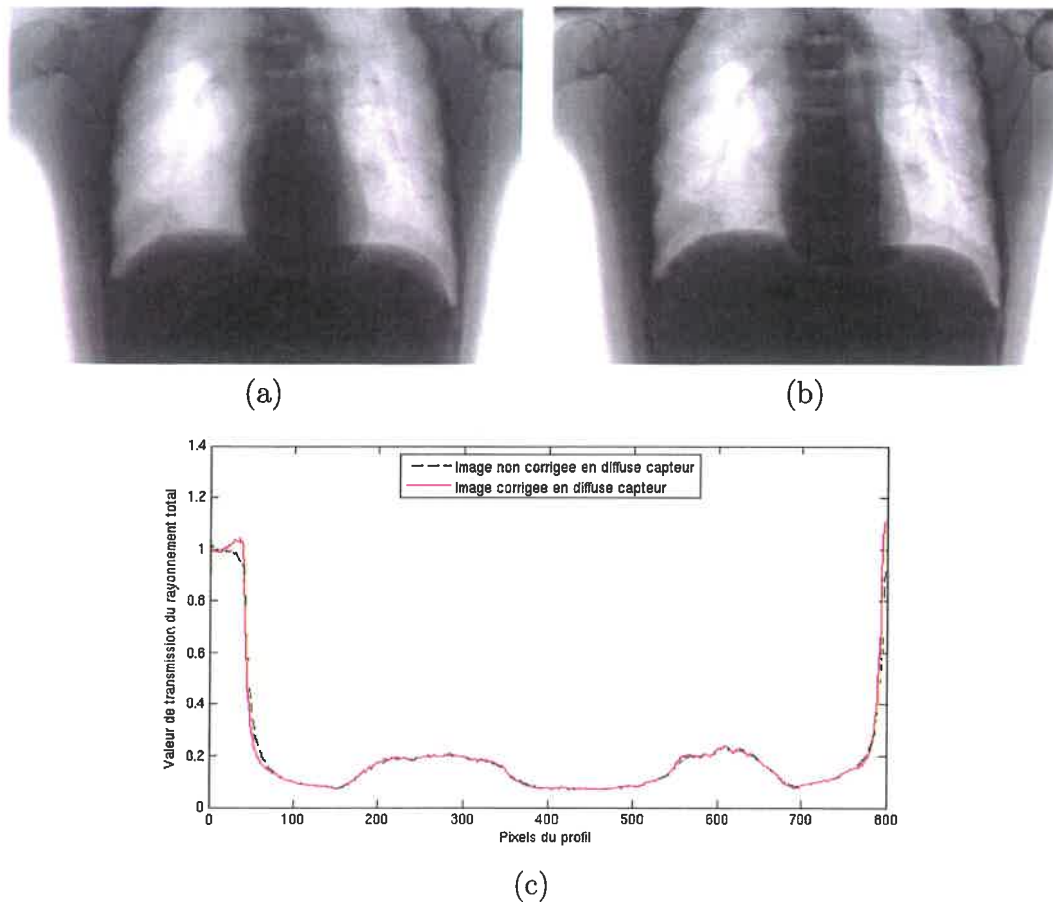


FIG. 3.12 – Résultat de la correction en diffusé capteur sur une radiographie de face du fantôme de thorax anthropomorphique : sans correction (a) et avec correction (b).

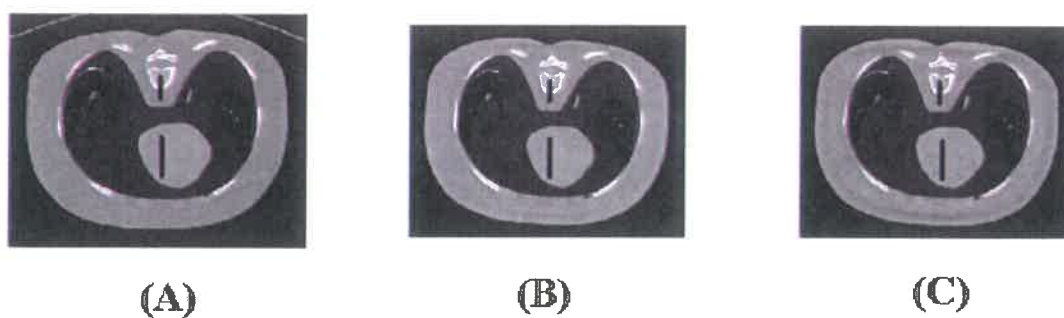


FIG. 3.13 – Plans reconstruits du fantôme anthropomorphique. (A) avec le scanner multi lignes conventionnel. (B) avec le capteur plan sans correction en diffusé capteur. (C) avec le capteur plan et avec correction en diffusé capteur.

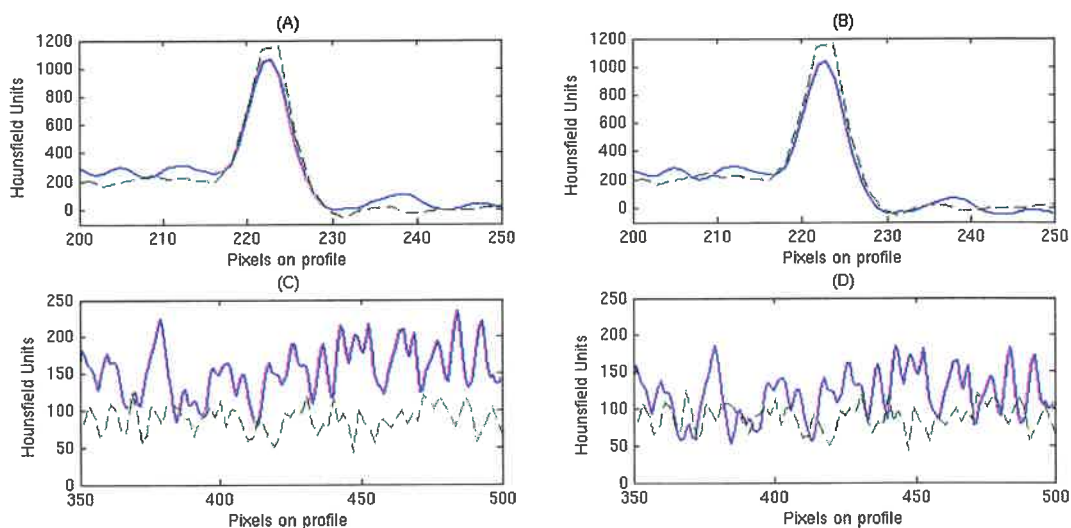


FIG. 3.14 – Profils des plans reconstruits de la figure 3.13. Les profils des reconstructions obtenues avec le capteur plan sont comparés à ceux des reconstructions obtenues avec le scanner multi lignes, représentés en lignes hachurées. (A) Profils de la région à contraste important sans correction en diffusé capteur. (B) Profils de la région à contraste important avec correction en diffusé capteur. (C) Profils de la région à faible contraste sans correction en diffusé capteur. (D) Profils de la région à faible contraste avec correction en diffusé capteur.

Diffusé capteur	Sans correction	Correction
Δ_r sur la région haut contraste	37%	34%
Δ_r sur la région faible contraste	76%	44%

Les profils montrent bien l'amélioration quantitative des images tridimensionnelles reconstruites lorsqu'une correction en diffusé capteur est appliquée sur les projections tomographiques.

3.7 Bilan

Des méthodes de correction du diffusé capteur basées sur une approche de déconvolution des mesures ont déjà été proposées [19] [83]. Cependant, ces approches estiment simultanément le diffusé capteur et le diffusé objet, sous l'hypothèse que les deux phénomènes ont la même portée spatiale. En réalité, la portée du diffusé objet est plus importante que celle du diffusé capteur. Dans les expériences présentées dans le cadre de cette thèse, la PSF du diffusé objet a un écart-type environ 5 fois plus important que celle du diffusé capteur. Cette différence montre l'intérêt de séparer la correction du diffusé capteur de celle du diffusé objet (objet du chapitre 6).

La méthodologie proposée présente également l'originalité d'être basée sur un modèle additif pour le diffusé capteur, alors que l'approche classique de PSF modélise le signal résultant comme une convolution du signal recherché par la PSF. Dans la mesure où le diffusé capteur comprend du diffusé X et du diffusé optique, les deux approches sont justifiables. L'approche classique de PSF est surtout juste pour le diffusé optique alors que notre approche se justifie mieux pour le diffusé X.

Deuxième partie

Correction du diffusé pour la tomographie avec capteur plan

Chapitre 4

Etat de l'art pour la correction du diffusé

Sommaire

4.1	Influence du diffusé en tomographie	65
4.1.1	Différences entre les effets du diffusé et du durcissement de spectre	65
4.1.2	Le "Cupping artefact"	66
4.1.3	Le "Streak artefact"	67
4.1.4	Effets du diffusé sur le contraste et sur le bruit	67
4.2	Dispositifs physiques de limitation du diffusé	70
4.2.1	L'air-gap	70
4.2.2	Les grilles anti diffusantes	70
4.2.3	Utilisation d'un filtre "Bow-tie"	72
4.3	Méthodes de correction du diffusé	73
4.3.1	Estimation par beam-stops	73
4.3.2	Utilisation de deux détecteurs	76
4.3.3	Méthode par collimation et balayage	76
4.3.4	Méthodes basées sur un code Monte Carlo	76
4.3.5	Méthodes analytiques	80
4.4	Conclusion critique	82

Une mesure idéale en radiographie ou en tomographie par transmission est une mesure des photons X qui n'ont pas interagi avec la matière. Une telle mesure permet de déterminer le coefficient d'atténuation linéaire moyen sur l'épaisseur L de l'objet examiné, noté μ , en inversant l'équation d'atténuation de Beer-Lambert qui relie le flux incident ϕ_0 au flux de photons primaires ϕ_P (qui traversent l'objet sans avoir interagi) :

$$\mu = -\frac{1}{L} \times \ln \left(\frac{\phi_P}{\phi_0} \right) \quad (4.1)$$

Les interactions rayonnement-matière sont de deux types : les photons absorbés par effet photoélectrique et les photons diffusés par effet Rayleigh (phénomène de diffusion élastique)

ou par effet Compton (phénomène de diffusion inélastique, prépondérant aux énergies de la radiographie médicale). μ s'exprime donc comme la somme des coefficients d'atténuation linéaires liés à l'effet photoélectrique μ_{PH} , à l'effet Rayleigh μ_R et à l'effet Compton μ_C .

$$\mu = \mu_{PH} + \mu_R + \mu_C \quad (4.2)$$

En pratique, une partie des photons diffusés par effet Rayleigh ou par effet Compton atteint le capteur. Le diffusé est donc un phénomène additif : une mesure est la somme de ϕ_P et d'un rayonnement diffusé ϕ_S . L'inversion de l'équation de Beer-Lambert en présence de diffusé conduit à une estimation de l'atténuation erronée :

$$\hat{\mu} = -\frac{1}{L} \times \ln \left(\frac{\phi_P + \phi_S}{\phi_0} \right) \quad (4.3)$$

L'utilisation de capteurs plans en tomographie (typiquement 3000×2000 pixels) offre de nombreux avantages par rapport aux détecteurs à multibarrettes (typiquement 128 barrettes). En particulier, la résolution spatiale est meilleure (inférieure au millimètre) et isotrope ; les temps d'acquisition et de reconstruction sont plus faibles [58]. Cependant le diffusé est beaucoup plus important dans cette configuration que dans celle d'un détecteur à multibarrettes : dans le cas d'un détecteur formé d'une seule ligne de pixels (associé donc à une irradiation du patient en éventail), seuls les photons diffusés dans le plan qui passe par la source et par la ligne de pixels contribuent au signal mesuré (si on ne considère que le diffusé du premier ordre) [76]. Plus le détecteur possède de lignes, plus grand est le volume de l'objet qui crée du diffusé perturbant la mesure. En effet le rapport du signal diffusé sur le signal primaire ou SPR (Scatter to Primary Ratio) peut être bien supérieur à 1 avec un capteur plan alors qu'il est généralement inférieur à 0.2 avec un capteur multibarrettes. Par exemple, le SPR a été évalué en CBCT (Cone Beam Computed Tomography) pour deux fantômes cylindriques d'eau avec et sans grille anti diffusante [12] à l'aide d'un code Monte Carlo : à 120 kV, le SPR peut atteindre 5 pour des fantômes larges et des valeurs encore plus importantes pour des énergies plus basses. Dans ces conditions, il est donc nécessaire de corriger le diffusé pour faire de la tomodensitométrie.

Cependant, le diffusé est porteur d'une information sur l'objet examiné. En particulier, pour le diffusé Compton, le coefficient linéaire de diffusion Compton s'exprime en fonction de la densité du matériau, de sa composition et de la section efficace de diffusion par électron. Cette dernière, modélisée par la section efficace de Klein-Nishina [61], réalise une bijection entre la variation d'énergie du photon lors de la diffusion et l'angle de diffusion. De nombreux auteurs proposent donc de mesurer le diffusé pour remonter aux valeurs de densité du matériau [47] [23] [24]. Dans le cadre de cette thèse, nous ne nous intéresserons pas à ce type d'approches. Notre objectif est d'évaluer le volume de coefficients d'atténuation linéaire de l'objet examiné, qui est reconstruit à partir de mesures d'atténuation corrigées en rayonnement diffusé.

Nous présenterons dans une première partie l'influence du diffusé sur les images reconstruites. Nous décrirons ensuite les principaux dispositifs physiques utilisés pour limiter le diffusé, puis les méthodes de correction du diffusé sur les mesures.

4.1 Influence du diffusé en tomographie

4.1.1 Différences entre les effets du diffusé et du durcissement de spectre

P. M. Joseph et R. D. Spital [64] ont étudié l'effet du diffusé et du durcissement de spectre sur les images reconstruites à partir d'un scanner multibarrettes (Pfizer 0450[®], 4 barrettes). Rappelons brièvement que le durcissement de spectre est le phénomène de déplacement du spectre vers les hautes énergies lorsque l'atténuation de l'objet augmente. Il est lié au fait que le coefficient d'atténuation linéaire d'un matériau diminue avec l'énergie du rayonnement X. Les auteurs ont mis en évidence les points communs suivants entre les deux phénomènes :

- le flux de rayons X mesuré est sur-estimé en présence de diffusé, ce qui conduit à une sous-estimation de l'atténuation. L'effet est analogue à celui du durcissement de spectre, l'énergie moyenne des photons incidents étant d'autant plus importante que le spectre a été durci.

Le diffusé, comme le durcissement de spectre, rend l'objet plus transparent qu'il ne l'est réellement.

- le rayonnement diffusé, comme le durcissement de spectre [65], conduit à des erreurs non-linéaires d'évaluation du rayonnement primaire.

Les auteurs ont mis en évidence les différences suivantes entre les deux phénomènes :

- le durcissement de spectre dépend du spectre de rayonnement d'émission de la source, de la réponse du détecteur et des matériaux traversés (numéro atomique et densité) le long des trajectoires des photons primaires (droites reliant la source aux pixels du capteur). Le phénomène de diffusion est plus complexe car le flux de rayonnement diffusé atteignant chaque pixel du capteur dépend du volume de l'objet examiné (géométrie et composition).
- l'écart à la linéarité de l'erreur se comporte différemment pour le durcissement de spectre et pour le diffusé. Si l'erreur due au diffusé est linéaire, cela signifie que la mesure en présence de diffusé, notée P , est proportionnelle à la mesure de rayonnement primaire, notée P_0 et donc que la dérivée seconde de P_0 par rapport à P est nulle. Les auteurs ont donc quantifié l'écart à la linéarité de l'erreur due au diffusé par la dérivée seconde de l'atténuation du rayonnement primaire P_0 par rapport à la mesure en présence de diffusé P . Cette dérivée seconde a été calculée sur un fantôme constitué d'eau, imagé à 120 kV, en faisant varier P . Les résultats montrent que cette dérivée seconde est une fonction croissante et positive de l'atténuation : plus l'objet imagé est épais (d'atténuation importante), moins l'erreur induite par le diffusé est linéaire. Les résultats varient en sens inverse pour l'erreur liée au durcissement de spectre : la non-linéarité de l'erreur diminue avec P . La non-linéarité de l'erreur est donc importante pour des objets fins dans le cas du durcissement de spectre et pour des objets volumineux dans le cas du diffusé (cf. figure 4.1).

Même dans une configuration où le diffusé est faible (capteur multibarrettes), l'erreur d'estimation de l'atténuation liée au diffusé est un phénomène fortement non linéaire.

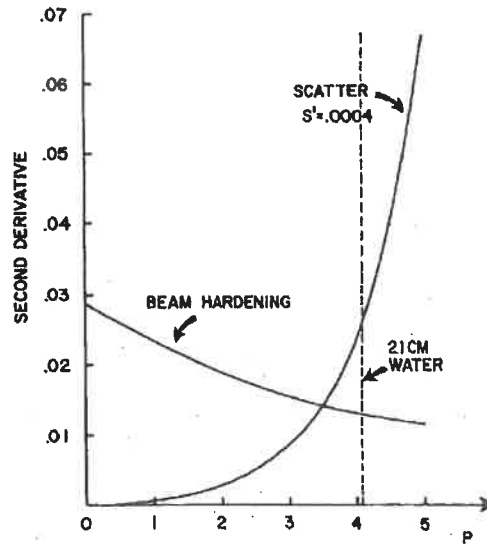


FIG. 4.1 – Dérivées secondes de l'atténuation du primaire P_0 par rapport à l'atténuation expérimentale P mesurée avec du durcissement de spectre (beam hardening) et du diffusé (scatter), en fonction de P (extrait de [64])

4.1.2 Le "Cupping artefact"

Comme mentionné précédemment, le diffusé est responsable d'une sur-estimation des images de flux et donc d'une sous-estimation des images d'atténuation. Le diffusé étant généralement maximal dans les zones de forte atténuation et faible sur les bords de l'objet, il est responsable d'une sous-estimation de l'atténuation importante au centre des objets reconstruits surtout. Cette baisse de niveau des images reconstruites au centre donne un artefact en forme de coupe sur les profils qui joignent deux bords de l'objet. Cet artefact est donc connu sous le nom de "cupping artefact".

Siewersen et Jaffray [38], ont quantifié cet artefact pour un cylindre d'eau. Le banc expérimental est illustré sur la figure 4.2. Afin d'étudier l'influence de la variation du SPR (Scatter to Primary Ratio) sur les images reconstruites pour un effet de durcissement de spectre constant, les auteurs ont fait varier l'angle d'ouverture angulaire ϕ_{cone} (shématisé sur le schéma "Side View" de la figure 4.2) entre les différentes reconstructions.

Cet artefact est quantifié par le degré de non uniformité spatiale, noté t_{cup} . Ce dernier est défini en fonction du coefficient d'atténuation reconstruit au centre du fantôme μ_{center} et de celui situé à 5 mm du bord μ_{edge} :

$$t_{cup} = 100 \times \frac{\mu_{edge} - \mu_{center}}{\mu_{edge}} \quad (4.4)$$

Les reconstructions de la figure 4.3 illustrent le "cupping artefact" quand le SPR passe de 10 % à 120 %. Dans cet exemple, le degré de non uniformité spatiale t_{cup} passe de 2 % à 18 %.

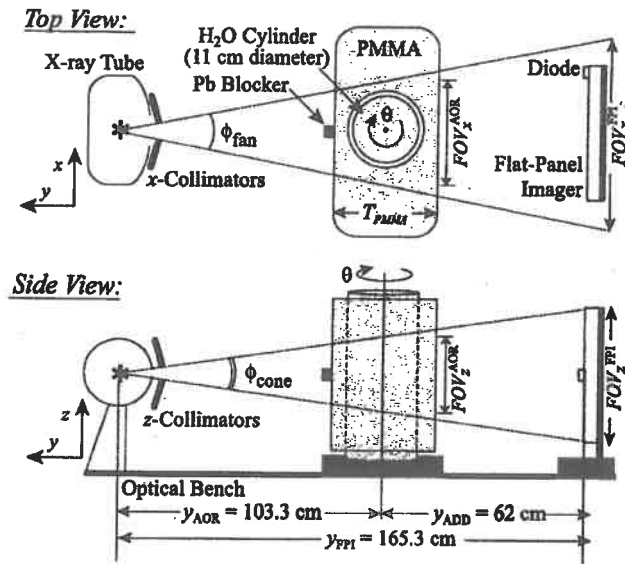


FIG. 4.2 – Illustration schématique du banc expérimental utilisé pour quantifier l'influence du diffusé (extrait de [38])

4.1.3 Le "Streak artefact"

Siewersen et Jaffray [38], ont réalisé des reconstructions du cylindre d'eau décrit précédemment et dans lequel ont été insérés deux petits cylindres denses (inserts d'os). Les résultats montrent (cf. figure 4.4) que l'atténuation est sous-estimée dans la zone entre les deux cylindres denses ce qui forme un artefact en forme de raie, connu sous le nom de "streak artefact". L'effet est d'autant plus important que le SPR est élevé. En effet, les photons les plus atténués sont ceux qui traversent les deux objets denses. La sous-estimation de l'atténuation due au diffusé est donc maximale pour les mesures correspondant à ces rayons. Ceci se manifeste par une sous-estimation des densités reconstruites entre les objets denses.

4.1.4 Effets du diffusé sur le contraste et sur le bruit

L'effet du diffusé en radiographie pulmonaire a été évalué pour une méthode de bi-énergie [18]. En bi-énergie, une image de longueur de tissu traversée t_a et une image de longueur d'os traversée t_b sont déterminées. Au niveau d'un nodule pulmonaire, t_a et t_b varient de Δt_a et Δt_b respectivement. Δt_a est alors le contraste réel du nodule. En présence de diffusé, les longueurs t_a et t_b deviennent respectivement t'_a et t'_b . Les auteurs ont modélisé les variances N^2 et N'^2 des variables aléatoires t_a et t'_a lorsqu'un bruit poissonien est appliqué sur les mesures, respectivement sans et avec diffusé. Le rapport contraste sur bruit ou CNR (Contrast to Noise Ratio) est alors défini comme le rapport de Δt_a sur N^2 . Les auteurs prédisent sa dégradation théorique en fonction du SPR (rapport diffusé sur primaire) : le CNR est réduit d'un facteur allant jusqu'à 18 pour des valeurs expérimentales de SPR les plus défavorables.

De nombreux auteurs ont étudié l'influence du diffusé sur le contraste et sur le bruit en CBCT [39] [54] [74].

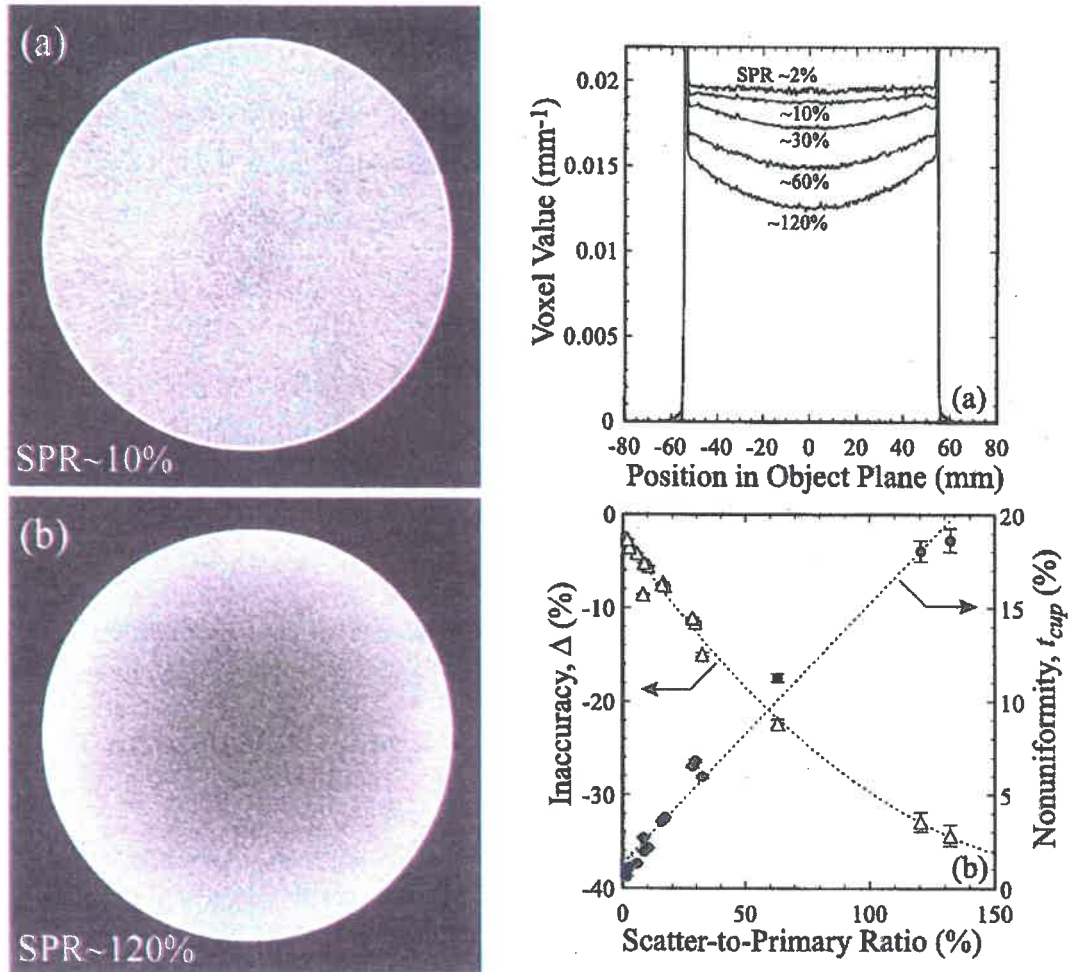


FIG. 4.3 – Images de gauche : plans reconstruits d'un fantôme cylindrique d'eau de 11 cm de diamètre dans deux configurations : avec un SPR de 10 % et de 120 %. Graphiques de droite : illustration du "cupping artefact" sur un profil (en haut) et variation de t_{cup} en fonction du SPR (en bas) (extraits de [38]).

L'effet du diffusé sur le contraste des images reconstruites a été modélisé en CBCT (Cone Beam Computed Tomography) [39]. Les auteurs ont défini le contraste C_0 d'un cylindre de diamètre d et de coefficient d'atténuation linéaire μ_1 à l'intérieur duquel se trouve un petit cylindre de diamètre αd et de coefficient d'atténuation linéaire μ_2 comme :

$$C_0 = \mu_1 - \mu_2 \quad (4.5)$$

Les auteurs proposent alors le modèle suivant pour le contraste mesuré sur une reconstruction en fonction du SPR, supposé constant sur les projections tomographiques :

$$C = C_0 + \frac{1}{\alpha d} \ln \left(\frac{1 + SPR \times e^{-C_0 \alpha d}}{1 + SPR} \right) \quad (4.6)$$

Ce modèle montre que le diffusé apporte une dégradation systématique du contraste (le

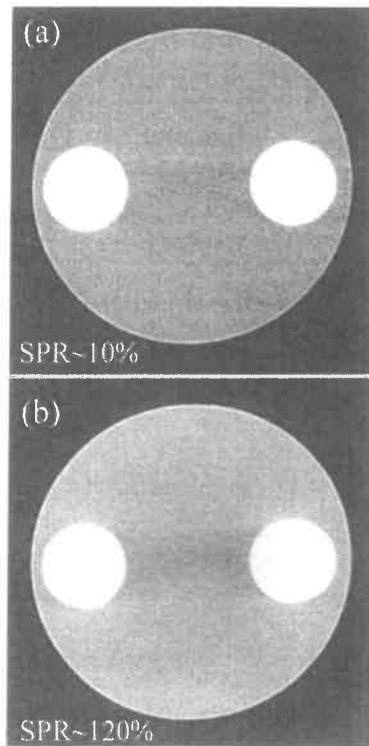


FIG. 4.4 – Plans reconstruits d'un fantôme cylindrique d'eau de 11 cm de diamètre comportant deux inserts d'os dans deux configurations : avec un SPR de 10 % et de 120 % (extrait de [38]).

terme additif qui modélise la différence entre le contraste mesuré C et le contraste réel C_0 est négatif) et que le contraste est une fonction décroissante du SPR.

Dans les exemples montrés précédemment, seule la valeur moyenne des images de diffusé a été prise en compte. Cependant, les images de diffusé sont-elles mêmes bruitées par le bruit photonique des photons diffusés. M. Endo *et al* [54] ont réalisé une étude par simulation de l'influence du bruit apporté par le diffusé en CBCT. Dans un premier temps, ils ont quantifié le rapport signal sur bruit en fonction des différentes contributions au bruit, à savoir le bruit photonique associé au rayonnement primaire, celui associé au rayonnement diffusé et le bruit électronique du capteur. Ils ont ensuite étudié le rapport signal sur bruit en imageant un cylindre d'eau avec un capteur plan de 300 mm de côté. En particulier, ce rapport a été mesuré dans deux configurations : sans collimater le flux incident sur le capteur (cas où le diffusé est important) et en le collimatant (diffusé très faible). Le rapport signal sur bruit passe alors de 7,5% sans collimation à 5% quand le flux est collimaté.

4.2 Dispositifs physiques de limitation du diffusé

4.2.1 L'air-gap

On appelle air-gap la distance séparant l'objet examiné du capteur. La diffusion étant un phénomène de dispersion des photons dans toutes les directions de l'espace, le diffusé détecté diminue lorsque l'air-gap augmente. L'avantage d'augmenter l'air-gap est que le signal primaire détecté ne varie pas sensiblement, l'atténuation des rayons X par l'air étant négligeable. L'augmentation de l'air-gap est la méthode la plus ancienne de limitation du diffusé : elle a été proposée dès 1934 [48]. Des études de l'influence de l'air-gap ont été réalisées en radiographie numérique à l'aide d'un code Monte Carlo [32]. Les limitations de cette technique en tomographie sont la taille des scanners qui pose un problème d'encombrement et qui représente une contrainte mécanique importante au vu des vitesses de rotation des scanners médicaux (environ 0.5 tour par seconde [31], et jusqu'à 3 tours par seconde sur les modèles les plus récents) et la taille du capteur car le grandissement de l'objet examiné augmente avec l'air-gap.

4.2.2 Les grilles anti diffusantes

Les grilles anti diffusantes sont des dispositifs placés en face avant du capteur. Elles sont constituées de lamelles de matériau très absorbant qui sont parallèles ou focalisées sur la source comme représenté sur la figure 4.5 [9]. Ces lamelles permettent d'absorber une grande partie du rayonnement diffusé tout en laissant passer une grande partie du rayonnement primaire. En effet, la majorité des photons diffusés a un angle d'incidence non nul par rapport à la direction des lames de la grille, contrairement aux photons primaires. La fabrication des grilles classiques est faite en alternant des couches de plomb comme matériau absorbant et des couches de papier ou aluminium comme matériau transparent [55]. En raison de la technique de fabrication, à savoir un empilement mécanique et un collage des différentes couches, les constructeurs arrivent à un maximum d'environ 12 paires de lignes par mm. L'application de techniques de MEMS (Micro-Electro-Mechanical Systems) a été proposée pour obtenir des grilles allant jusqu'à une fréquence de 31 paires de lignes par mm [78].

Lorsque la taille des pixels est inférieure au pas de la grille, les grilles utilisées en mammographie sont des grilles vibrantes. Ainsi elles n'apparaissent pas sur l'image. Des études de comparaison entre grille statique et grille vibrante ont été proposées pour la détection de micro-calcifications en mammographie et montrent des meilleurs performances pour la grille vibrante [21].

Des méthodes d'optimisation des paramètres de la grille anti diffusante ont été proposées en utilisant des techniques de ray-tracing [72], ou des techniques de type Monte Carlo [28] [56]. En particulier pour les méthodes de type Monte Carlo, certains auteurs représentent les caractéristiques des grilles anti diffusantes sous forme d'un diagramme bidimensionnel qui donne la transmission de la grille en fonction de l'angle d'incidence et de l'énergie des photons incidents [42]. A l'aide des codes Monte Carlo, certains auteurs ont proposé des méthodes originales, comme par exemple le couplage d'une grille avec un collimateur pour la mammographie [73].

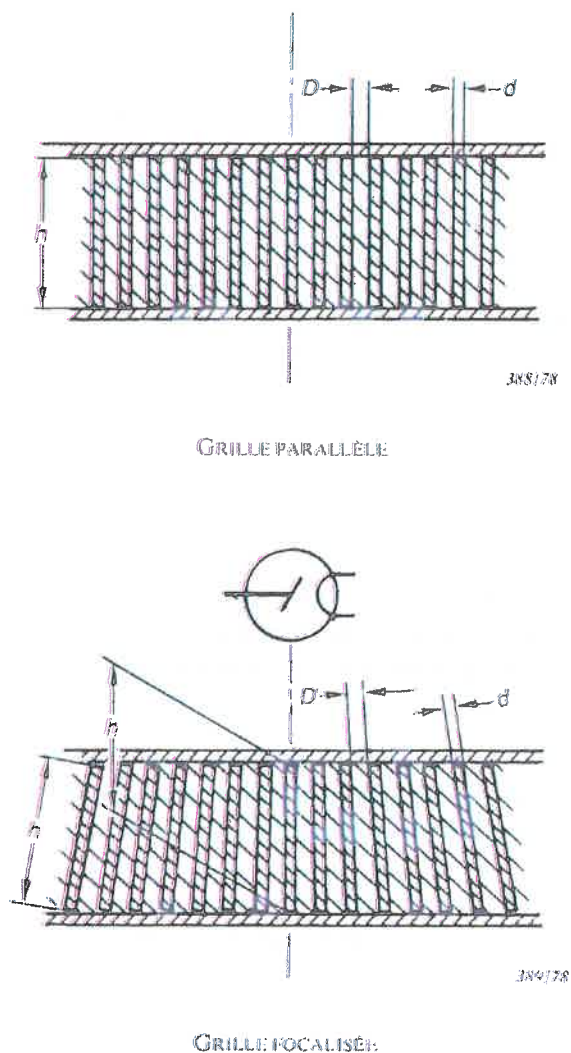


FIG. 4.5 – Constitution des grilles antidiffusantes pour deux géométries différentes, parallèle et focalisée (extrait de [9]).

Endo *et al* [54] ont mis en évidence les différences de rapport signal sur bruit pour un système de radiographie avec capteur plan entre différents dispositifs, en particulier avec et sans grille. Cet article quantifie l'apport en terme de rapport signal sur bruit d'une grille anti diffusante. Le rapport signal sur bruit calculé sur le bruit total, à savoir bruit photonique du rayonnement primaire, bruit photonique du diffusé et bruit électronique, passe alors de 7,5% à 6% lors de l'utilisation de la grille pour un détecteur plan de 300 mm de côté et pour un fantôme de cylindre d'eau.

Chan, Lam et Wu [27] ont étudié l'effet d'une grille anti diffusante sur le rapport signal sur bruit théoriquement et expérimentalement. Dans cette étude le rapport signal à bruit est calculé avec le signal total (primaire + diffusé). En prenant en compte uniquement le bruit

photonique, le facteur théorique de variation du rapport signal sur bruit est donné par :

$$SIF_q = \frac{T_p}{\sqrt{T_{th}}} \sqrt{\frac{C_g}{C}} \quad (4.7)$$

SIF_q (SNR improvement factor due to quantum noise) est une fonction de la transmission du rayonnement primaire T_p , de la transmission locale du rayonnement total (diffusé + primaire) T_{th} , et des facteurs C_g et C définis comme : $C_g = E_{hg}/E_{lg}$ et $C = E_h/E_l$. E_{hg} et E_h représentent le maximum de signal total sur l'image avec et sans grille. E_{lg} et E_l représentent le signal total local avec et sans grille. A l'aide de cette modélisation, les auteurs ont montré que le bruit électronique est responsable d'une dégradation du facteur de variation du SNR dû à la grille : il existe un seuil de bruit électronique du capteur à partir duquel il est moins intéressant d'avoir une grille que de l'enlever en terme de rapport signal à bruit.

Une étude théorique du facteur d'augmentation du SNR et du facteur de variation de contraste dus à la grille a été menée [77]. Les auteurs retrouvent la même tendance que dans l'article évoqué précédemment [27] pour le bruit électronique : le facteur de variation du SNR dû à la grille diminue quand le bruit électronique augmente. D'autre part, dans une configuration où le rapport diffusé sur primaire en sortie de l'objet vaut 1, le système avec grille est moins performant que celui sans, quel que soit l'air-gap. Dans une seconde configuration avec un SPR de 9 en sortie de l'objet, le système avec grille est le plus performant pour des valeurs faibles d'air-gap (pour des valeurs importantes de diffusé atteignant le capteur).

Une étude comparative de détectabilité d'objets à faible contraste et de micro-calcifications avec et sans grille a été menée en mammographie [60]. Les résultats montrent des performances équivalentes avec une dose inférieure sans grille anti diffusante.

Les études de comparaison des systèmes avec et sans grille montrent que la grille devient intéressante en terme de rapport signal à bruit au-delà d'un certain niveau de SPR et lorsque le capteur a un bruit électronique suffisamment faible.

4.2.3 Utilisation d'un filtre "Bow-tie"

Une équipe japonaise autour de Nakamori [58] [59] a étudié l'effet d'un filtre dit "en coin" sur le diffusé et sur la qualité de l'image reconstruite à partir de données simulées. Le principe de ce filtre, placé après la source, est de fournir au niveau du capteur une image de rayonnement primaire uniforme pour un objet de référence (ici un cylindre d'eau de 11.5 cm de diamètre) en compensant les variations d'atténuation de l'objet entre le centre et les bords. Ce filtre, n'affectant pas beaucoup l'image de diffusé, a pour conséquence une diminution du rapport diffusé sur primaire au centre des projections tomographiques et une augmentation de ce rapport sur les bords de l'objet. Sur une image reconstruite, il permet de réduire considérablement le "cupping artefact". Par contre, le diffusé n'est pas corrigé quantitativement par cette méthode et les coefficients d'atténuation reconstruits restent sous-estimés.

4.3 Méthodes de correction du diffusé

4.3.1 Estimation par beam-stops

Le principe général de la méthode est le suivant : des absorbeurs radio-opaques, ou beam stops, sont disposés entre la source et l'objet examiné pour absorber le rayonnement primaire. Ainsi, le signal mesuré dans l'ombre des beam stops est une estimation du rayonnement diffusé par l'objet. Par interpolation spatiale dans le plan du capteur entre les valeurs mesurées sous les différents beam stops, on peut estimer les images de diffusé.

Cette mesure du diffusé est entâchée de deux sources d'erreurs :

- la mesure dans l'ombre des beam stops prend en compte, en plus du diffusé, le rayonnement parallaxe (dû au caractère non ponctuel de la zone d'émission des rayons X sur l'anode et aux photons diffusés dans les filtres situés à la sortie de la source).
- le diffusé est sous-estimé : une partie du rayonnement incident sur l'objet, qui crée du diffusé, est stoppée par les beam stops.

La méthode des beam stops a été proposée dans le cas de capteurs multibarrettes en CT pour mesurer la fraction du flux incident sur le capteur qui a été diffusée par l'objet [63]. Les auteurs ont mis en place une méthode pour corriger la mesure de diffusé du parallaxe et pour prendre en compte la sous-estimation du diffusé due à l'arrêt d'une partie du rayonnement incident par les beam stops. Une mesure M_1 en l'absence de beam stops peut être décomposée en trois termes : le primaire émis par le point focal de la source noté P' , la somme du primaire non focal et du rayonnement diffusé par les filtres et le collimateur notée P'' et le diffusé S :

$$M_1 = P' + P'' + S \quad (4.8)$$

Une mesure M_2 en présence de beam stops peut être décomposée en trois termes : la somme P'' du primaire non focal et du rayonnement diffusé par les filtres et par le collimateur, le diffusé S et le flux de diffusé manquant à cause de la présence des beam stops S_B :

$$M_2 = P'' + S - S_B \quad (4.9)$$

L'astuce pour obtenir S/P' est de réaliser deux mesures supplémentaires M_3 et M_4 en l'absence de fantôme, respectivement en l'absence et en présence de beam stops :

$$M_3 = (P' + P'')_{air} \quad (4.10)$$

$$M_4 = P''_{air} \quad (4.11)$$

La transmission du primaire vaut alors (si on néglige S_B devant P') :

$$T = \frac{M_1 - M_2}{M_3 - M_4} \quad (4.12)$$

Sous l'hypothèse de constance du rapport r de la transmission de P'' sur celle de P' (vérifiée à quelques % près), en considérant que la majorité du diffusé arrêté par les beam stops est du diffusé premier, et en ayant une valeur du flux de diffusé du premier ordre manquant à cause de la présence des beam stops S_{B1} , obtenu à l'issue d'un calibrage, on obtient l'expression suivante du rapport diffusé sur direct :

$$\frac{S}{P'} = \frac{(S_{B1}/P)M_1 + (M_2 - rTM_4)}{M_1 - (M_2 - rTM_4)} \quad (4.13)$$

La méthode des beam stops a été adaptée aux applications radiographiques avec capteur plan. Une étude en fluoroscopie porte sur la mesure du diffusé par la méthode des beam stops [14] : les auteurs ont modélisé le phénomène de sous-estimation du diffusé lié à la présence des beam stops en proposant une relation non linéaire entre la mesure de diffusé et le diamètre des beam stops.

La méthode des beam stops a été adaptée à la CBCT par Siewersen et Jaffray [38]. Le schéma expérimental est celui de la figure 4.2. Contrairement à l'approche de Johns [63], les auteurs font l'hypothèse que le parallaxe est négligeable. Des mesures avec différents diamètres de beam stops sont réalisées pour déterminer un facteur correctif du phénomène de sous-estimation du diffusé lié aux beam stops (extrapolation linéaire de la valeur correspondant à un diamètre nul pour les beam stops).

Le principal inconvénient de la méthode des beam stops est qu'elle nécessite des acquisitions supplémentaires de l'objet examiné et implique donc une augmentation du temps de la tomographie et de la dose (ce qui est problématique pour les applications médicales). Afin de minimiser ce problème, Ning, Xiangyang, Tang et Conover ont développé une nouvelle méthodologie basée sur l'idée que le diffusé est un phénomène basses-fréquences et que donc les images de diffusé varient peu entre des angles de vue proches [68][69][80]. Le principe est de mesurer le diffusé sous les beam stops pour certains angles de projection. Une interpolation spatiale dans le plan du capteur est réalisée pour obtenir les images de diffusé correspondant aux images de beam stops. Enfin une interpolation angulaire permet d'obtenir les images de diffusé associées à chaque angle de vue. La méthode est décrite par le schéma de la figure 4.6.

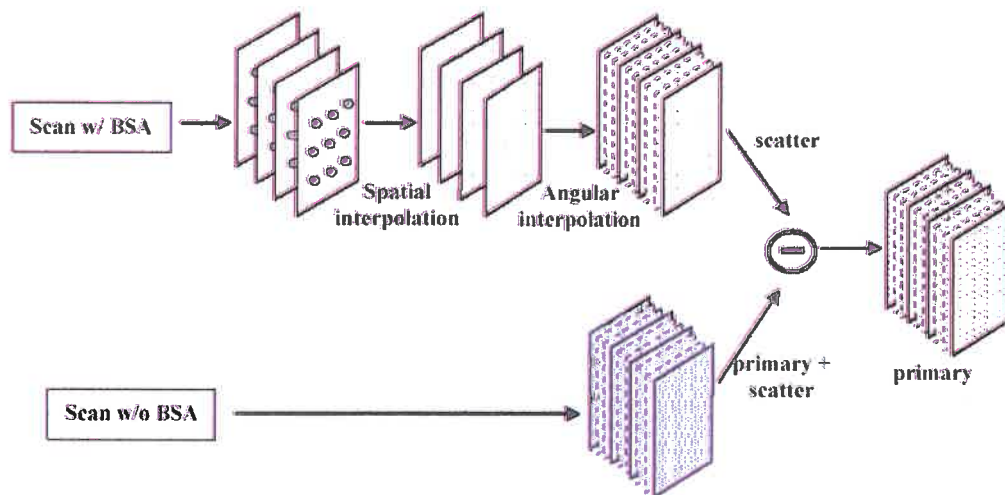


FIG. 4.6 – Méthode de correction du diffusé par mesure avec beam stops suivant un nombre d'angles de vue limité (extrait de [80])

Les auteurs ont appliqué leur méthode en mammographie (fantômes de sein de la figure

4.7). Les résultats sur des profils reconstruits montrent de très bons résultats avec une seule mesure du diffusé (figure 4.8), ce qui correspond à une augmentation de la dose reçue par la patiente négligeable (de 0.3 % par rapport à l'acquisition sans beam stops). Cette méthode est d'autant plus efficace que l'objet examiné a une quasi symétrie de révolution.

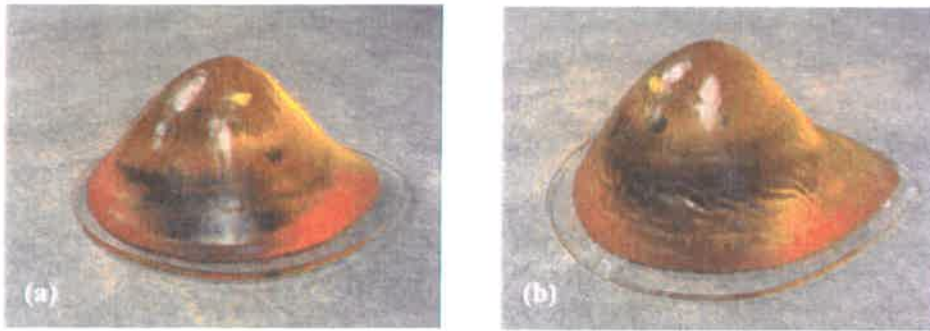


FIG. 4.7 – Fantômes de sein utilisés pour tester la méthode de correction du diffusé proposée par Ning et al (extrait de [80])

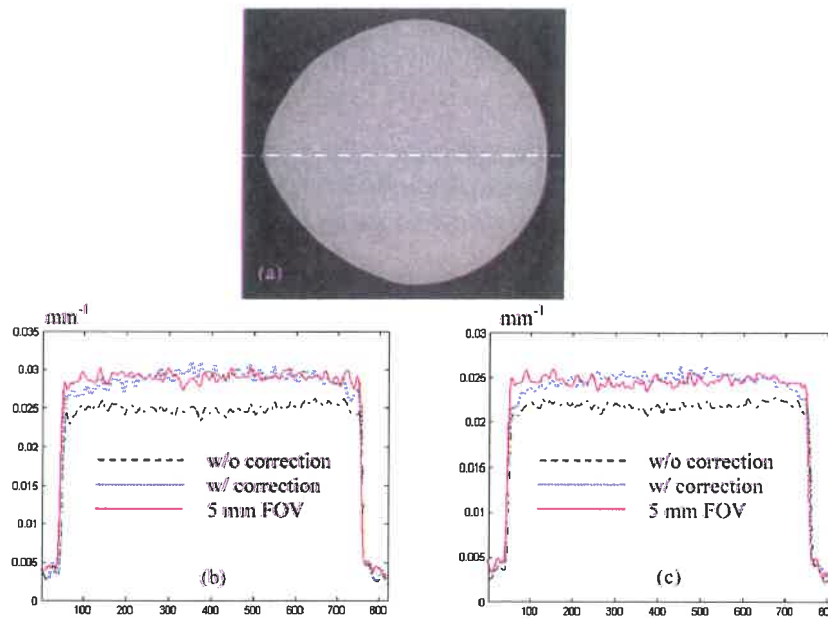


FIG. 4.8 – Comparaison des résultats obtenus sur les reconstructions des fantômes de sein de la figure 4.7. Après correction en diffusé (w/ correction), les résultats sont proches de ceux obtenus dans une configuration où le diffusé est très faible (5 mm FOV) (extrait de [80]).

Remarquons que nous avons adapté à notre banc expérimental la méthode des beam stops pour construire des images de diffusé de référence et tester notre nouvelle méthode de correction du diffusé. Le problème de sous-estimation du diffusé due aux beam stops est alors traité de manière différente par rapport aux méthodes rencontrées dans la littérature. En effet, nous choisissons de réaliser des acquisitions avec un nombre faible de beam stops (typiquement 6×4 par acquisition tomographique). Afin d'augmenter l'échantillonnage spatial du diffusé, plusieurs acquisitions sont réalisées pour chaque angle de vue tomographique en translatant les beam stops entre chacune d'entre elles.

4.3.2 Utilisation de deux détecteurs

Une méthode de correction du diffusé basée sur l'utilisation de deux détecteurs a été brevetée pour la bi-énergie [87]. Un capteur dit "de front" et un capteur dit "arrière" sont séparés par un "sélecteur de rayons" qui ne laisse passer que le rayonnement primaire. Lors d'une irradiation du patient, deux images sont obtenues simultanément pour chaque énergie :

- une image "basse résolution" de flux primaire sur le capteur arrière.
- une image "haute résolution" de flux total (diffusé + primaire) sur le capteur de front.

L'estimation du diffusé mesuré sur le capteur de front est réalisée suivant les étapes suivantes :

- calcul de l'image de rayonnement primaire "basse résolution" sur le détecteur de front à partir de l'image "basse résolution" du capteur arrière.
- soustraction de l'image de primaire "basse résolution" à l'image de total "haute résolution" pour avoir l'image de diffusé "basse résolution" sur le capteur de front.
- interpolation pour obtenir une image de diffusé "haute résolution".

4.3.3 Méthode par collimation et balayage

Ce brevet [85] ne concerne pas la tomographie mais est applicable en mammographie et en ostéodensitométrie. Le principe est de collimater le flux incident par une fente située entre le patient et la source. La lecture au niveau du détecteur se fait par déplacement d'une ligne de pixels. Le collimateur se déplace alors à la vitesse de la ligne lue. L'avantage de cette méthode de collimation primaire par rapport à celles de collimation secondaire (comme les grilles anti diffusantes) est qu'elle nécessite des doses plus faibles.

4.3.4 Méthodes basées sur un code Monte Carlo

Le principe des méthodes Monte Carlo d'estimation du diffusé est de suivre les trajectoires des photons un par un en réalisant des tirages aléatoires à chaque interaction dans l'objet (représenté sous forme voxelisée ou décrit par CAO).

Des études Monte Carlo sur l'effet du diffusé ont été réalisées en radiologie [81] [29] [41] et en fluoroscopie [75].

Une méthode de correction du diffusé en CBCT par code Monte Carlo a été développée par Zbijewski et Colijn [13] [84]. Elle suit le schéma itératif suivant :

1. reconstruction d'une image à partir des projections de rayonnement total (diffusé + primaire), en utilisant soit l'algorithme de Feldkamp soit l'algorithme OSC .

2. simulation des projections de diffusé à partir de la donnée de l'objet reconstruit et d'un simulateur Monte Carlo. Afin de diminuer le bruit sur ces projections, les auteurs ont utilisé un programme basé sur l'algorithme de Richardson-Lucy [82].
3. nouvelle reconstruction pour obtenir une image corrigée en diffusé. Deux possibilités sont proposées :
 - lorsque l'algorithme de Feldkamp est utilisé, le diffusé estimé par Monte Carlo est retranché sur les projections avant la reconstruction.
 - lorsque l'algorithme OSC est utilisé, les projections de diffusé sont incorporées dans l'algorithme de reconstruction comme un bruit connu.

Les deux méthodes sont comparées : les résultats montrent que qualitativement, l'algorithme OSC a de meilleurs résultats que celui de Feldkamp au niveau du contraste pour un cylindre d'eau. Le "cupping artefact" est supprimé dans les deux cas.

Le principal inconvénient des méthodes Monte Carlo est que le temps nécessaire (proportionnel au nombre de parcours de photons simulés) pour avoir des simulations représentatives des images de diffusé expérimentales n'est pas réaliste dans le cadre d'applications cliniques [25]. Afin de résoudre ce problème, une méthode de correction du diffusé en CBCT a été proposée [35][53]. Le principe général est de calculer par méthode Monte Carlo une table de valeurs moyennes de diffusé pour des ellipses homogènes décrites par 10 paramètres. Pour chaque projection tomographique, l'objet est approximé par l'ellipse la plus proche suivant un algorithme itératif. Un diffusé moyen est ainsi déterminé pour chaque incidence angulaire. La méthode est décrite par le schéma de la figure 4.9. Les auteurs ont décrit les effets du diffusé pour 3 fantômes différents (tête, thorax et pelvis). Les résultats montrent que dans le cas du fantôme de tête, le rapport diffusé sur direct est assez homogène sur une projection, ce qui justifie l'estimation des images de diffusé par des valeurs moyennes (cf. figure 4.10). Les résultats expérimentaux de la correction du diffusé montrent la disparition du "cupping artefact" (cf. figure 4.11). Cependant, aucun résultat n'est présenté sur un fantôme de thorax. Nous pouvons supposer que dans cette configuration, où le rapport diffusé sur primaire varie beaucoup sur une même projection tomographique, la méthode ne permet pas de corriger le diffusé quantitativement.

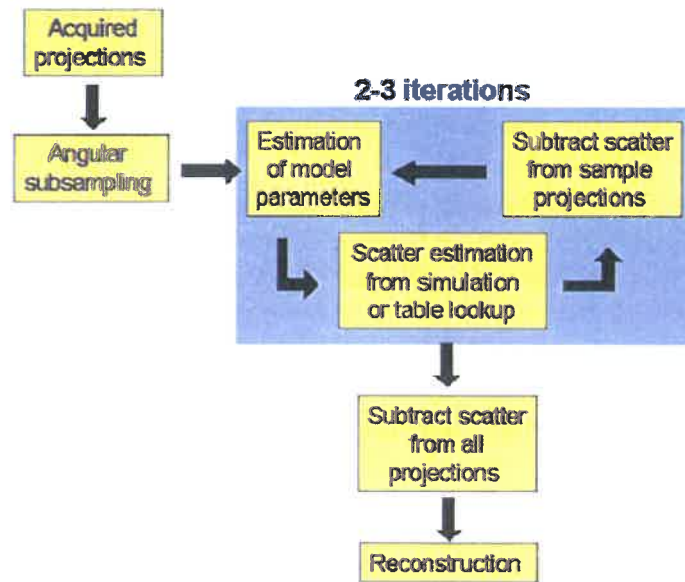


FIG. 4.9 – Principe d'estimation du diffusé en CBCT suivant la méthode proposée par Wiegert et al [35][53] (extrait de [35])

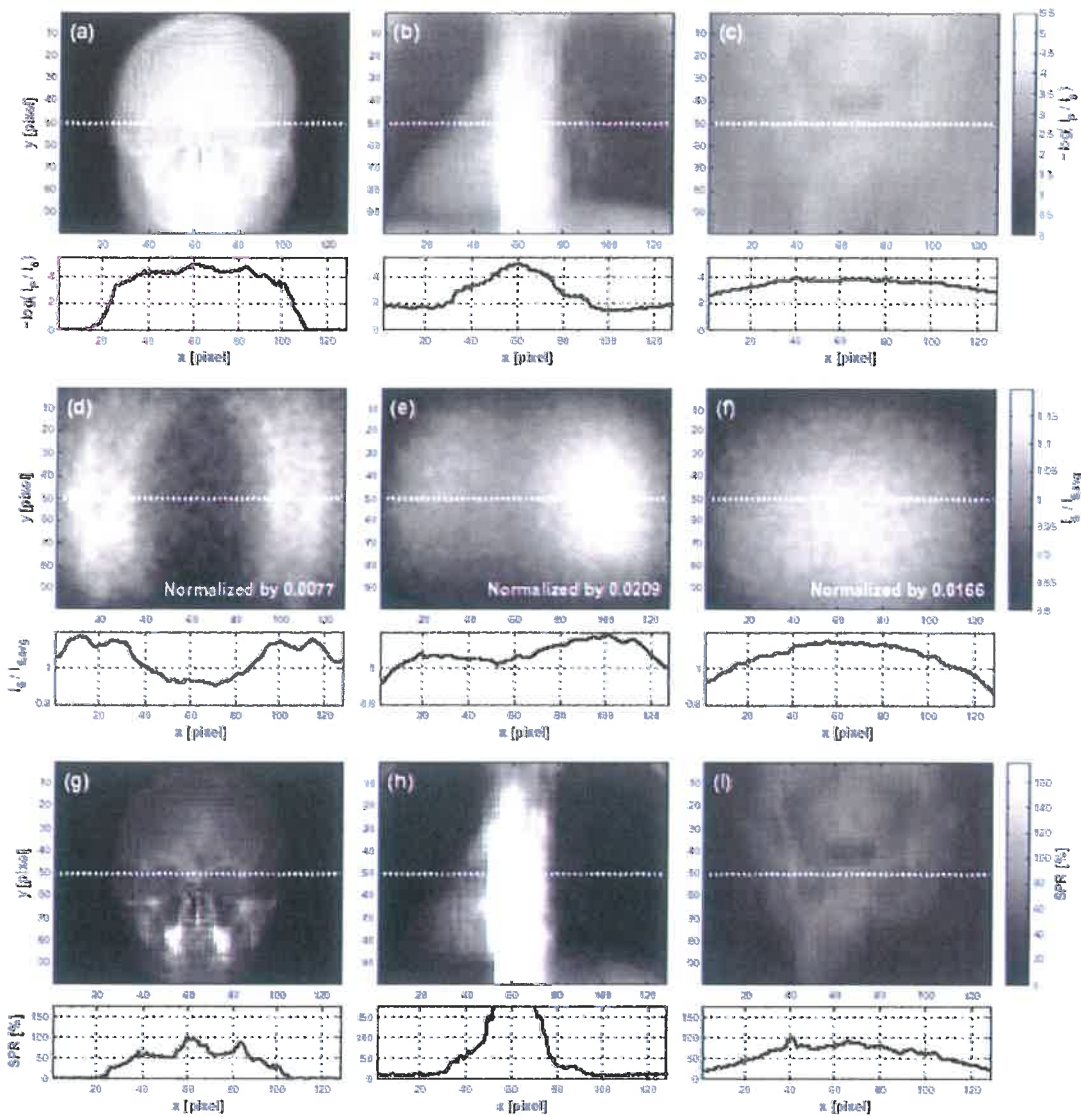


FIG. 4.10 – Etude par simulation du diffusé pour différents fantômes (fantôme de tête à gauche, de thorax au centre et de pelvis à droite) : calcul de l'atténuation du rayonnement primaire (en haut), de la transmission du rayonnement diffusé (au centre) et du rapport diffusé sur primaire (en bas) (extrait de [53])

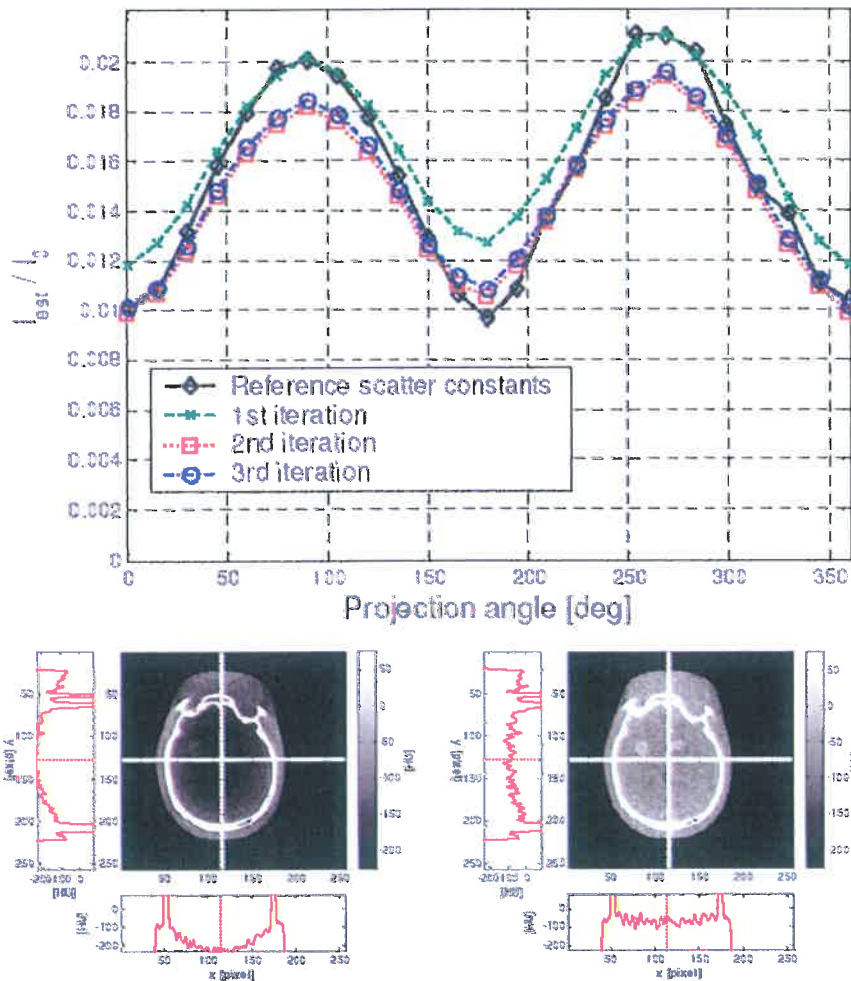


FIG. 4.11 – Résultats expérimentaux de la correction du diffusé sur un fantôme de tête. En haut : pour chaque angle de vue, une valeur moyenne du diffusé est estimée de manière itérative. En bas à gauche : plan reconstruit à partir de projections non corrigées en diffusé. En bas à droite : plan reconstruit à partir de projections corrigées en diffusé. (extrait de [35])

4.3.5 Méthodes analytiques

Les méthodes analytiques d'estimation du diffusé sont basées sur une modélisation globale du phénomène de diffusion (contrairement aux méthodes Monte Carlo qui modélisent séparément chaque trajectoire de photon). Des méthodes ont été proposées en mammographie pour caractériser le diffusé à partir de la LSF (Line Spread Function) d'une plaque de lucite [49] ou de sa ESF (Edge Spread Function) [79]. D'autres configurations ont été proposées pour déterminer ses caractéristiques en mesurant sa PSF (Point Spread Function), en utilisant une plaque de plomb contenant une petite ouverture circulaire pour étudier l'influence de l'air-gap et de l'épaisseur de matériau traversée [51]. La PSF du diffusé a été modélisée comme une

gaussienne [40], ou comme une somme de deux gaussiennes [71].

Une approche a été développée pour la correction du diffusé en mammographie [43]. Cette approche consiste à estimer le diffusé analytiquement, en analysant le processus de diffusion au premier ordre qui a lieu dans le sein. En mammographie, le sein est comprimé. Ainsi on connaît son épaisseur, qui est constante. Cette connaissance permet d'avoir une estimation analytique du phénomène de diffusion du premier ordre. La principale limitation de cette méthode est la précision dans l'estimation des diffusés multiples.

Une méthode de correction du diffusé résiduel après une grille anti diffusante a été proposée en CBCT [57]. La distribution d'intensité du diffusé dans le plan du capteur est estimée par :

$$S_{est}(x, y) = (H_W * G)(x, y) \quad (4.14)$$

- * représente une convolution bidimensionnelle.
- $G(x, y)$ est un noyau de convolution.
- H_W est un terme qui s'exprime en fonction d'une fonction de pondération $W(x, y)$ et d'une fonction $F_{forward}(x, y)$:

$$H_W(x, y) = W(x, y)F_{forward}(x, y) \quad (4.15)$$

- $F_{forward}(x, y)$ est une fonction de la transmission du rayonnement primaire P :

$$F_{forward}(x, y) = -P(x, y)\ln(P(x, y)) \quad (4.16)$$

D'autres auteurs modélisent le diffusé de manière analogue pour le corriger en CBCT [86][16]. Les images de diffusé sont modélisées comme proportionnelles à $\phi \times \ln(\phi)$, où ϕ est l'image de flux total (diffusé + primaire).

Une méthode de correction du diffusé en radiographie numérique a été proposée au LETI. Ses performances en bi-énergie pour la détermination de la composition corporelle ont été montrées [44]. Cette approche d'estimation du diffusé a pour point de départ la connaissance de l'image de diffusé d'un objet homogène qui a une atténuation proche de celle de l'objet observé. La méthode proposée a été développée pour des applications en imagerie médicale. De ce fait, l'image de diffusé de l'objet homogène est construite à partir d'un calibrage du diffusé sur des objets constitués de matériaux ayant une section efficace de diffusion Compton proche de celle des tissus mous (muscle et graisse), majoritaires dans le corps humain. En pratique, la lucite est choisie. La seconde étape de l'approche est d'appliquer à l'image de diffusé de l'objet homogène de référence une fonction de déformation pour estimer l'image de diffusé de l'objet observé. Cette fonction de déformation doit prendre en compte les variations de matériaux de l'objet anatomique étudié (en particulier prendre en compte les os qui sont très atténuants par rapport aux tissus mous) ainsi que les forts contrastes, non présents sur les objets de référence. Elle est construite comme une fonction des données d'acquisition en modélisant analytiquement le diffusé du premier ordre. Plus précisément, cette modélisation permet d'avoir des estimations à une constante multiplicative près du diffusé du premier ordre de l'objet examiné $\overline{\phi_{S_1}^O}$ ainsi que du diffusé du premier ordre de l'objet de calibrage $\overline{\phi_{S_1}^L}$. Sous l'hypothèse selon laquelle le rapport du diffusé du premier ordre sur le diffusé multiple est le même pour l'objet examiné et pour l'objet de calibrage, le rapport (pixel par pixel) de $\overline{\phi_{S_1}^O}$

sur $\widetilde{\phi_{S1}^L}$ est utilisé comme fonction de déformation. Ainsi, si on note ϕ_S^L la nappe de diffusé de l'objet de calibrage, on estime le diffusé de l'objet en appliquant une règle de trois par la formule suivante :

$$\widehat{\phi_S^O} = \phi_S^L \times \frac{\widetilde{\phi_{S1}^O}}{\phi_{S1}^L} \quad (4.17)$$

Les estimations des images de diffusé du premier ordre sont données par les formules suivantes :

$$\widetilde{\phi_{S1}^O} = \left(\frac{\phi^O}{\phi_0} \times \ln \left(\frac{\phi_0}{\phi^O} \right) \right) * K \quad (4.18)$$

$$\widetilde{\phi_{S1}^L} = \left(\frac{\phi^L}{\phi_0} \times \ln \left(\frac{\phi_0}{\phi^L} \right) \right) * K \quad (4.19)$$

ϕ^O est l'image de flux total (diffusé + primaire) de l'objet étudié, ϕ^L est celle de l'objet connu d'atténuation proche et ϕ_0 est l'image de plein flux. K est la Point Spread Function (PSF) du diffusé. Les expressions de $\widetilde{\phi_{S1}^O}$ et de $\widetilde{\phi_{S1}^L}$ ont été déterminées en intégrant le phénomène de diffusion à l'aide de la formule de Klein-Nishina, qui décrit le phénomène de diffusion Compton par électron. Ces expressions suivent les idées physiques suivantes :

- Le diffusé est d'autant plus important qu'il y a de matière traversée (qui le génère) et que cette matière est diffusante : ceci est traduit par le terme $\ln(\phi_0/\phi)$.
- Le diffusé est d'autant plus important qu'il y a de flux de rayons X, qui le crée : ceci est traduit par le terme en ϕ/ϕ_0 .
- Le diffusé a une certaine répartition spatiale, qui est traduite par le noyau de convolution K .

Une étude en simulation s'est attachée à montrer les limitations de cette méthode [1]. Elle redémontre l'expression de $\widetilde{\phi_{S1}^O}$ et de $\widetilde{\phi_{S1}^L}$ en analysant le diffusé premier aux petits angles (cf. annexe 3).

4.4 Conclusion critique

Les méthodes de traitement du diffusé peuvent être regroupées en deux catégories :

- les techniques de collimation qui empêchent le diffusé d'atteindre le capteur. Ainsi les grilles anti diffusantes sont couramment employées en mammographie. Cependant ces dernières ne sont jamais parfaites : une partie du diffusé, surtout le diffusé à petit angle, passe à travers la grille et une partie du rayonnement primaire est absorbée par la grille. De plus, elles représentent une contrainte mécanique non négligeable sur un système de tomographie médicale, où c'est le système source-détecteur qui est en rotation et non le patient.
- les techniques d'estimation du diffusé sur les projections tomographiques, suivie d'une soustraction digitale aux images pour estimer le rayonnement primaire. Parmi les méthodes proposées, citons celle des beam stops [68][80], décrite dans le paragraphe 4.3.1. Rappelons que les principaux inconvénients sont l'augmentation du temps d'acquisition et de la dose de rayons X reçue par le patient. Les méthodes basées sur une estimation du diffusé par code Monte Carlo (décrites dans le paragraphe 4.3.4), ont pour principal

inconvenient des temps de calcul peu réalistes [84]. Enfin les méthodes analytiques, décrites dans le paragraphe 4.3.5, sont performantes en terme de rapidité de traitement des données. Leur principal inconvenient est qu'elles ne prennent pas en compte l'aspect tridimensionnel de la génération du diffusé et sont donc moins précises que les méthodes d'estimation par beam stops et par code Monte Carlo.

Chapitre 5

Correction du diffusé

Sommaire

5.1	Introduction	85
5.2	La méthode API (Analytical Plus Indexation based method)	86
5.2.1	Introduction	86
5.2.2	Intégration du processus de diffusion	88
5.2.3	Calcul de la fonction de déformation	92
5.2.4	Calibrage et indexation	93
5.2.5	Estimation du diffusé en tomographie	94
5.2.6	Conclusion	97
5.3	Modélisation d'un facteur de forme	98
5.3.1	Problématique et objectif	98
5.3.2	Comparaison du potentiel de diffusion API au potentiel calculé numériquement	98
5.3.3	Amélioration du modèle par un facteur géométrique	100
5.4	Résultats expérimentaux	102
5.4.1	Résultats sur le fantôme cylindrique	102
5.4.2	Résultats sur le fantôme anthropomorphique	105
5.5	Bilan	109

5.1 Introduction

Les avantages de la tomographie avec capteur plan ou "Cone Beam Computed Tomography"(CBCT) par rapport aux scanners avec capteurs multibarrettes sont des temps de reconstruction plus courts et une résolution spatiale isotrope sur les images reconstruites. Cependant, une difficulté majeure des capteurs plans est que le diffusé est plus important que pour les systèmes multibarrettes pour deux raisons : d'une part la géométrie du faisceau de rayons X incident sur le patient est conique et donc le diffusé détecté par chaque ligne de pixels provient de l'ensemble du volume du patient, irradié simultanément. D'autre part, le flux détecté sur le capteur peut être collimaté de manière plus efficace pour les systèmes multibarrettes (collimation par une fente) que pour les systèmes avec capteur plan

(collimation par une grille antidiffusante, qui a l'inconvénient d'absorber une partie du rayonnement primaire). Comme montré dans le chapitre 4, ce diffusé est responsable sur les images reconstruites d'artefacts en forme de coupe (sous-estimation des coefficients d'atténuation linéaire), ou de stries. Dans les systèmes avec capteur multibarrettes, le signal diffusé détecté est généralement inférieur à 20 % du signal primaire. Dans le cas de la CBCT, le diffusé est souvent supérieur au signal primaire. En imagerie thoracique, il est jusqu'à 10 fois supérieur au primaire dans la région médiastinale pour des acquisitions antéro-postérieures et postéro-antérieures. Ainsi en CBCT, les artefacts en forme de coupe ("cupping artefact") et en forme de stries ("streak artefact"), décrits dans la partie 4.1, deviennent très importants lorsque le diffusé n'est pas, ou est mal corrigé.

L'objectif de ce chapitre est de proposer une nouvelle méthode de correction du diffusé, baptisée méthode API ("Analytical Plus Indexation based method"). Elle s'effectue par estimation du diffusé sur les projections tomographiques, suivie d'une soustraction numérique aux images pour estimer le rayonnement primaire. Elle doit satisfaire les contraintes suivantes :

- ne pas nécessiter d'augmentation de la dose reçue par le patient.
- correspondre à des temps d'estimation du diffusé adaptés aux applications médicales (de l'ordre de quelques minutes par acquisition tomographique).

Cette méthode sera, dans une première partie, détaillée sous sa forme la plus générale. Puis, dans une deuxième partie, nous montrerons une amélioration de la méthode : elle consiste à introduire un facteur de correction indexé sur la géométrie de l'objet examiné. Enfin, la dernière partie décrira les résultats expérimentaux obtenus sur les fantômes physique et anthropomorphe décrits dans la partie 2.1 sur le banc de test décrit dans la partie 2.1 et utilisé sans grille anti diffusante (une adaptation de la méthode API aux acquisitions tomographiques avec grille anti diffusante fera l'objet du chapitre 6). La méthode présentée dans ce chapitre a été brevetée (Ref [8]). Les résultats obtenus sur le fantôme anthropomorphe de thorax ont été publiés (Ref [4] en annexe 8) et la méthode a été soumise à publication (Ref [5]).

5.2 La méthode API (Analytical Plus Indexation based method)

5.2.1 Introduction

On considère un objet de volume V soumis à un flux de photons monoénergétiques à l'énergie E . La figure 5.1 représente les phénomènes physiques en jeu pour le diffusé généré par un élément de volume situé en Q et qui atteint un élément de surface ds du capteur. On note $av(Q)$ et $ap(Q)$ les intégrales des coefficients d'atténuation linéaire du matériau sur le trajet des photons avant diffusion à l'énergie E et après diffusion à une énergie E' inférieure à E (la majorité du diffusé provient de l'effet Compton de diffusion inélastique). D'après l'équation de Beer-Lambert, le flux incident ϕ_O est atténué par le terme $\exp(-av(Q))$ avant diffusion. Ensuite, il est diffusé en Q selon un angle θ puis est atténué par un facteur $\exp(-ap(Q))$ après diffusion.

De manière générale, pour un objet de volume V , le flux de rayonnement diffusé du premier ordre (ensemble de photons qui ont diffusé une fois dans l'objet) atteignant un

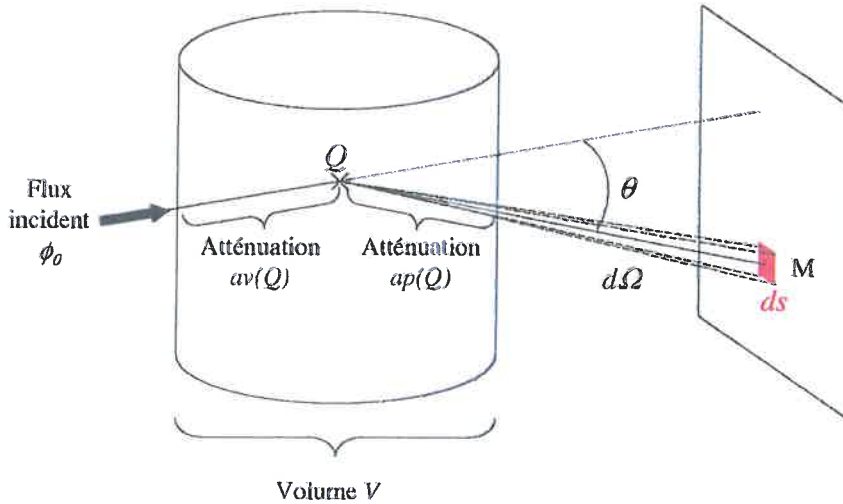


FIG. 5.1 – Illustration du diffusé créé par un volume élémentaire dV centré en un point Q d'un objet et atteignant un élément de surface ds du capteur centré en M .

élément de surface ds centré en un point M du plan du capteur s'exprime en sommant les contributions des différents éléments de volume de l'objet :

$$\phi_s(M, E) ds = \iiint_{Q \in V} \phi_0 e^{-av(Q)} \frac{d\mu}{d\Omega}(Q, E, \theta) e^{-ap(Q)} d\Omega dV \quad (5.1)$$

$\frac{d\mu}{d\Omega}(Q, E, \theta)$ est la section efficace de diffusion du matériau de l'objet en Q . $d\Omega$ est l'angle solide sous lequel est vu ds depuis Q .

En chaque point du capteur, le diffusé du premier ordre mesuré s'exprime donc comme une intégrale 3D sur le volume du patient. De plus la diffusion en chaque point de l'objet dépend de la composition du matériau avant et après diffusion à travers les termes d'atténuation $av(Q)$ et $ap(Q)$. Il est difficile d'utiliser directement l'équation générale de diffusion pour estimer le diffusé du premier ordre à partir des mesures. En ce qui concerne le diffusé multiple, l'équation de diffusion est encore bien plus complexe.

Au vu de la complexité du phénomène de diffusion, notre approche d'estimation du diffusé a pour point de départ la connaissance de l'image de diffusé d'un objet homogène qui a une atténuation proche de celle de l'objet observé. La méthode proposée a été développée pour des applications anatomiques. De ce fait, l'image de diffusé de l'objet homogène est construite à partir d'un calibrage du diffusé sur des objets constitués de matériaux ayant une section efficace de diffusion Compton proche de celle des tissus mous (muscle et graisse), majoritaires dans le corps humain. En pratique, on utilise la lucite. La seconde étape de notre approche est d'appliquer à l'image de diffusé de l'objet homogène de référence une fonction de déformation pour construire l'image de diffusé de l'objet observé. Cette fonction de déformation doit prendre en compte les variations de matériaux de l'objet anatomique étudié (en particulier prendre en compte les os qui sont très atténuants par rapport aux tissus mous) ainsi que les forts contrastes, non présents sur les objets de référence. Elle est construite comme une

fonction des données d'acquisition en modélisant analytiquement le diffusé du premier ordre. Plus précisément, cette modélisation nous permet d'avoir des estimations à une constante multiplicative près des images de diffusé du premier ordre de l'objet examiné et de l'objet homogène de calibrage, notées $\widehat{\phi}_{S_1}^O$ et $\widehat{\phi}_{S_1}^L$ respectivement. Sous l'hypothèse selon laquelle le rapport du diffusé du premier ordre sur le diffusé multiple est le même pour l'objet examiné et pour l'objet de calibrage, le rapport (pixel par pixel) de $\widehat{\phi}_{S_1}^O$ sur $\widehat{\phi}_{S_1}^L$ est utilisé comme fonction de déformation. Ainsi, en notant ϕ_S^L la nappe de diffusé de l'objet de calibrage, le diffusé de l'objet estimé par la méthode API, noté $\widehat{\phi}_S^O$, est obtenu en appliquant une règle de trois par la formule suivante :

$$\widehat{\phi}_S^O = \phi_S^L \times \frac{\widehat{\phi}_{S_1}^O}{\widehat{\phi}_{S_1}^L} \quad (5.2)$$

Notre schéma de correction du diffusé objet a été construit suivant les étapes suivantes :

- étude du processus de diffusion du premier ordre sous certaines hypothèses pour en avoir une expression analytique plus simple que celle de l'équation 5.1 et pour pouvoir exprimer $\widehat{\phi}_{S_1}^O$ et $\widehat{\phi}_{S_1}^L$ en fonction des données d'acquisitions.
- utilisation de cette formalisation pour proposer une méthode de correction du diffusé spécifique aux acquisitions tomographiques en utilisant l'information 3D issue d'une première reconstruction.

Nous allons décrire dans un premier temps la théorie de l'intégration du processus de diffusion et dans un deuxième temps les étapes de calibrage du diffusé et d'indexation. Enfin nous expliciterons l'algorithme d'estimation du diffusé qui combine le modèle théorique et les étapes de calibrage et d'indexation.

5.2.2 Intégration du processus de diffusion

Les images de diffusé correspondant aux projections tomographiques d'un objet sont des images dont le contenu fréquentiel contient des basses fréquences par rapport à celui des images de rayonnement primaire. En particulier, plus l'ordre de diffusion est élevé, plus les photons perdent la "mémoire" des structures de l'objet et plus ils forment des images uniformes. Malgré ces considérations, une estimation précise du diffusé doit prendre en compte ses variations spatiales dans le plan du capteur, variations dues surtout aux diffusés d'ordres faibles ; et en particulier à celui du premier ordre, que nous appellerons diffusé premier. L'objectif de cette partie est donc d'exprimer la variation spatiale sur le plan du capteur des images de diffusé en fonction des données accessibles en tomographie. Pour atteindre l'objectif, nous modéliserons le diffusé premier.

Afin de décomposer le processus de diffusion du premier ordre dans l'objet, nous définissons le segment d'objet associé à un point du capteur et à une projection tomographique comme l'intersection entre l'objet et la trajectoire des photons primaires reliant la source (supposée ponctuelle) au point. Comme illustré sur la figure 5.2, le diffusé premier créé par le segment repéré par ses coordonnées (u, v) sur le plan du capteur induit une tache sur le capteur centrée en (u, v) . Cette tache est une image bi-dimensionnelle, notée $D_{u,v}(x - u, y - v)$. La contribution du segment repéré par les coordonnées (u, v) au diffusé premier atteignant le capteur en (x, y) est décomposée suivant l'écriture suivante :

$$D_{u,v}(x-u, y-v) = P(u, v) \times K_{O_{u,v}}(x-u, y-v) \quad (5.3)$$

Cette grandeur a deux caractéristiques :

- $P(u, v)$ est appelé potentiel de diffusion, il est défini comme l'intégrale dans le plan du capteur de $D_{u,v}(x-u, y-v)$:

$$P(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} D_{u,v}(x-u, y-v) dx dy \quad (5.4)$$

$P(u, v)$ est la quantité totale de rayonnement qui a été diffusé le long du segment et qui atteint le plan du capteur. Pour une projection tomographique, l'ensemble des potentiels P associés aux différents pixels est une image bi-dimensionnelle.

- $K_{O_{u,v}}$ est l'information sur la distribution spatiale du diffusé généré par le segment repéré par les coordonnées (u, v) .

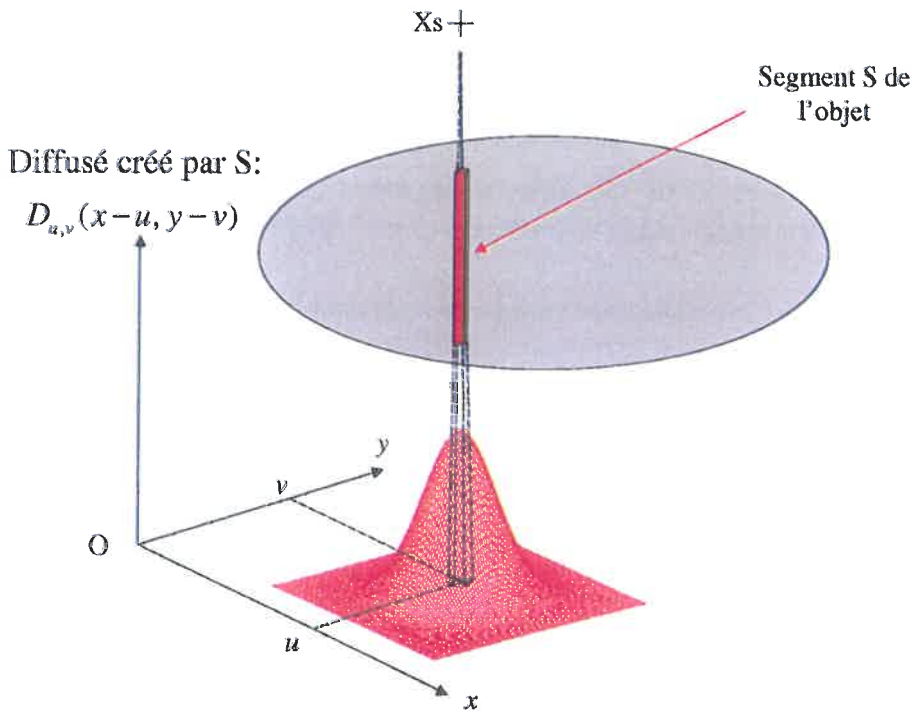


FIG. 5.2 – Illustration du diffusé créé par un segment d'un objet repéré par les coordonnées (u, v) dans le plan du capteur. X_s est la source X supposée ponctuelle.

Le flux de diffusé premier au point de coordonnées (x, y) du capteur peut être modélisé comme une somme des contributions des différents segments, notée $\widetilde{\phi}_{S1}(x, y)$:

$$\widetilde{\phi}_{S1}(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(u, v) \times K_{O_{u,v}}(x-u, y-v) du dv \quad (5.5)$$

Sous l'hypothèse d'une distribution spatiale homogène du diffusé créé par les différents segments, K_O est indépendant de (u, v) . Il est alors noté K_O pour tous les segments :

$$\widetilde{\phi}_{S1}(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(u, v) \times K_O(x - u, y - v) du dv \quad (5.6)$$

L'image de rayonnement diffusé peut être réécrite comme une convolution bi-dimensionnelle du potentiel P par K_O :

$$\widetilde{\phi}_{S1} = P * K_O \quad (5.7)$$

Nous allons maintenant exprimer le potentiel P en fonction des données d'acquisition. En réalité, les coefficients d'atténuation et de diffusion sont fonctions de l'énergie des photons X . Dans cette étude, les calculs sont réalisés à l'énergie moyenne du spectre du rayonnement incident sur le patient, notée E_m .

En s'inspirant d'une méthodologie proposée en SPECT (Single Photon Emission Computed Tomography) [17], la génération du diffusé du premier ordre d'un segment est décomposée en trois étapes pour un flux de photons à l'énergie E_m , comme illustré sur la figure 5.3 :

1. **Propagation des photons de la source à un centre de diffusion x_m .** D'après la loi de Beer-Lambert, le flux est atténué par un facteur dépendant du milieu traversé :

$$A_1(x_m) = \exp\left(-\int_{x=0}^{x_m} \mu(x) dx\right)$$

où $\mu(x)$ est le coefficient d'atténuation linéaire du matériau à la profondeur d'interaction x et à l'énergie E_m .

2. **Diffusion des photons en x_m .** Les photons sont diffusés en x_m selon un angle de déviation θ . La probabilité de diffusion SP est donnée par la section efficace différentielle macroscopique de diffusion du matériau à x_m , selon θ et à l'énergie E_m :

$$SP(x_m, \theta) = \frac{d\mu}{d\Omega}(x_m, \theta)$$

3. **Propagation des photons du point x_m au capteur.** Les photons se propagent le long de L' et enfin de l'objet au capteur. Le flux est atténué par le facteur :

$$A_2(x_m) = \exp\left(-\int_{L'(x_m, \theta)} \mu(x) dx\right)$$

Dans cette partie, l'approximation selon laquelle le facteur d'atténuation A_2 est égal à celui des photons diffusés à $\theta = 0$, quel que soit l'angle de diffusion est faite. Cette approximation est toujours valable pour les photons diffusés aux petits angles. Dans le cas général, sa validité est très dépendante de la géométrie de l'objet examiné. Une correction de l'erreur commise lors de cette approximation sera présentée dans la partie suivante pour une géométrie parallélépipédique. Selon cette approximation :

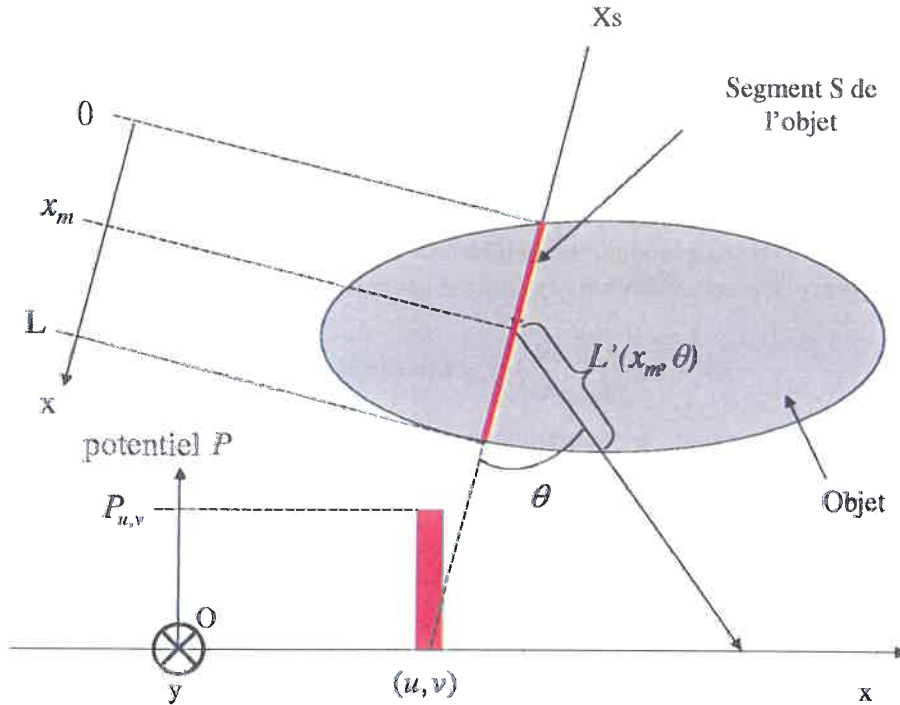


FIG. 5.3 – Décomposition du diffusé premier par un segment d'un objet. X_s est la source de rayons X supposée ponctuelle. Le potentiel associé à S et noté $P(u, v)$ est la somme des contributions des rayonnements diffusés le long du segment S à différents angles de diffusion θ et à différentes profondeurs d'interaction x_m .

$$A_2(x_m) = \exp\left(-\int_{x=x_m}^L \mu(x)dx\right) \quad (5.8)$$

D'après l'hypothèse selon laquelle l'énergie des photons diffusés varie peu lors de la diffusion, le flux $I(x_m, \theta)$ de photons diffusés en x_m selon l'angle de déviation θ s'exprime comme le produit des trois termes définis précédemment :

$$I(x_m, \theta) = A_1(x_m) \times SP(x_m, \theta) \times A_2(x_m) = \exp\left(-\int_{x=0}^L \mu(x)dx\right) \times \frac{d\mu}{d\Omega}(x_m, \theta) \quad (5.9)$$

Suivant la loi d'atténuation de Beer-Lambert, le premier terme du membre de droite de l'équation 5.9 peut être remplacé par la transmission du rayonnement primaire au point de coordonnées (u, v) du capteur. Cette dernière est définie comme le rapport du flux primaire mesuré en (u, v) , noté $\phi_P(u, v)$, sur le flux mesuré en (u, v) en l'absence d'objet atténuant, noté $\phi_0(u, v)$:

$$I(x_m, \theta) = \frac{\phi_P(u, v)}{\phi_0(u, v)} \times \frac{d\mu}{d\Omega}(x_m, \theta) \quad (5.10)$$

Le diffusé du premier ordre qui a interagi en x_m et qui atteint le plan du capteur est

la somme de toutes les contributions $I(x_m, \theta)$ diffusées dans le demi-espace caractérisé par : $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$. L'unité d'angle solide s'exprime : $d\Omega = 2\pi \sin(\theta)d\theta$. Ainsi :

$$I(x_m) = \int_{\theta=0}^{\frac{\pi}{2}} I(x_m, \theta) \times d\Omega = \frac{\phi_P(u, v)}{\phi_0(u, v)} \times 2\pi \int_{\theta=0}^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\mu}{d\Omega}(x_m, \theta) \sin(\theta) d\theta \quad (5.11)$$

La section efficace de diffusion dans le demi-espace caractérisé par : $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$ est notée μ^f (f comme "forward" : cette grandeur caractérise la diffusion des photons vers "l'avant" ; vers le plan du capteur). Elle est définie de la manière suivante :

$$\mu^f = 2\pi \int_{\theta=0}^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\mu}{d\Omega}(x_m, \theta) \sin(\theta) d\theta \quad (5.12)$$

$P(u, v)$ est la somme de toutes les contributions $I(x_m)$ aux différentes profondeurs d'interaction x_m :

$$P(u, v) = \int_{x_m=0}^L I(x_m) dx_m = \frac{\phi_P(u, v)}{\phi_0(u, v)} \times \int_{x_m=0}^L \mu^f(x_m) dx_m \quad (5.13)$$

Ce résultat peut être interprété physiquement de la manière suivante :

- Le diffusé est d'autant plus important qu'il y a de matière traversée (qui le génère) et que cette matière est diffusante : ceci est traduit par le terme $\int_{x_m=0}^L \mu^f(x_m) dx_m$.
- Le diffusé est d'autant plus important qu'il y a de flux de rayons X, qui le crée : ceci est traduit par le terme en ϕ_P/ϕ_0 .

finalement, le diffusé premier est estimé par le modèle analytique suivant :

$$\widetilde{\phi_{S1}}(u, v) = \left(\frac{\phi_P(u, v)}{\phi_0(u, v)} \times \int_{x_m=0}^L \mu^f(x_m) dx_m \right) * K_O(u, v) \quad (5.14)$$

5.2.3 Calcul de la fonction de déformation

La fonction de déformation du diffusé de l'objet de calibrage est construite sous l'hypothèse suivante :

Le rapport du diffusé du premier ordre sur le diffusé multiple est homogène sur chaque projection tomographique et est proche de celui de l'objet de calibrage.

L'hypothèse d'homogénéité du rapport du diffusé multiple sur le diffusé premier est liée au fait que les images de diffusé premier et de diffusé multiple sont des images basses-fréquences et donc sont elle-mêmes relativement homogènes sur chaque projection tomographique (en comparaison aux images de rayonnement primaire). Cette hypothèse sera vérifiée dans la partie 5.4.1.

Ainsi on peut approximer en chaque pixel du capteur le rapport du diffusé de l'objet examiné ϕ_S^O sur celui de l'objet de calibrage ϕ_S^L par le rapport des diffusés du premier ordre :

$$\frac{\phi_S^O}{\phi_S^L} = \frac{\widetilde{\phi_{S1}^O}}{\widetilde{\phi_{S1}^L}} \quad (5.15)$$

En suivant une règle de trois, le diffusé estimé par la méthode API est construit en multipliant le diffusé de l'objet de calibrage ϕ_S^L par le rapport du modèle décrivant le diffusé du premier ordre de l'objet examiné $\widetilde{\phi_{S1}^O}$ sur celui décrivant le diffusé du premier ordre de l'objet de calibrage $\widetilde{\phi_{S1}^L}$. Les images ϕ_{S1}^O et ϕ_{S1}^L sont estimés à l'aide du modèle de l'équation 5.14.

5.2.4 Calibrage et indexation

Rappelons que la méthode API est basée sur le calcul de nappes de diffusé de référence et de la déformation de la nappe de référence à l'aide du modèle analytique.

Pour une projection tomographique, la nappe de diffusé de l'objet de calibrage est notée ϕ_S^L , l'estimation du diffusé généré par l'objet examiné $\widetilde{\phi_S^O}$, et l'estimation du diffusé généré par l'objet de référence $\widetilde{\phi_S^L}$. Rappelons que le diffusé estimé de l'objet $\widetilde{\phi_S^O}$ est donné par la formule suivante :

$$\widetilde{\phi_S^O} = \phi_S^L \times \frac{\widetilde{\phi_{S1}^O}}{\widetilde{\phi_{S1}^L}} \quad (5.16)$$

L'analyse théorique du diffusé du premier ordre nous a permis de construire un modèle d'estimation de $\widetilde{\phi_S^O}$ et de $\widetilde{\phi_S^L}$. Nous allons montrer dans ce paragraphe comment est déterminée la nappe de diffusé de référence ϕ_S^L .

Calibrage

Des images de diffusé de référence sont déterminées en mesurant le diffusé de plaques de lucite de différentes épaisseurs qui recouvrent la gamme des atténuations rencontrées en imagerie médicale. Ces plaques sont décrites dans la partie 2.1.2. Le matériau choisi est la lucite car il est facile à manipuler et parce qu'il a une section efficace de diffusion Compton (effet de diffusion majoritaire aux énergies considérées) proche de celle des tissus mous.

Des acquisitions radiographiques des différentes épaisseurs de lucite sont réalisées pour obtenir une séquence d'images de rayonnement total (diffusé + primaire) $\phi^L(i)$ (l'indice i indexe l'épaisseur). Pour obtenir une séquence d'images de diffusé, la méthode des beam stops, décrite de manière générale dans le paragraphe 4.3.1, est appliquée suivant deux étapes :

- réalisation d'acquisitions radiographiques des plaques de lucite avec la plaque de beam stops (décrite dans le paragraphe 3.4.2).
- interpolations spatiales par la méthode des splines entre les valeurs mesurées aux centres des images des beam stops, en forme de disques. Une séquence d'images de diffusé $\phi_S^L(i)$ est obtenue.

Indexation

L'objectif est d'associer à chaque projection tomographique une longueur équivalente de lucite et une image de diffusé équivalente. Ceci est fait par interpolation linéaire entre les mesures faites avec les plaques de lucite suivant les étapes suivantes :

- choix d'une région d'intérêt (ROI) sur chaque projection tomographique ϕ sur une zone composée uniquement de tissus mous.
- calcul de la valeur moyenne $\bar{\phi}$ pour la projection tomographique et pour chaque image de la séquence d'images de rayonnement total $\bar{\phi}^L(i)$.
- choix des indices i et $i+1$ de deux épaisseurs consécutives de lucite telles que : $\bar{\phi}^L(i) \leq \bar{\phi} \leq \bar{\phi}^L(i+1)$. (Ces indices existent bien car $\bar{\phi}^L(i)$ est une fonction décroissante de l'épaisseur de lucite).
- calcul des coefficients d'interpolation β par la formule :

$$\beta = \frac{\bar{\phi}^L(i) - \bar{\phi}}{\bar{\phi}^L(i) - \bar{\phi}^L(i+1)}$$

- Calcul d'une image de diffusé dite équivalente à la projection tomographique, notée ϕ_S^L , par l'interpolation linéaire suivante :

$$\phi_S^L = (1 - \beta) \times \phi_S^L(i) + \beta \times \phi_S^L(i+1)$$

- Calcul d'une épaisseur de lucite équivalente à l'objet suivant la projection considérée, notée L^L . L^L est interpolée de la manière suivante :

$$L^L = (1 - \beta) \times L^L(i) + \beta \times L^L(i+1)$$

Remarquons que le choix d'une interpolation linéaire pour ϕ_S^L et pour L^L a été fait par défaut. La prise en compte de modèles physiques prédisant les variations de $\phi_S^L(i)$ et de $\phi^L(i)$ avec $L^L(i)$ permet d'améliorer cette étape d'interpolation. Une méthode d'interpolation plus fine pour obtenir ϕ_S^L et L^L est présentée dans l'annexe 4.

5.2.5 Estimation du diffusé en tomographie

Formule d'estimation sur les images d'énergie

En regroupant les étapes de calibrage et d'indexation et l'étape de modélisation analytique, le diffusé de l'objet examiné est estimé par la formule suivante :

$$\widehat{\phi_S^O} = \phi_S^L \times \frac{\left(\phi_P \times \int_{x_m=0}^L \mu^f(x_m) dx_m \right) * K_O}{\left(\phi_P^L \times L^L (\mu^f)^L \right) * K_O}$$

$(\mu^f)^L$ est la valeur de μ^f (section efficace macroscopique linéique de diffusion vers l'avant à l'énergie moyenne du spectre d'émission de la source) pour la lucite. Les images ϕ_P^L et L^L sont basses-fréquences comparées aux fréquences de K_O (les plaques de lucite étant homogènes et d'épaisseurs constantes). L'image de diffusé est finalement évaluée par :

$$\widehat{\phi}_S^O = \phi_S^L \times \left(\left(\frac{\phi_P}{\phi_P^L} \times \frac{1}{L^L} \times \int_{x_m=0}^L \frac{\mu^f(x_m)}{(\mu^f)^L} dx_m \right) * K_O \right) \quad (5.17)$$

Correction sur les images de transmission

En pratique, la correction du diffusé est réalisée sur des images de transmission. Pour une projection tomographique, notons ϕ l'image de rayonnement total (primaire + diffusé), qui est l'image non corrigée, ϕ_S l'image de diffusé, ϕ_P l'image de rayonnement primaire et ϕ_0 l'image de plein flux. Les images de transmission du total, du primaire et du diffusé (T , T_P et T_S , respectivement) sont définies par :

$$T = \frac{\phi}{\phi_0}, T_P = \frac{\phi_P}{\phi_0} \text{ et } T_S = \frac{\phi_S}{\phi_0}$$

Après correction du diffusé, les reconstructions tomographiques sont réalisées à partir des images d'atténuation, définies par :

$$att = -\ln(T_P) = -\ln(T - T_S)$$

En adaptant l'équation 5.17 aux images de transmission, celle du diffusé est évaluée par :

$$\widehat{T}_S^O = T_S^L \times \left(\left(\frac{T_P}{T_P^L} \times \frac{1}{L^L} \times \int_{x_m=0}^L \frac{\mu^f(x_m)}{(\mu^f)^L} dx_m \right) * K_O \right) \quad (5.18)$$

Dans cette équation, T_P , μ^f et K_O sont inconnus. Afin d'estimer ces paramètres, l'algorithme d'estimation des images de diffusé suit les trois étapes suivantes :

1. Utilisation des projections 2D et des données de calibrage.

Dans la pratique, l'objectif de la correction du diffusé étant d'estimer la transmission du rayonnement primaire T_P , ce paramètre est inconnu *a priori*. Dans l'équation 5.18, seules les valeurs relatives de transmission du rayonnement primaire T_P/T_P^L sont importantes. Sous l'hypothèse selon laquelle le rapport diffusé sur primaire varie peu entre l'objet de calibrage et l'objet examiné, le rapport de T_P sur T_P^L est approché par celui des transmissions de rayonnement total T/T^L .

2. Utilisation d'une première reconstruction 3D

L'objectif ici est d'évaluer l'intégrale de l'équation 5.18 en chaque pixel du capteur et pour chaque projection tomographique. Cette intégrale est notée Y :

$$Y = \int_{x_m=0}^L \frac{\mu^f(x_m)}{(\mu^f)^L} dx_m$$

Cette formulation est celle d'une projection des rapports entre les sections efficaces de diffusion de l'objet et celle de la lucite. Une première reconstruction est réalisée avec les données de projection brutes (non corrigées en diffusé). Ensuite, un seuil est appliqué sur l'image reconstruite pour séparer les régions constituées d'air, celles constituées de tissus mous, et enfin celles constituées d'os pour avoir une approximation de μ^f en chaque pixel. μ^f est obtenu à partir des données du rapport ICRU 44 [10]. Le calcul de l'intégrale est numérique.

3. Ajustement de la PSF

K_O est approché par une fonction gaussienne à symétrie de révolution d'écart-type σ_o :

$$K_O(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma_o^2} \times e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma_o^2}} \quad (5.19)$$

σ_o est ajusté par une méthode de "fitting" : pour un objet test (le fantôme cylindrique défini dans la partie 2.1.3), les images reconstruites à partir de données corrigées en diffusé par la méthode API sont comparées à celles reconstruites à partir de données corrigées par une méthode de référence (la méthode des beam stops) pour différentes valeurs de σ_o . La valeur de σ_o choisie minimise l'écart quadratique entre les deux images reconstruites. Le σ_o ajusté sur ce fantôme est représentatif du σ_o correspondant à des acquisitions du fantôme anthropomorphique dans la même géométrie (mêmes distances source-objet et objet-capteur). Ce fantôme a des contrastes entre les régions pleines et les régions creuses (correspondant aux cylindres d'air) représentatifs des contrastes entre la zone médiastinale et les poumons sur le thorax.

Les différentes étapes de la méthode API sont regroupées dans la figure 5.4.

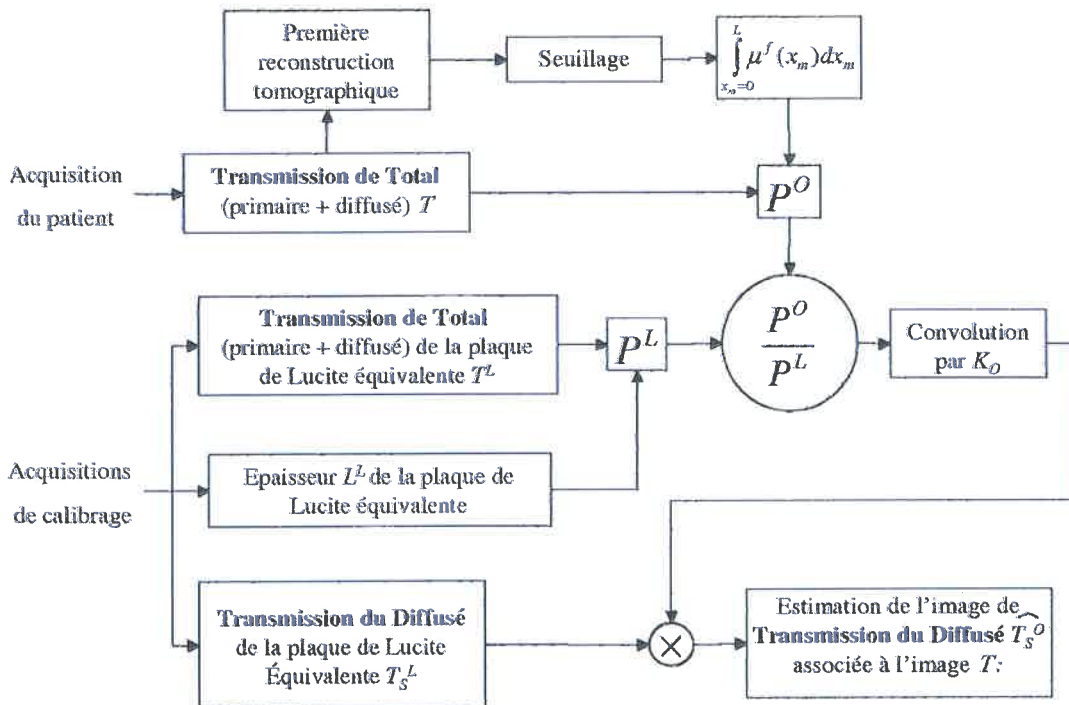


FIG. 5.4 – Implémentation de l'algorithme de correction du diffusé sur les images de transmission. Les potentiels de diffusion du premier ordre de l'objet examiné P^O et de l'objet de calibration P^L sont déterminés suivant l'équation 5.13. La fonction de déformation est construite en convoluant la rapport des potentiels par K_O . Le diffusé calibré T_s^L est enfin multiplié par la fonction de déformation pour obtenir une estimation T_s^O du diffusé associé à la projection tomographique courante T .

5.2.6 Conclusion

Nous avons développé un modèle théorique qui décrit le diffusé du premier ordre pour construire une méthode d'estimation du diffusé basée sur la déformation d'images de diffusé d'objets de calibrage homogènes en lucite en s'appuyant sur le modèle théorique. Par rapport à la méthode développée en radiographie, ce modèle permet de prendre en compte la cartographie 3D de coefficients de sections efficaces de diffusion de l'objet examiné.

Rappelons que ce modèle théorique a été construit au prix de certaines hypothèses et approximations, que nous allons discuter :

- approximation d'un spectre incident sur l'objet examiné monochromatique à l'énergie moyenne du spectre réel, à savoir 82 keV. Il est possible de généraliser l'approche API au polychromatique en raisonnant par canal d'énergie.
- hypothèse selon laquelle l'énergie des photons diffusés détectés varie peu au cours de la diffusion. Pour la diffusion Rayleigh (élastique), cette hypothèse est toujours vérifiée. Pour la diffusion Compton (inélastique), cette hypothèse est réaliste aux petits angles de diffusion. Pour un photon incident à l'énergie E , l'énergie E' du photon après diffusion est donnée par l'équation suivante :

$$E' = E \frac{1}{1 + \frac{E}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (5.20)$$

$m_0 c^2$ est l'énergie de masse d'un électron, égale à 511 keV. Pour avoir un ordre de grandeur, considérons un photon qui diffuse au centre de l'objet. L'angle maximal de diffusion pour qu'il atteigne le capteur est de 37 degrés au vu de la géométrie du banc expérimental décrite dans la partie 2.1. S'il est à l'énergie moyenne du spectre d'émission de la source E (82 keV), l'énergie E' du photon après diffusion est d'après l'équation précédente : $E' = 79$ keV. Ceci correspond à une variation relative de l'énergie de 4 %.

- hypothèse selon laquelle le rapport du diffusé sur le diffusé du premier ordre varie peu sur une projection tomographique et varie peu entre une zone de tissu mou et une plaque de lucite qui ont la même atténuation. Ces hypothèses seront vérifiées par simulation dans le paragraphe 5.4.1.
- hypothèse d'une répartition spatiale homogène du diffusé entre les différents segments d'un objet. Cette hypothèse a été prise pour des raisons de simplicité de calcul. Une perspective d'amélioration de la méthode étant de considérer la variation spatiale du noyau de convolution σ_o , il est possible d'envisager, par exemple, une convolution par zones.
- hypothèse selon laquelle le rapport diffusé sur primaire varie peu entre la plaque de lucite de référence et la projection tomographique considérée. Cette hypothèse est justifiée par le fait que les rapports de la section efficace de diffusion sur la section efficace totale d'interaction des tissus mous et de la lucite sont très proches. D'après les données du rapport ICRU 44 [10], ce rapport vaut 94,5 % pour la lucite, 95,0 % pour les tissus adipeux et 92,3 % pour les muscles du squelette à 80 keV.
- approximation de la longueur traversée par un photon dans l'objet après diffusion par celle des photons diffusés à petits angle.

Par la suite, nous allons présenter une amélioration de la méthode qui permet de s'affranchir de la dernière approximation.

5.3 Modélisation d'un facteur de forme

5.3.1 Problématique et objectif

Le potentiel de diffusion d'un segment est défini comme la totalité du rayonnement diffusé par le segment qui atteint le plan du capteur. Il est modélisé par la fonction suivante :

$$\frac{\phi_P}{\phi_0} \times \int_{x_m=0}^L \mu^f(x_m) dx_m \quad (5.21)$$

Rappelons que ce potentiel prend en compte (cf. figure 5.3) :

- l'atténuation du flux de photons avant diffusion,
- la section efficace de diffusion en fonction de l'angle de diffusion,
- l'atténuation du flux de photons diffusés après interaction.

Cependant, l'atténuation du diffusé après interaction est calculée en faisant comme si les photons étaient diffusés à petits angles (approximation de l'équation 5.8). L'objectif de cette partie est donc de proposer le calcul d'un facteur de correction de l'erreur commise lors de cette approximation. Ce facteur sera indexé sur la géométrie de l'objet examiné.

5.3.2 Comparaison du potentiel de diffusion API au potentiel calculé numériquement

Nous allons calculer le potentiel de diffusion numériquement dans un cas simple : l'objet est une plaque de lucite de dimension infinie dans le plan du capteur et d'épaisseur constante H ; le segment considéré est un segment orthogonal au plan du capteur (cf. figure 5.5). Nous comparerons les différences entre le potentiel calculé avec l'approximation de la partie précédente (équation 5.13) à celui calculé en relaxant l'approximation d'une atténuation après diffusion égale à celle des photons diffusés à petit angle.

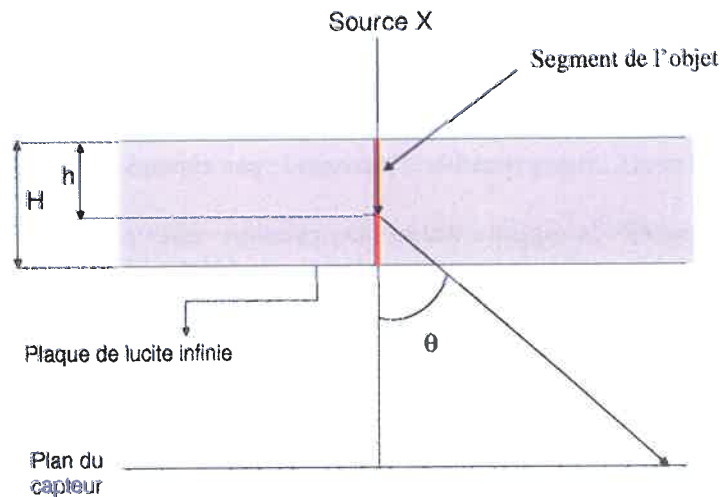


FIG. 5.5 – Diffusé créé en h selon l'angle θ et atteignant le plan du capteur

En reprenant le raisonnement de la partie 5.2.2, le flux $I(h, \theta)$ de photons diffusés en h selon l'angle θ et qui atteint le plan du capteur suit les processus suivants :

- absorption sur une épaisseur h ;
- diffusion en h ;
- absorption sur une épaisseur $\frac{H-h}{\cos\theta}$.

Ce flux s'exprime donc comme le produit des 3 termes suivants :

$$I(h, \theta) = \exp(-\mu(E_m) \times h) \times \frac{d\mu}{d\Omega}(\theta, E_m) \times \exp\left(-\mu(E_m) \times \frac{H-h}{\cos\theta}\right) d\Omega dh$$

où $d\Omega = 2\pi \times \sin\theta d\theta$. E_m est l'énergie moyenne du spectre du rayonnement incident sur le patient. $\frac{d\mu}{d\Omega}(\theta, E)$ est la section efficace différentielle macroscopique linéique de diffusion de la lucite.

Le potentiel de diffusion pour un segment de longueur H s'exprime :

$$P(H) = 2\pi \int_{h=0}^H \int_{\theta=0}^{\pi/2} I(h, \theta) \sin\theta d\theta \quad (5.22)$$

Le potentiel modélisé dans la partie précédente est donné par l'équation 5.13. Pour une plaque de lucite, il s'écrit :

$$P_{approx}(H) = \mu^f(E_m) \times H \times \exp(-\mu(E_m) \times H) \quad (5.23)$$

Le potentiel calculé à partir de l'équation 5.22 et celui donné par le modèle de l'équation 5.23 sont représentés en fonction de l'épaisseur de la plaque de lucite sur la figure 5.6. Les résultats montrent que le potentiel calculé avec l'approximation d'un faible angle de diffusion est sur-estimé par rapport au potentiel calculé sans cette hypothèse. Cependant, lors de la mise en oeuvre de la méthode API, c'est le rapport du potentiel de l'objet examiné sur celui d'une plaque de lucite d'atténuation proche dans une zone de tissu mou qui est évalué. Sur chaque projection tomographique, la donnée importante est la variation relative du potentiel par rapport à sa valeur au niveau de la zone d'indexation faite de tissus mous. Ce qui compte c'est donc la forme de la courbe qui donne le potentiel en fonction de l'atténuation, à un coefficient multiplicatif près. Dans le cas de notre étude sur des plaques de lucite, le potentiel P_{approx} a bien la même forme globale que celui calculé à partir de l'équation 5.22 : il existe dans les deux cas une épaisseur qui maximise le potentiel de diffusion. Cependant, le maximum du potentiel P_{approx} est atteint pour une épaisseur trop importante par rapport à celle correspondant au maximum du potentiel de l'équation 5.22. Ceci est lié à l'approximation à la base du modèle de l'équation 5.23 : la longueur sur laquelle le diffusé est atténué après interaction est sous-estimée dans le cas d'un objet parallélépipédique, ce qui revient à une sur-estimation du potentiel.

L'épaisseur équivalente H_{equiv} est définie comme l'épaisseur de lucite pour laquelle le potentiel API est égal au potentiel réel du segment de longueur H . H_{equiv} est donc une fonction de H et vérifie l'égalité suivante :

$$\mu^f(E_m) \times H_{equiv}(H) \times \exp(-\mu(E_m) \times H_{equiv}(H)) = P(H)$$

La variation du rapport $H_{equiv}(H)/H$ est représentée sur la figure 5.7. L'épaisseur de lucite, prise pour construire le potentiel P_{approx} , est inférieure à l'épaisseur moyenne traversée par un photon diffusé qui atteint le plan du capteur quelle que soit l'épaisseur H . Quand H tend vers l'infini, l'épaisseur équivalente tend vers H .

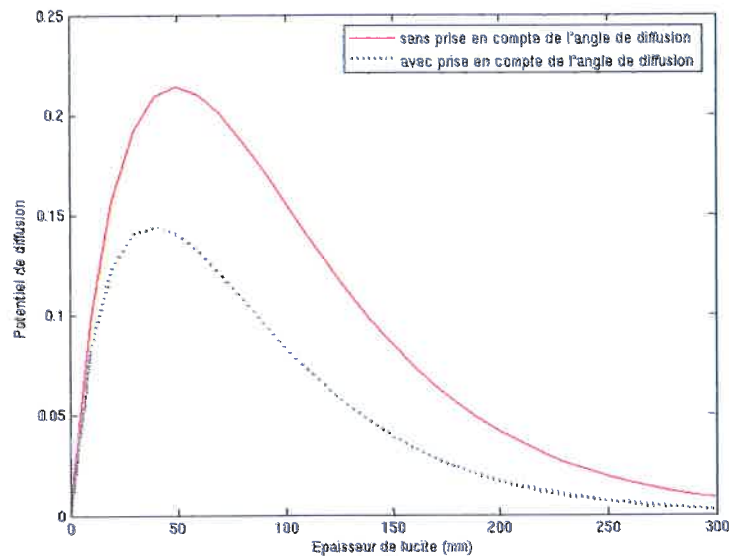


FIG. 5.6 – Comparaison du potentiel P_{approx} à celui calculé numériquement.

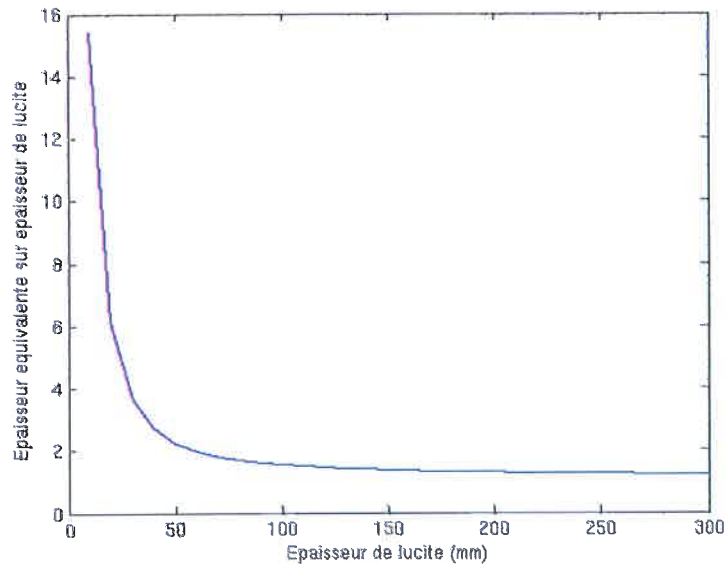


FIG. 5.7 – Rapport de la longueur équivalente du potentiel P_{approx} sur l'épaisseur de la plaque de lucite.

5.3.3 Amélioration du modèle par un facteur géométrique

Afin de corriger les écarts entre le potentiel $P_{approx}(H)$ et le potentiel réel, un coefficient de correction géométrique, défini comme le rapport de $P(H)$ sur $P_{approx}(H)$, est calculé. Ce coefficient, noté C , est représenté sur la figure 5.8.

$$C = \frac{P(H)}{P_{approx}(H)}$$

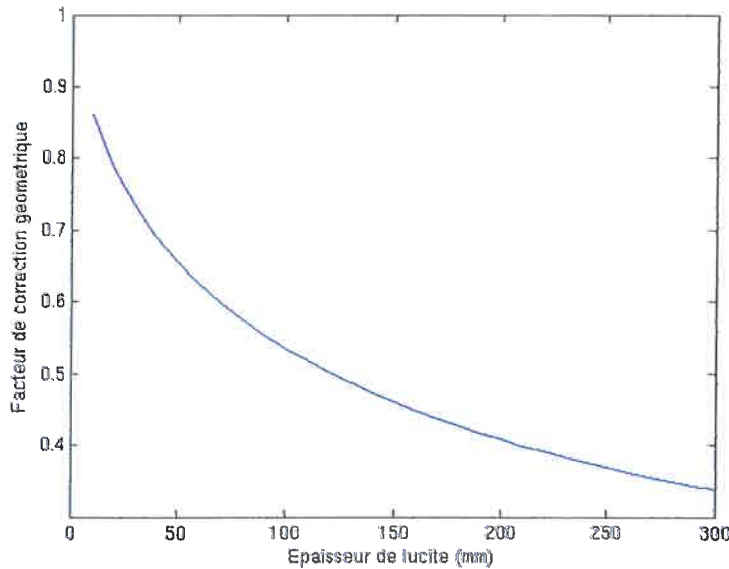


FIG. 5.8 – Facteur de correction du potentiel API en fonction de l'épaisseur de l'objet.

Rappelons que l'évaluation du diffusé est basée sur le rapport des potentiels de l'objet et de la plaque équivalente en chaque pixel du capteur et pour chaque projection tomographique. Ainsi, la valeur absolue du coefficient de correction n'a pas d'importance : seule sa variation en fonction de l'épaisseur de l'objet compte. Le coefficient de correction géométrique est une fonction décroissante de l'épaisseur. Ainsi, pour une projection tomographique, si l'indexation du niveau de diffusé se fait sur une zone de l'objet d'épaisseur importante, alors le potentiel $P_{approx}(H)$ déterminé dans les zones de faible épaisseur sera sous-estimé. finalement, l'évolution de la méthode API proposée pour corriger ce problème est de modifier le potentiel par le coefficient de correction multiplicatif C , qui est indexé sur l'épaisseur de l'objet examiné, notée L :

$$P(L) = C(L) \times \frac{\phi_P}{\phi_0} \times \int_{x_m=0}^L \mu^f(x_m) dx_m \quad (5.24)$$

Rappelons que dans la mise en oeuvre de la méthode API, les images de potentiel P sont calculées pour l'objet examiné et pour les objets de lucite de référence. L'évolution de la méthode par le facteur de correction C a été calibrée pour des objets de lucite parallélépipédiques. Le nouveau potentiel est donc bien adapté aux objets de calibrage. En ce qui concerne l'objet examiné, l'amélioration sera d'autant plus importante qu'il aura une géométrie proche de celle d'un parallélépipède.

5.4 Résultats expérimentaux

5.4.1 Résultats sur le fantôme cylindrique

Le banc de tomographie est présenté dans la partie 2.1. 360 projections sont acquises sur 360 degrés. En raison de la mémoire limitée de l'ordinateur, un regroupement des pixels (binning) de 6×4 a été réalisé pour obtenir des projections tomographiques de 520×250 pixels. Les constantes radiologiques sont 120 kV, 5 mA et 1,4 s. Un filtre de 2 mm d'acier et 2 mm de cuivre est placé en sortie du tube à rayons X afin de limiter l'effet de durcissement de spectre. Le volume reconstruit comprend $450 \times 450 \times 100$ voxels (voxels de $6 \times 6 \times 6$ mm). Les prétraitements des images sont appliqués dans l'ordre défini dans le chapitre 3. Le fantôme cylindrique est présenté dans la partie 2.1.3.

Construction des références

Rappelons que les deux intérêts principaux du fantôme cylindrique sont un contraste entre l'air et la lucite représentatif du thorax, et une description géométrique simple. Grâce à la simplicité de sa description géométrique, des simulations de référence des projections tomographiques sont réalisées avec le logiciel Sindbad [11][33][67][22]. Sindbad est un logiciel qui modélise l'ensemble de la chaîne radiologique [11]; à savoir la source, les interactions entre les rayons X et l'objet tri-dimensionnel, et le capteur [33][67]. Il fournit en sortie des projections tomographiques réalistes. En ce qui concerne l'interaction entre l'objet (modèle CAD ou volume de voxels) et les rayons X, une simulation analytique permet de calculer l'image de transmission du rayonnement primaire en regroupant le flux incident en canaux d'énergies. Ceci est réalisé par un algorithme qui calcule l'atténuation des photons le long de trajectoires rectilignes entre la source et le centre de chaque pixel du capteur. L'objet est décrit par le logiciel de CAD BRL-CAD [62]. Les coefficients d'atténuation sont donnés par le rapport ICRU 44 [10]. Une validation expérimentale du code a été réalisée dans la gamme d'énergies 40-150 keV [22].

Afin d'avoir également des références expérimentales, nous avons adapté la méthode des beam stops à notre banc expérimental, comme illustré sur la figure 5.9. Afin d'obtenir un échantillonnage spatial du diffusé suffisamment précis, huit positions différentes de la grille de beam stops ont été imagées pour chaque angle de vue (suivant quatre translations horizontales et deux translations verticales). Le choix d'un échantillonnage anisotrope a été fait au vu du fait qu'une projection de rayonnement primaire du fantôme cylindrique est quasiment invariante par translation verticale au niveau des cylindres d'air alors qu'elle varie fortement par translation horizontale. Ainsi, la dose globale a été multipliée par neuf par rapport à une simple acquisition. La plaque de beam stops est celle présentée dans la partie 3.4.2. Les plaques de lucite de calibrage sont celles présentées dans la partie 2.1.2.

Évaluation du rapport diffusé sur primaire

Afin de vérifier que le fantôme cylindrique est représentatif d'une structure de thorax en terme de rapport diffusé sur primaire, ce rapport a été quantifié à l'aide de quatre acquisitions :

- deux acquisitions (avec et sans beam stops) du fantôme cylindrique de face,
- deux acquisitions (avec et sans beam stops) antéro-postérieures du fantôme anthropomorphe.

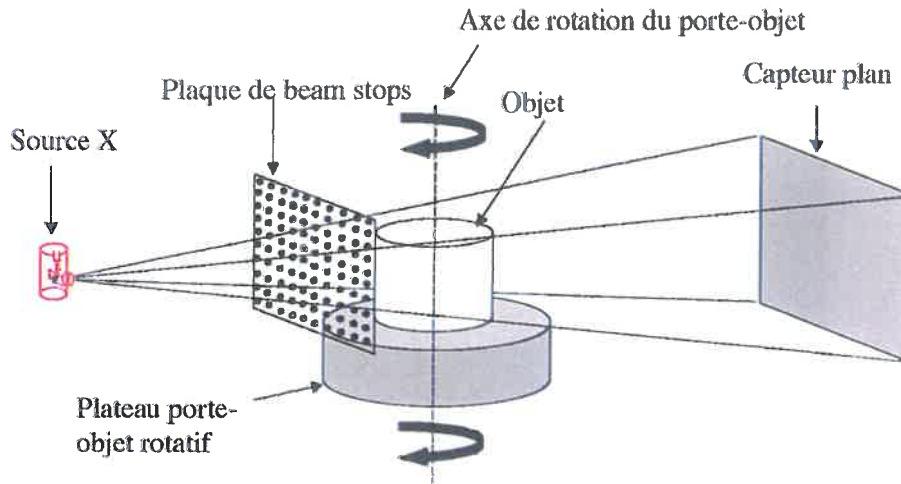


FIG. 5.9 – *Dispositif expérimental de calcul du diffusé associé à chaque projection tomographique par la méthode des beam stops*

Les figures 5.10 et 5.11 représentent les distributions spatiales du rapport diffusé sur primaire dans le plan du capteur pour le fantôme cylindrique et pour le fantôme anthropomorphique respectivement. Dans les deux cas, les valeurs les plus importantes sont obtenues dans la région centrale, avec un rapport qui atteint 5.8 pour le fantôme cylindrique et 4.6 pour l'anthropomorphique. Dans ces conditions, la difficulté de la correction du diffusé est mise en évidence dans la mesure où une petite erreur d'estimation du diffusé conduit à une erreur relative très amplifiée d'estimation du primaire.

Évaluation de l'hypothèse d'un rapport constant du diffusé du premier ordre sur le diffusé total

Afin d'évaluer l'hypothèse d'un rapport constant du diffusé du premier ordre sur le diffusé total, le diffusé du premier ordre et le diffusé total ont été simulés à l'aide du logiciel Sindbad [33] pour une vue de face et une vue de côté du fantôme cylindrique. Les résultats de la figure 5.12 montrent que l'hypothèse proposée est vérifiée : la variation relative de ce rapport est inférieure à quelques % entre le centre du fantôme et ses bords pour les deux vues.

Reconstructions

Quatre reconstructions du fantôme ont été obtenues : sans correction du diffusé, avec correction par la méthode des beam stops, avec correction par la méthode API, et enfin à partir des projections de rayonnement primaire simulées. La figure 5.13 illustre les résultats sur une coupe des images reconstruites. Les profils horizontaux correspondant aux lignes hachurées sur les images reconstruites sont illustrés sur la figure 5.14. Nous avons choisi de représenter des profils qui ne passent pas exactement par le centre du fantôme au vu de la mauvaise qualité de la reconstruction au voisinage de ce centre (point de convergence

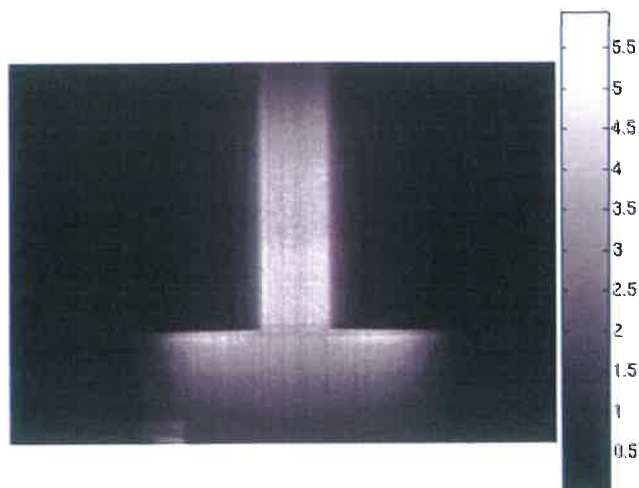


FIG. 5.10 - Rapport du rayonnement diffusé sur le primaire pour une acquisition de face du fantôme cylindrique.



FIG. 5.11 - Rapport du rayonnement diffusé sur le primaire pour une acquisition radiographique antéro-postérieure du fantôme anthropomorphe de thorax.

des directions des rétroprojections). Le diffusé conduit à un artefact de sous-estimation des coefficients d'atténuation linéaire; ou "cupping artefact". Les profils montrent cet artefact et sa disparition quand le diffusé est corrigé sur les projections. Les performances de la méthode API sont comparables à celle des beam stops pour une dose réduite d'un facteur 9.

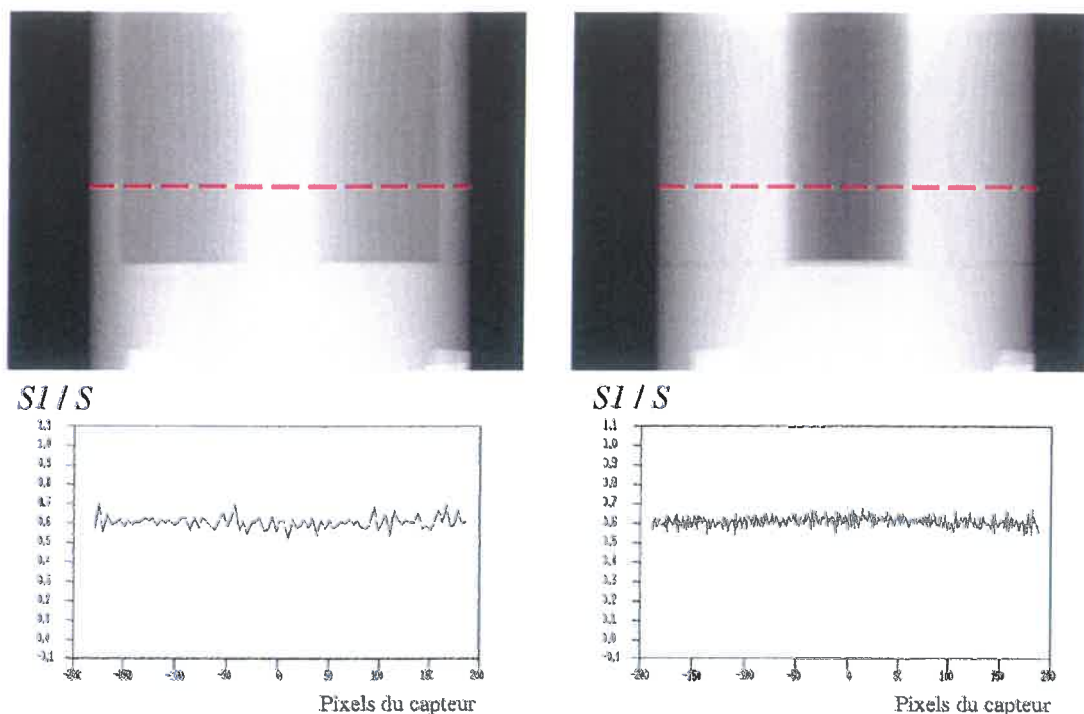


FIG. 5.12 – Images de rayonnement primaire du fantôme cylindrique vu de face (en haut à gauche) et vu de côté (en haut à droite). En bas : rapports du diffusé premier sur le diffusé total $S1/S$ correspondant aux profils (en lignes hachurées) du fantôme cylindrique pour une vue de face (à gauche) et une vue de profil (à droite).

5.4.2 Résultats sur le fantôme anthropomorphique

Le système est le même que celui décrit pour le fantôme cylindrique avec les différences suivantes : on acquiert 720 projections sur 360 degrés. Les constantes radiologiques sont 120 kV, 7 mA et 2,8 s. Le volume reconstruit comprend $900 \times 700 \times 100$ voxels (voxels de $0.4 \times 0.4 \times 0.4$ mm).

Construction des références

L'objectif de cette partie est de valider la méthode API sur un fantôme anthropomorphique. Comme pour le fantôme physique, la méthode des beam stops a été adaptée à notre banc expérimental comme illustré sur la figure 5.9. Huit positions de beam stops différentes ont été imagées (quatre positions par translation suivant la direction horizontale et deux positions par translation verticales pour chaque translation horizontale). Une deuxième référence est donnée par des acquisitions réalisées sur un scanner Philips[®] hélicoidal (système à 4 barrettes, épaisseur de coupe de 1.3 mm, 120 kV). En effet, le flux incident sur le capteur étant collimaté dans une telle géométrie, le diffusé détecté est très faible devant celui détecté sur un capteur plan. De plus, une correction du diffusé résiduel est réalisée par le système, mais nous n'avons pas accès au code, propriété de Philips Medical Systems[®].

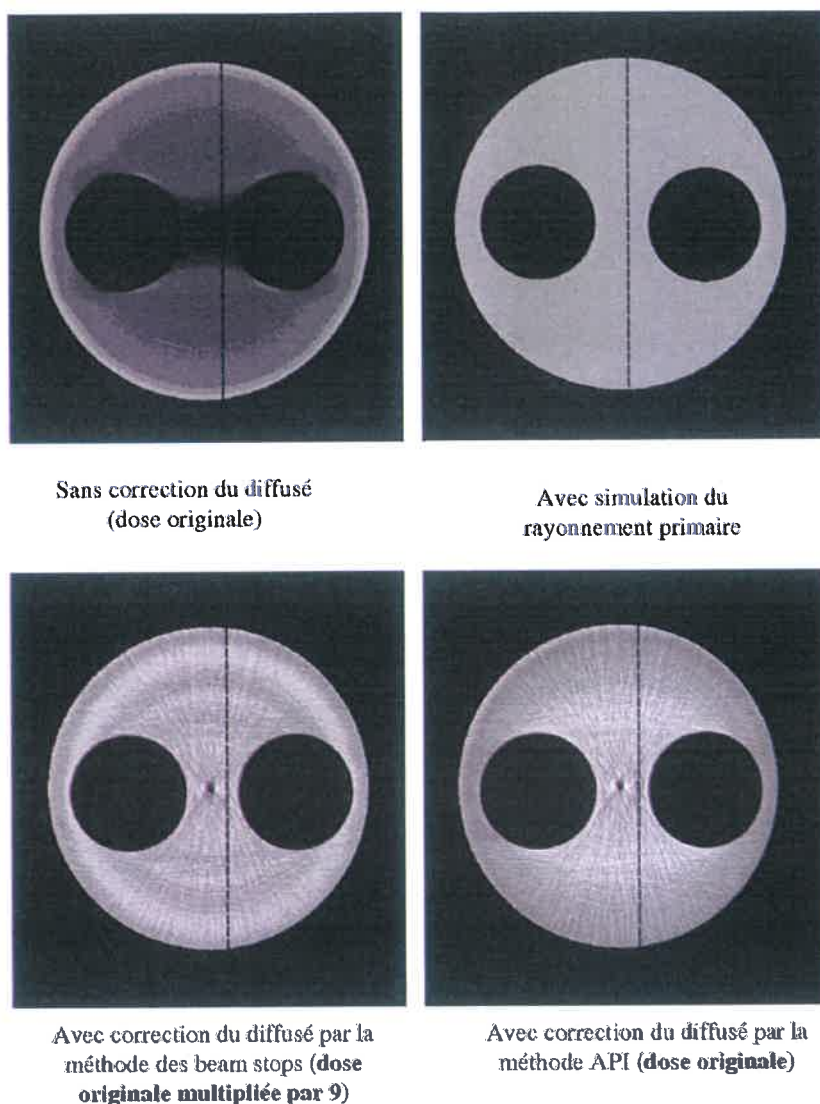


FIG. 5.13 – Reconstructions d'un plan central du fantôme cylindrique avec différentes correction du rayonnement diffusé

Validation expérimentale

Trois reconstructions du fantôme ont été obtenues à partir d'acquisitions avec le capteur plan et en utilisant l'algorithme de reconstruction de Feldkamp [52] : sans correction du diffusé, avec correction par la méthode des beam stops, et avec correction par la méthode API. Enfin, des reconstructions ont été réalisées à partir des acquisitions du scanner Philips[®]. La figure 5.15 montre un même plan reconstruit suivant les différents procédés.

Deux types de profils sont présentés : des profils d'une région à contraste important (présence d'os et de tissus mous), représentés par une ligne verticale noire en haut des images, et des profils d'une région à faible contraste, au niveau du coeur, représentés par une ligne

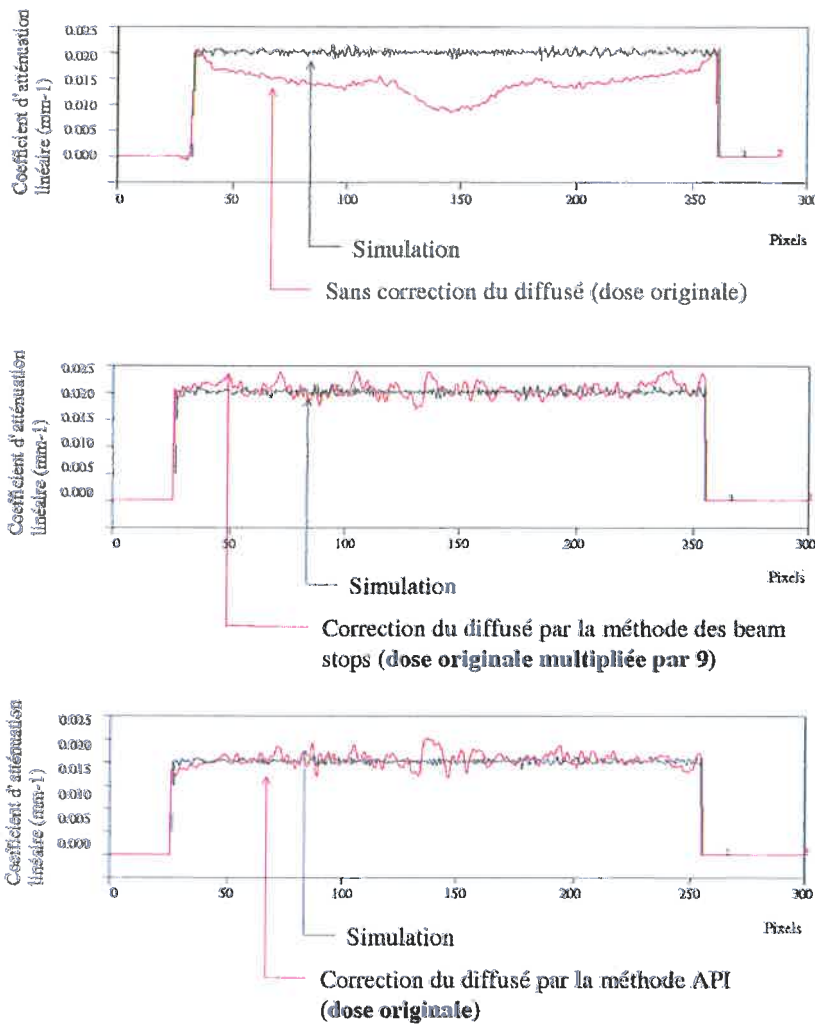


FIG. 5.14 – Profils centraux des différentes reconstructions du fantôme cylindrique (représentés en lignes hachurées sur les images reconstruites)

verticale noire en bas des images. Ces profils sont présentés sur la figure 5.16. Les profils montrent le cupping artefact et sa disparition lorsque le diffusé est corrigé. Afin de quantifier l'amélioration apportée par la correction du diffusé, les profils de (B), (C) et (D) de la figure 5.15 sont comparés à ceux de (A). Δ est définie comme la moyenne de la valeur absolue de la différence entre les profils obtenus avec le capteur plan et ceux obtenus avec le système collimaté.

Type de correction du diffusé	Sans correction	Beam stops	API
Dose	Originale	Originale $\times 9$	Originale
Δ sur la région contraste important	479	64	72
Δ sur la région faible contraste	410	38	79

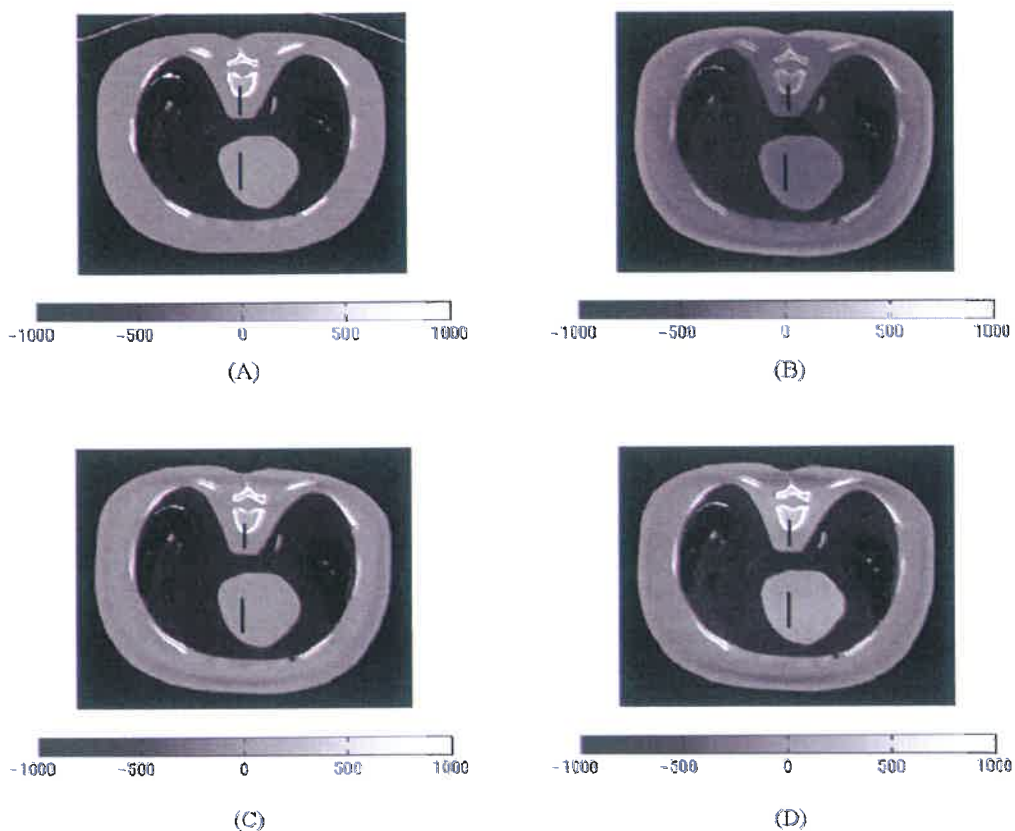


FIG. 5.15 - Images reconstruites du fantôme anthropomorphe. (A) Avec le scanner Philips® (B) Sans correction du diffusé (dose originale). (C) Avec correction du diffusé par la méthode des beam stops (dose originale $\times 9$). (D) Avec correction du diffusé par la méthode API (dose originale).

Les profils montrent l'amélioration des reconstructions quand une correction du diffusé est appliquée, en comparant les résultats obtenus avec un système à géométrie collimatée. L'amélioration obtenue avec la méthode API a le même ordre de grandeur que celle obtenue avec la méthode des beam stops, avec une dose de rayonnements X reçue par le fantôme divisée par un facteur 9.

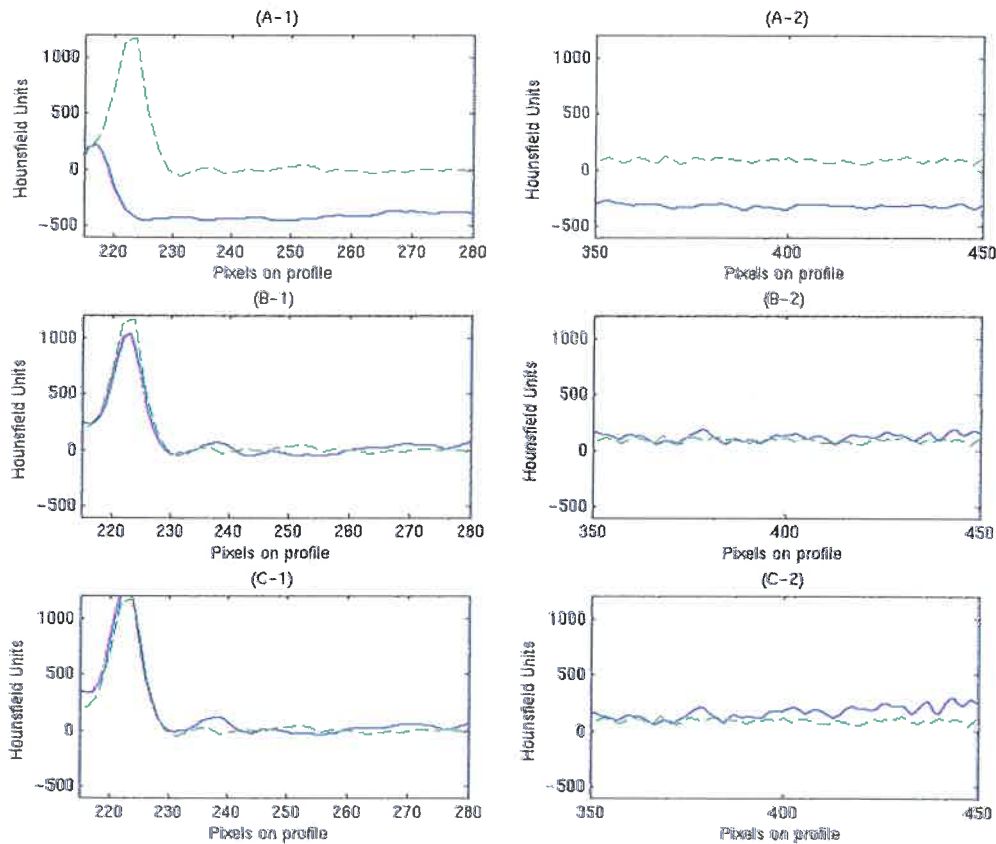


FIG. 5.16 – Profils des images de la figure 5.15. Les profils des reconstructions obtenues avec le capteur plan sont comparés à ceux obtenus avec le scanner Philips[®] (en hachuré). (A-1) Profil sur la région à contraste important sans correction. (A-2) Profil sur la région à faible contraste sans correction. (B-1) Profil sur la région à contraste important avec correction par beam stops. (B-2) Profil sur la région à faible contraste avec correction par beam stops. (C-1) Profil sur la région à contraste important avec correction par API. (C-2) Profil sur la région à faible contraste avec correction par API.

5.5 Bilan

L'approche présentée dans ce chapitre répond à un problème important des systèmes de tomographie avec capteur plan : elle permet de corriger le diffusé à l'aide d'un calibrage de ce dernier et d'un modèle de transformation des données d'acquisition basé sur la modélisation du diffusé premier. Elle assure une bonne adéquation des estimations de diffusé avec les phénomènes mesurés grâce à la phase de calibrage du diffusé. Enfin elle correspond à des temps de calcul réalistes (de l'ordre de quelques minutes de calcul pour une tomographie) et n'implique pas d'augmentation de la dose reçue par le patient.

Les résultats obtenus sur le fantôme cylindrique et sur le fantôme anthropomorphique de

thorax montrent des performances comparables à celles de la méthode des beam stops, avec une dose réduite d'un facteur 9.

Le principe d'utiliser une première reconstruction tomographique pour corriger le diffusé n'est pas nouveau. Zbijewski *et al* [84] ont proposé une méthode itérative basée sur des reconstructions successives et estimations du diffusé par code Monte Carlo à chaque itération. Le principal inconvénient est le temps de calcul très important imposé pour obtenir une bonne statistique photonique. Par rapport à ces méthodes, l'originalité de la notre est de coupler les données d'une première reconstruction 3D avec les données de projection et les données de calibrage pour proposer une estimation analytique des images de diffusé correspondant aux différentes projections tomographiques. Ceci permet d'obtenir des temps de reconstruction réalistes.

Des méthodes basées sur une approche de déconvolution ont été proposées [57]. La nouveauté de notre approche est l'utilisation du 3D pour estimer le diffusé de manière plus précise. Ceci nous a permis d'avoir des estimations du diffusé réalistes à partir d'acquisitions réalisées sans grille anti diffusante, c'est à dire dans un cas où le diffusé est très important.

Notre modèle d'estimation du diffusé premier, donné par l'équation 5.14 est proche du modèle utilisé en radiographie numérique (cf. paragraphe 4.3.5 et annexe 3) mais l'approche API a permis par rapport au modèle proposé en radiographie d'avoir une estimation plus précise du terme qui traduit l'atténuation du diffusé par l'objet examiné et en particulier de relaxer l'hypothèse d'une diffusion à petit angle. En effet, la formule d'estimation du diffusé en radiographie numérique est la suivante :

$$\widetilde{\phi_{S1}^O} = \left(\frac{\phi^O}{\phi_0} \times \ln \left(\frac{\phi_0}{\phi^O} \right) \right) * K \quad (5.25)$$

- le terme en ϕ/ϕ_0 est identique.
- le terme $\ln(\phi_0/\phi)$ peut s'écrire, d'après l'équation d'atténuation de Beer Lambert et en approximant le flux total ϕ par le primaire ϕ_P :

$$\ln \left(\frac{\phi_0}{\phi_P} \right) = \int_{x_m=0}^L \mu_{att}(x_m) dx_m \quad (5.26)$$

où μ_{att} est le coefficient d'atténuation linéaire, somme des sections efficaces de diffusion Compton et Rayleigh, et de la section efficace d'absorption photoélectrique. Par rapport au modèle de l'équation 5.14, la section efficace de diffusion du matériau est approchée par celle d'atténuation.

L'inconvénient majeur des méthodes numériques de correction du diffusé est que seule la composante moyenne du diffusé peut être estimée et corrigée : le bruit supplémentaire apporté par les photons diffusés ne peut pas être corrigé (il est impossible d'avoir accès à une réalisation particulière du bruit photonique). Ainsi, l'utilisation d'une grille anti diffusante présente l'intérêt de stopper physiquement les photons diffusés et de supprimer ainsi leur bruit photonique. Le premier objectif du chapitre suivant sera d'estimer l'intérêt de rajouter une grille anti diffusante à notre système en terme de rejection du diffusé et en terme d'amélioration du rapport signal à bruit. Le deuxième sera d'adapter notre approche de correction du diffusé à un système avec grille anti diffusante.

Chapitre 6

Etude avec une grille antidiffusante

Sommaire

6.1 Objectifs	111
6.2 Analyse de l'apport de la grille	112
6.2.1 Analyse du rapport signal à bruit	112
6.2.2 Analyse de la sensibilité à l'estimation du diffusé	113
6.2.3 Conclusion	113
6.3 Calibrage du diffusé capteur avec grille	115
6.4 Correction du diffusé objet avec grille	116
6.4.1 Ajustement du noyau de convolution sur le fantôme cylindrique	116
6.4.2 Résultats sur le fantôme anthropomorphique	117
6.5 Bilan	121

6.1 Objectifs

Une limitation importante de la méthode API et plus généralement des méthodes de correction du diffusé par estimation est qu'elles ne corrigent pas le bruit supplémentaire apporté par les photons diffusés car seule la valeur moyenne du diffusé est modélisée. Le principal intérêt d'une grille antidiffusante est de réduire à la fois la valeur moyenne du rayonnement diffusé atteignant le capteur et le bruit photonique issu des photons diffusés. Ces deux facteurs permettent *a priori* d'augmenter la qualité des images.

Dans une première partie, nous étudierons l'intérêt de rajouter une grille antidiffusante à notre système en terme de réjection du diffusé et en terme d'amélioration du rapport signal à bruit. Nous proposerons dans une seconde partie une analyse du calibrage du diffusé capteur dans la nouvelle configuration avec grille. Dans la dernière partie, nous présenterons une adaptation de la méthode API sur un système avec grille ainsi que les résultats expérimentaux obtenus sur le fantôme anthropomorphique de thorax.

6.2 Analyse de l'apport de la grille

6.2.1 Analyse du rapport signal à bruit

Afin de déterminer s'il est intéressant d'utiliser une grille antidiffusante pour améliorer le rapport du signal primaire sur le bruit, nous allons étudier ce rapport sur des plaques de lucite de différentes épaisseurs.

Modélisons tout d'abord le bruit sur les mesures de rayonnement incident sur le capteur après conversion et numérisation, notées T . L'écart-type du bruit est la somme quadratique de l'écart-type du bruit photonique σ_P et de celui du bruit électronique σ_E :

$$\sigma^2(T) = \sigma_P^2(T) + \sigma_E^2 \quad (6.1)$$

Nous allons maintenant comparer le rapport du rayonnement primaire sur le bruit entre la configuration avec grille antidiffusante et celle sans. En absence de grille, le rapport du rayonnement primaire P sur le bruit peut s'écrire :

$$PSB_{sg} = \frac{P}{\sqrt{A \times T + \sigma_E^2}} \quad (6.2)$$

A est le facteur de conversion du capteur des photons en niveaux de gris. Il est déterminé dans l'annexe 2.

En présence de grille, le rapport du rayonnement primaire sur le bruit peut s'écrire :

$$PSB_{ag} = \frac{\alpha \times P}{\sqrt{A \times T_g + \sigma_E^2}} \quad (6.3)$$

T_g est le rayonnement total mesuré derrière la grille. α est la transmission du rayonnement primaire par la grille.

Le rapport de PSB_{ag} sur PSB_{sg} vaut :

$$\frac{PSB_{ag}}{PSB_{sg}} = \alpha \times \sqrt{\frac{A \times T + \sigma_E^2}{A \times T_g + \sigma_E^2}} \quad (6.4)$$

Si ce rapport est supérieur à 1, il est intéressant d'utiliser une grille antidiffusante en terme de rapport signal à bruit. La figure 6.1 montre le rapport calculé en prenant la valeur du bruit électronique mesurée. La courbe est globalement proche de 1 mais reste inférieure quelle que soit l'épaisseur. La comparaison de cette courbe à celle tracée en négligeant le bruit électronique permet de montrer l'influence de ce dernier : lorsque l'épaisseur de lucite est importante : il devient plus intéressant d'avoir une grille antidiffusante pour une épaisseur de Lucite supérieure à 150 mm. En effet, le signal mesuré diminue quand l'objet observé devient épais et le bruit électronique cesse donc d'être négligeable devant le bruit photonique pour les épaisseurs importantes.

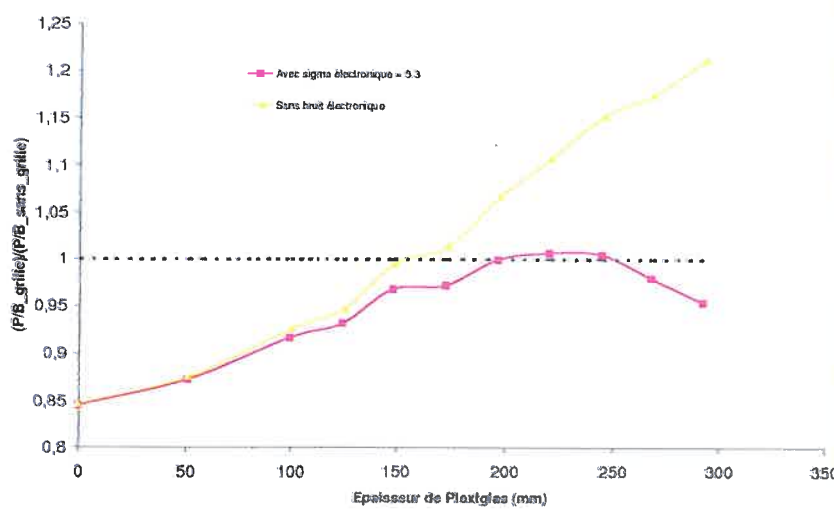


FIG. 6.1 – Rapport du rapport signal sur bruit avec grille sur le rapport signal sur bruit sans grille

6.2.2 Analyse de la sensibilité à l'estimation du diffusé

Supposons que nous commettons une erreur relative de λ dans l'estimation du diffusé :

$$\lambda = \frac{\Delta D}{D} \quad (6.5)$$

Le primaire peut s'écrire :

$$P = T - D \quad (6.6)$$

L'erreur d'estimation du primaire relative vaut donc :

$$\frac{\Delta P}{P} = \lambda \times \frac{D}{P} \quad (6.7)$$

La formule précédente appliquée aux valeurs de primaire et de diffusé obtenues par calibrage pour différentes épaisseurs de lucite permet d'obtenir une erreur relative sur l'estimation du primaire en fonction de l'épaisseur de lucite. En fixant l'erreur d'estimation du diffusé à 20 %, les courbes de la figure 6.2 montrent l'erreur relative d'estimation du primaire dans les deux configurations : avec grille antidiffusante et sans.

6.2.3 Conclusion

Pour conclure, le choix de la grille antidiffusante est globalement intéressant avec :

- un aspect légèrement négatif : le rapport signal à bruit est légèrement défavorable pour les faibles épaisseurs de lucite (ce qui correspond aux atténuations sur les bords du fantôme de thorax) et quasiment aussi favorable pour les épaisseurs supérieures à 150 mm (ce qui correspond aux atténuations au centre du fantôme de thorax). Remarquons que le rapport diffusé sur primaire est le plus faible aux petites épaisseurs. Ainsi, pour ces épaisseurs, l'aspect négatif de la grille, qui est l'absorption d'une partie du

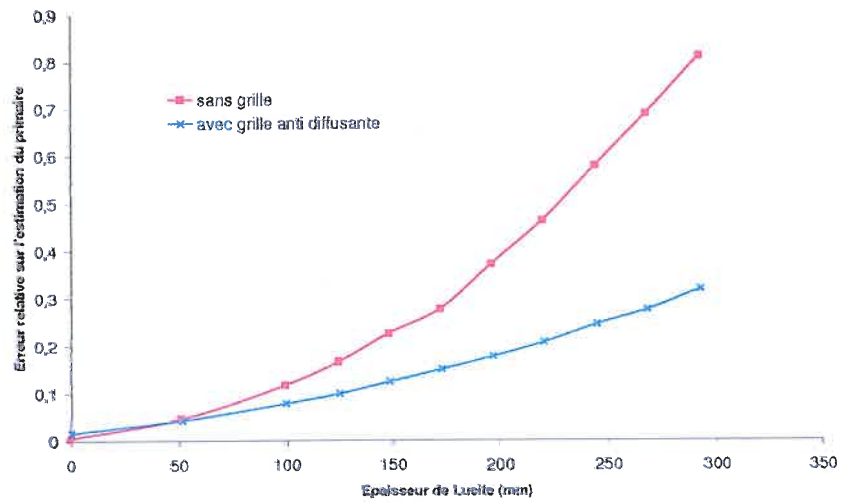


FIG. 6.2 – Erreur relative d'estimation du primaire pour une erreur d'estimation du diffusé de 20 % en fonction de l'épaisseur des plaques de lucite sur deux systèmes : avec et sans grille antidiffusante

rayonnement primaire, prend "le dessus" sur l'aspect positif, qui est l'absorption d'une grande partie du diffusé.

- un aspect très positif : la sensibilité à l'estimation du diffusé est beaucoup plus faible avec la grille car le rapport diffusé sur primaire est plus faible. Ainsi, pour une même erreur d'estimation du diffusé de 20%, l'erreur relative résultante sur le primaire sera de 28% avec grille contre 54% sans pour une plaque de lucite de 250 mm. De plus, l'erreur d'estimation du diffusé sera certainement plus faible avec la grille, car les hypothèses physiques de la méthode API sont mieux vérifiées (rapport des flux de rayonnement total approximé par le rapport des flux de rayonnement primaire).

6.3 Calibrage du diffusé capteur avec grille

Le diffusé capteur peut être considéré comme intrinsèque au capteur et ne dépend donc pas théoriquement de l'objet imagé. La grille antidiffusante étant, elle aussi un objet imagé, les paramètres décrivant le diffusé capteur, à savoir son niveau C et son écart-type σ , définis précisément dans le paragraphe 3.4.2, doivent être indépendants de la présence ou non d'une grille. Il ne semble donc pas nécessaire de réaliser un nouveau calibrage du diffusé capteur du fait du rajout de la grille antidiffusante.

Remarquons que la méthode de caractérisation du diffusé capteur proposée dans la partie 3.4 est basée sur l'hypothèse selon laquelle le rayonnement afocal mesuré dans l'ombre d'un beam stops est négligeable. En pratique, pour une taille de beam stops donnée, le rayonnement afocal mesuré au centre de son ombre est d'autant plus important que ce dernier est proche de la source (dans le cas limite où le beam stops est collé au capteur, le rayonnement afocal mesuré dans son ombre est rigoureusement nul). Afin de vérifier l'hypothèse d'un rayonnement afocal négligeable dans un cas particulier, le calibrage du diffusé capteur a été réalisé avec deux positions de beam stops différentes de celles utilisées dans la partie 3.4. Les deux nouvelles positions des beam stops sont à des distances du capteur de 1600 mm et 650 mm (au lieu de 650 mm et 0 mm pour le calibrage sur le système sans grille antidiffusante). Les valeurs de σ et C sont réunies dans le tableau 6.1. Elles montrent que l'influence du rayonnement afocal sur la détermination des paramètres du diffusé capteur est très faible ce qui justifie l'hypothèse d'un rayonnement afocal négligeable. Remarquons que la mesure de rayonnement afocal dans l'ombre des beam stops dépend également de la dimension des beam stops et que cette hypothèse n'est pas *a priori* valable si cette dimension est changée.

Configuration	Sans grille	Avec grille
σ	9.53 mm	9.83 mm
C	0.955	0.959

TAB. 6.1 – Détermination des paramètres du diffusé capteur dans deux configurations différentes

6.4 Correction du diffusé objet avec grille

6.4.1 Ajustement du noyau de convolution sur le fantôme cylindrique

Afin d'appliquer la méthode API au fantôme de thorax anthropomorphique, il faut préalablement adapter la méthode API au système avec grille. Alors que la répartition du diffusé est modélisée par une gaussienne à symétrie de révolution sur le système sans grille antidiffusante, cette répartition est anisotropique sur un système avec grille antidiffusante.

- dans le sens des lames, le diffusé se répartit suivant une gaussienne d'écart-type égal à celui déterminé sur le système sans grille antidiffusante.
- dans le sens perpendiculaire aux lames, le diffusé a une répartition beaucoup moins étendue.

Suivant l'hypothèse d'une répartition gaussienne et anisotropique, le noyau de distribution du diffusé est déterminé par l'expression suivante :

$$K_D(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \times e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}} \times e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}} \quad (6.8)$$

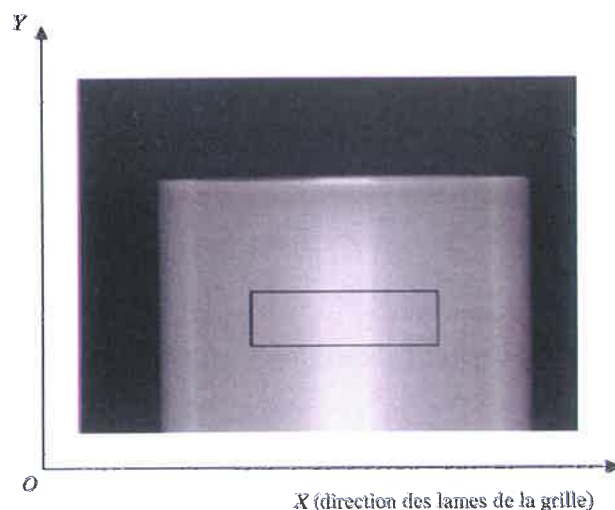


FIG. 6.3 –

Dans notre application, la grille est horizontale (parallèle à l'axe X , comme montré sur la figure 6.3). σ_x est donc pris égal au σ_O déterminé sur le système sans grille antidiffusante. σ_y est ajusté en comparant la différence moyenne entre le diffusé donné par la méthode API et celui estimé par la méthode des beam stops sur une zone centrale du fantôme cylindrique (représentée par un rectangle noir sur la figure 6.3). L'erreur relative d'estimation du diffusé en fonction de la valeur de σ_y est représentée sur la figure 6.4. Nous pouvons remarquer que la méthode est très peu sensible à la variation de σ_y sur la gamme 0-25 mm. La valeur de σ_y choisie, qui minimise l'erreur, est de 5 mm.

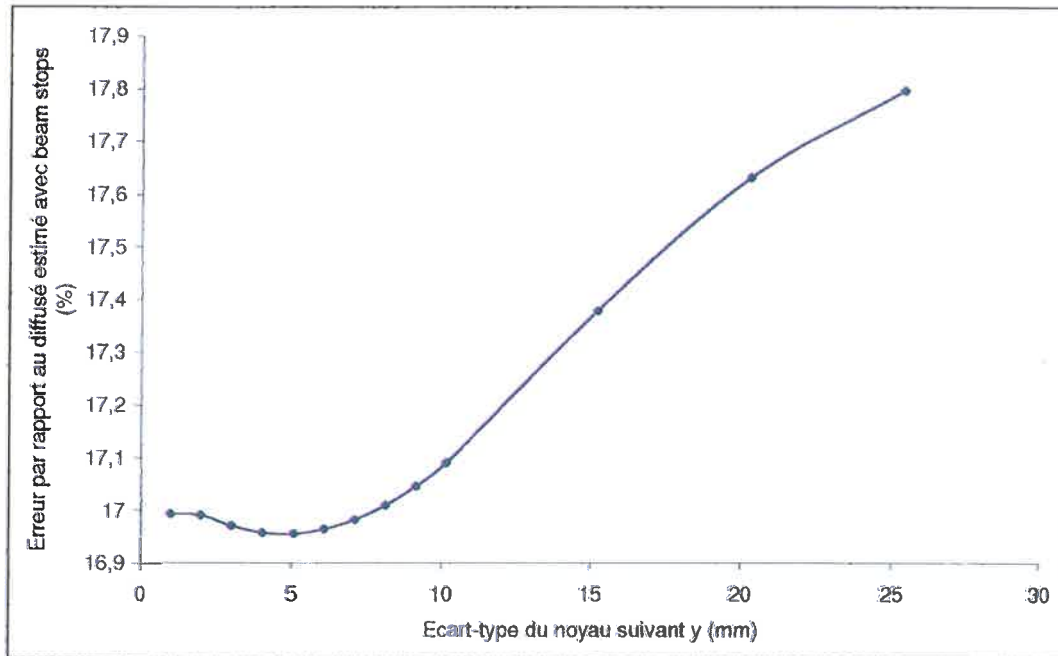


FIG. 6.4 – Erreur relative d'estimation du diffusé par la méthode API par rapport au diffusé estimé par beam stops sur une zone centrale du fantôme cylindrique en fonction de σ_y

6.4.2 Résultats sur le fantôme anthropomorphique

La méthode API est appliquée au fantôme anthropomorphique. Les résultats avec correction par beam stops ne sont pas fournis ici pour la raison suivante : en réalisant 4 acquisitions du fantôme avec les beam stops suivant deux translations horizontales et deux translations verticales de ces derniers (la dose globale reçue par le fantôme est alors augmentée d'un facteur 5), le diffusé est sous-échantillonné par les beam stops. Ceci a été mis en évidence par le fait que sur des vues de côté du fantôme, sur les zones de grands contraste entre le plein flux et la forte atténuation par les tissus mous et la colonne vertébrale, le diffusé estimé est supérieur au rayonnement total (diffusé + primaire) pour certains pixels. Ceci revient à estimer des projections de rayonnement primaire avec un flux négatif sur certains pixels, ce qui rend impossible le calcul des images d'atténuation préalable à la reconstruction tomographique. Dans notre application avec grille antidiffusante, la référence des volumes reconstruits est celui donnée par les acquisitions réalisées sur le scanner multibarettes Philips[®]. Finalement, deux reconstructions du fantôme ont été obtenues à partir d'acquisitions réalisées avec le capteur plan et en utilisant l'algorithme de reconstruction de Feldkamp [52] : sans correction du

diffusé et avec correction par la méthode API. La figure 6.5 montre un même plan reconstruit suivant les différents procédés.

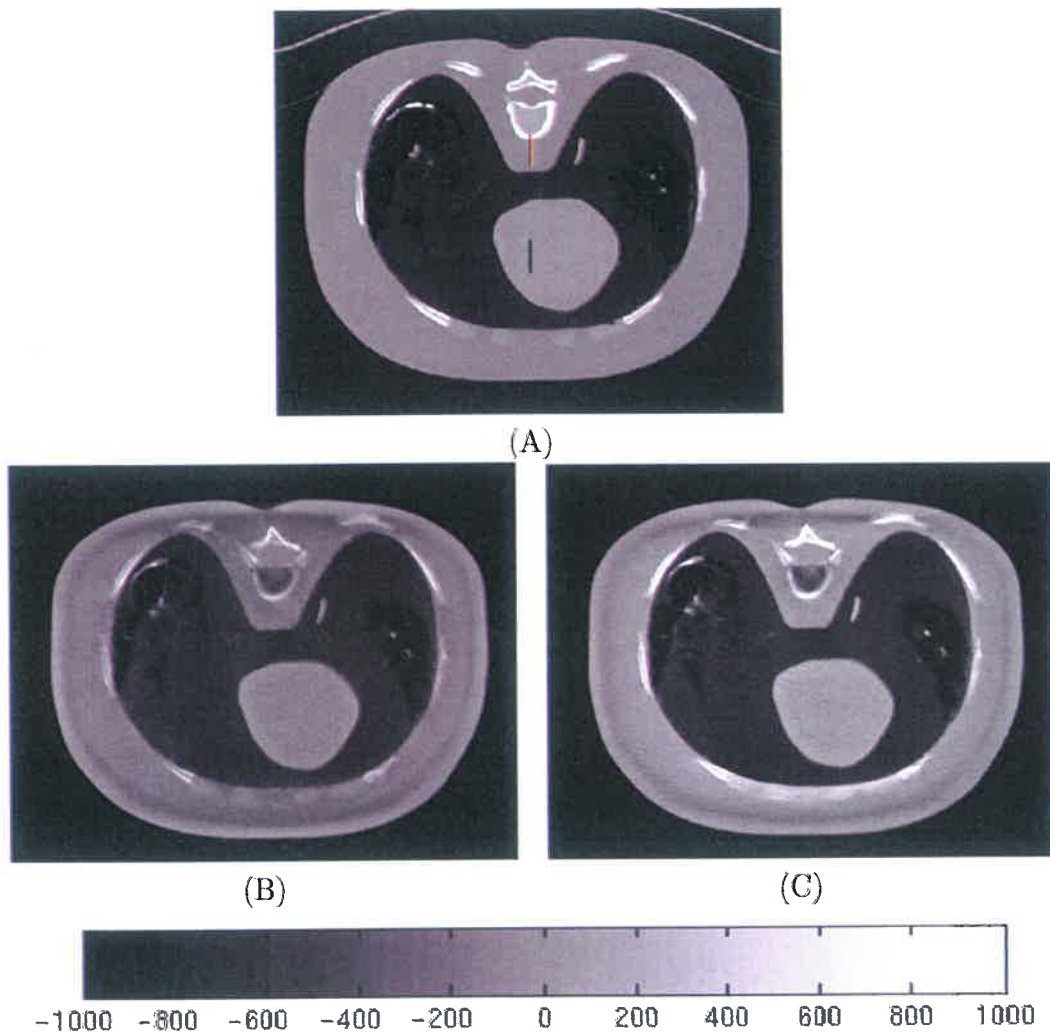


FIG. 6.5 -- Images reconstruites du fantôme anthropomorphique. (A) Avec le scanner Philips® (B) Sans correction du diffusé (*dose originale*). (C) Avec correction du diffusé par la méthode API (*dose originale*)

Deux types de profils vont être présentés : des profils d'une région à contraste important (présence d'os et de tissus mous), qui correspondent à la ligne rouge qui touche la colonne vertébrale sur la reconstruction (A) de la figure 6.5 et des profils d'une région à faible contraste (présence de tissus mous seuls), qui correspondent à la ligne noire dans la zone du coeur sur la reconstruction (A) de la figure 6.5. Ces profils sont présentés sur la figure 6.6. Afin de quantifier l'amélioration apportée par la correction du diffusé, les profils de (B) et (C) de la figure 6.5 sont comparés à ceux de (A).

Sur la région à contraste important, nous définissons le contraste comme la différence

maximale entre les valeurs d'atténuation des tissus mous et celles de l'os, données en unités Hounfield (UH). Les contrastes mesurés pour les différentes reconstructions sont montrés sur le tableau 6.2. Sur la zone de faible contraste (au niveau du coeur), l'erreur moyenne d'estimation de l'atténuation est de l'ordre de 80 UH sans correction du diffusé avec une sous-estimation systématique de l'atténuation. Pour la reconstruction réalisée à partir des projections corrigées en diffusé par la méthode API, l'erreur d'estimation est de l'ordre de 10 UH.

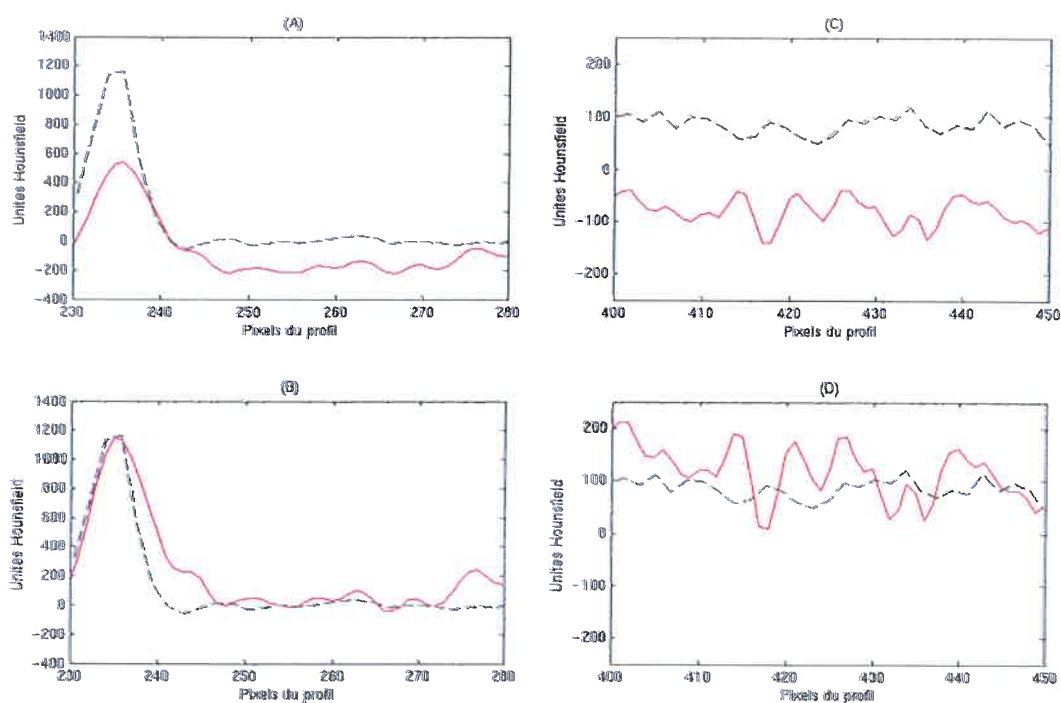


FIG. 6.6 – Profils des images de la figure 6.5. Les profils des reconstructions obtenues avec le capteur plan sont comparés à ceux obtenus avec le scanner Philips[®] (en hachuré). (A) Profil sur la région à contraste important sans correction. (B) Profil sur la région à contraste important avec correction par API. (C) Profil sur la région à faible contraste sans correction. (D) Profil sur la région à faible contraste avec correction par API.

Configuration	Multibarrettes	Sans correction du diffusé	Avec correction API
Atténuation max	1162 UH	532 UH	1136 UH
Atténuation min	-56 UH	-225 UH	-43 UH
Contraste	1218 UH	757 UH	1179 UH

TAB. 6.2 – Variations du contraste entre l'os et les tissus mous sur les images reconstruites.

Afin de quantifier l'influence de la grille sur le rapport signal à bruit des images reconstruites, une zone homogène est définie sur un plan du fantôme anthropomorphique reconstruit après correction du diffusé par la méthode API. Cette zone est représentée par un carré au niveau du coeur sur la figure 6.7. Sur cette même zone, le rapport bruit sur signal (calculé sur les images de coefficients d'atténuation, avant conversion en unités Hounsfield) est de 4.29 % sans la grille contre 4.60 % avec. Ces résultats montrent que la grille est légèrement défavorable en terme de rapport signal sur bruit sur les images reconstruites. Ceci correspond à l'analyse faite dans la première partie de ce chapitre sur des radiographies de plaques de lucite.

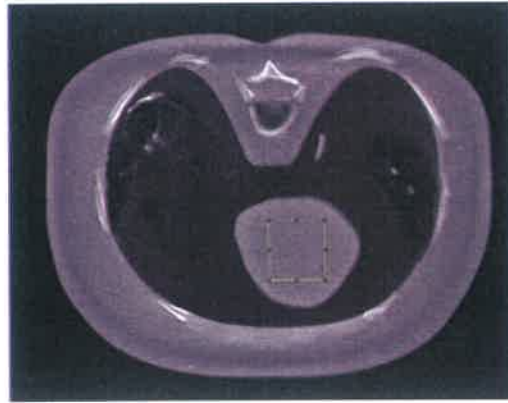


FIG. 6.7 – Image reconstruite du fantôme anthropomorphique avec correction du diffusé par la méthode API. La zone de calcul du rapport bruit sur signal est représentée par un carré jaune au niveau du coeur.

Afin de vérifier l'aspect positif de la grille en terme de réjection du diffusé, le rapport du diffusé sur le primaire a été évalué sur une radiographie de face du fantôme. Comme montré sur la figure 6.8, ce rapport atteint son maximum dans la zone médiastinale, avec une valeur de 1.98, alors qu'il montait jusqu'à 4.6 dans la configuration sans grille antidiffusante sur la même zone.

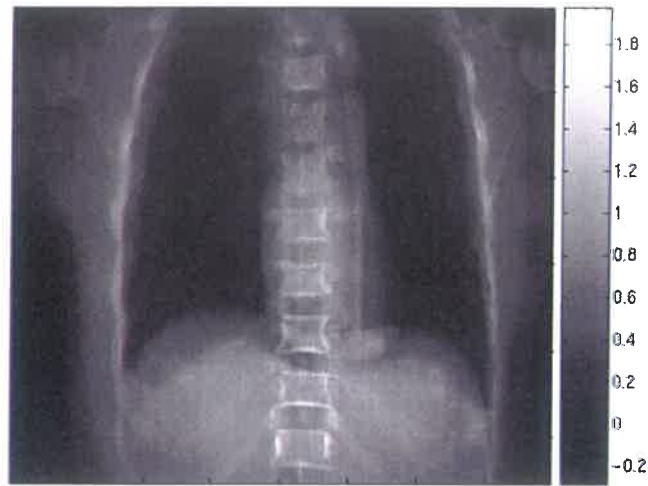


FIG. 6.8 – Rapport du rayonnement diffusé sur le primaire pour une radiographie antéro-postérieure du fantôme anthropomorphe de thorax avec grille antidiffusante.

6.5 Bilan

L'intérêt du rajout de la grille à notre système de tomographie a été évalué à l'aide de mesures de calibrage réalisées sur des plaques de lucite de différentes épaisseurs. Le principal argument retenu en faveur de la grille est qu'elle permet de faire diminuer le rapport du diffusé sur le primaire. Ainsi, une erreur donnée d'estimation du diffusé sur les projections tomographiques a un impact plus faible sur l'image reconstruite dans la configuration avec grille antidiffusante. La méthode API a été adaptée au système avec grille et évaluée sur le fantôme de thorax. Elle montre des performances supérieures à la technique des beam stops, qui sous-échantillonne le diffusé lorsque 4 positions de la grille de beam stops sont imagées pour chaque angle de vue tomographique. Par rapport à la reconstruction réalisée à partir d'une acquisition sans grille antidiffusante, la reconstruction obtenue est légèrement défavorable en terme de rapport signal à bruit.

Conclusions et perspectives

Afin d'améliorer la quantification des coefficients d'atténuation en tomодensitométrie, un protocole d'acquisition assurant la reproductibilité des acquisitions a été déterminé. Des méthodes de prétraitement des données pour corriger les imperfections du capteur ont été proposées. Elles regroupent des prétraitements basiques (correction des pixels en défaut, du noir et du gain) ainsi que la correction de l'écart à la linéarité du capteur et du diffusé capteur. Ces méthodes ont été validées sur un fantôme composé de lucite et d'air et sur un fantôme anthropomorphique de thorax. Une nouvelle méthode de correction du diffusé objet sur les différentes projections tomographiques a été décrite. Elle permet d'estimer le diffusé avec des temps de calcul réalistes, de l'ordre de quelques minutes par acquisition tomographique, et sans augmentation de la dose reçue par le patient. Elle a été validée sur le fantôme anthropomorphique de thorax en comparant les données expérimentales aux données simulées fournies par le logiciel Sindbad et en comparant les reconstructions à celles obtenues à l'aide d'un scanner médical. Enfin, une adaptation de la méthode à un système avec grille antidiffusante a été proposée et validée sur le fantôme de thorax.

Nous avons donc mis en oeuvre un système de tomодensitométrie avec capteur plan, évalué les effets respectifs des imperfections du capteur et du diffusé objet et proposé des méthodes de correction de ces phénomènes en comparant nos méthodes aux images fournies par le logiciel de simulation Sindbad ainsi qu'aux images obtenues sur un scanner médical. Ces méthodes ont été testées sur des fantômes où le diffusé objet est important. Les méthodes proposées aboutissent à une amélioration significative de la quantification des coefficients d'atténuation.

La méthode correction du diffusé objet a été construite au prix de nombreuses approximations physiques. Afin de voir les influences respectives des différentes approximations, il serait intéressant de comparer les images de diffusé estimées par la nouvelle méthode à celles obtenues à l'aide d'un outil de simulation qui modélise le diffusé multiple et le diffusé premier. Le logiciel de simulation Sindbad, développé au CEA-LETI, permet ainsi de réaliser ces différentes simulations. Cependant, les interactions des rayonnements X à l'intérieur de l'objet examiné sont modélisées par un code Monte Carlo pour estimer les images de diffusé, ce qui correspond à des temps de simulation irréalistes pour le système avec grille antidiffusante, au vu des hautes fréquences spatiales d'une grille. Afin de réaliser des simulations du diffusé sur le système avec grille, une méthode de modélisation analytique des grilles antidiffusantes a donc été développée et est proposée en annexe 5 (elle correspond à l'article de la Ref [6] joint en annexe 6). Cette nouvelle méthode, couplée au logiciel Sindbad, permet d'obtenir des images de rayonnement primaire et de diffusé résiduel réalistes par rapport aux données expérimentales sans augmenter les temps de simulation de manière significative lors du rajout d'une grille antidiffusante au système. Ce travail ouvre ainsi une nouvelle perspective,

qui est l'utilisation de la modélisation analytique des grilles pour évaluer les performances de la méthode API sur chaque projection tomographique, en comparant les images de diffusé estimées à celles simulées pour chaque angle de vue.

D'autre part, une limitation importante de la méthodologie développée est le calibrage du diffusé par mesures sur des plaques de lucite de différentes épaisseurs, qui est contraignant en terme de temps de calibrage du système et en terme de manutention. Ainsi, une nouvelle méthode d'interpolation est proposée dans l'annexe 4 afin de diminuer le nombre de mesures nécessaires et donc d'épaisseurs de plaques pour une même précision dans l'évaluation des images de diffusé de référence.

Enfin, une première application de notre méthode de correction du diffusé en Contrôle Non Destructif a été proposée et évaluée sur un fantôme de lucite comportant des inserts métalliques (article de la Ref [2], joint dans l'annexe 9). De futures investigations pourraient montrer son intérêt en terme de temps d'acquisition et de traitement des images sur des objets plus atténuants et la faire évoluer en adaptant par exemple le matériau des plaques de calibrage à une adaptation spécifique.

Troisième partie

ANNEXES

Annexe 1 : Majoration de l'erreur de reproductibilité

L'objectif du protocole d'acquisition est d'avoir une reproductibilité de 1% sur les acquisitions radiographiques et tomographiques. Ceci peut s'écrire :

$$\left| \frac{\phi_C(t_0 + \Delta t_0) - \phi_C(t_0 + \Delta t_0 + \Delta t)}{\phi_C(t_0 + \Delta t_0)} \right| \leq 1\% \quad (6.9)$$

On peut réécrire l'équation précédente :

$$\left| \frac{\phi_R(t_0 + \Delta t_0) - \phi_R(t_0 + \Delta t_0 + \Delta t) + N(t_0 + \Delta t_0) - N(t_0 + \Delta t_0 + \Delta t)}{\phi_R(t_0 + \Delta t_0) + N(t_0 + \Delta t_0) - N(t_0)} \right| \leq 1\% \quad (6.10)$$

Ce qui implique, selon le principe de l'inégalité triangulaire :

$$\left| \frac{\phi_R(t_0 + \Delta t_0) - \phi_R(t_0 + \Delta t_0 + \Delta t)}{\phi_R(t_0 + \Delta t_0) + N(t_0 + \Delta t_0) - N(t_0)} \right| + \left| \frac{N(t_0 + \Delta t_0) - N(t_0 + \Delta t_0 + \Delta t)}{\phi_R(t_0 + \Delta t_0) + N(t_0 + \Delta t_0) - N(t_0)} \right| \leq 1\% \quad (6.11)$$

Or la variation du niveau d'obscurité est très faible devant le niveau de plein flux, donc :

$$|\phi_R(t_0 + \Delta t_0) + N(t_0 + \Delta t_0) - N(t_0)| \simeq |\phi_R(t_0 + \Delta t_0)| \quad (6.12)$$

Soit :

$$\left| \frac{\phi_R(t_0 + \Delta t_0) - \phi_R(t_0 + \Delta t_0 + \Delta t)}{\phi_R(t_0 + \Delta t_0) + N(t_0 + \Delta t_0) - N(t_0)} \right| \simeq \left| \frac{\phi_R(t_0 + \Delta t_0) - \phi_R(t_0 + \Delta t_0 + \Delta t)}{\phi_R(t_0 + \Delta t_0)} \right| \quad (6.13)$$

De la même manière et en utilisant l'argument que le plein flux corrigé en niveau d'obscurité est supérieur au niveau d'obscurité :

$$|\phi_R(t_0 + \Delta t_0) + N(t_0 + \Delta t_0) - N(t_0)| \simeq |\phi_R(t_0 + \Delta t_0)| \geq |N(t_0)| \quad (6.14)$$

Donc :

$$\left| \frac{N(t_0 + \Delta t_0) - N(t_0 + \Delta t_0 + \Delta t)}{\phi_R(t_0 + \Delta t_0) + N(t_0 + \Delta t_0) - N(t_0)} \right| \leq \left| \frac{N(t_0 + \Delta t_0) - N(t_0 + \Delta t_0 + \Delta t)}{N(t_0)} \right| \quad (6.15)$$

L'inégalité de départ sera finalement vérifiée si on vérifie l'inégalité suivante :

$$\left| \frac{\phi_R(t_0 + \Delta t_0) - \phi_R(t_0 + \Delta t_0 + \Delta t)}{\phi_R(t_0 + \Delta t_0)} \right| + \left| \frac{N(t_0) - N(t_0 + \Delta t_0 + \Delta t)}{N(t_0)} \right| \leq 1\% \quad (6.16)$$

Annexe 2 : Facteur de conversion du capteur des photons en niveau de gris

Modélisons tout d'abord le bruit sur les mesures de rayonnement incident sur le capteur après conversion et numérisation, notées T . L'écart-type du bruit est la somme quadratique de l'écart-type du bruit photonique σ_P et de celui du bruit électronique σ_E :

$$\sigma^2(T) = \sigma_P^2(T) + \sigma_E^2(T) \quad (6.17)$$

Pour calculer le bruit photonique, faisons l'approximation de la monochromaticité : on considère que les photons incidents sont tous à l'énergie moyenne du spectre, notée E_m . T peut s'écrire comme le produit du nombre de photons n à l'énergie E_m incidents sur la face avant du capteur par un coefficient, noté A . A caractérise le nombre de niveaux de gris créés par un photon incident.

$$T = A \times n \quad (6.18)$$

n est soumis au bruit photonique, qui est supposé poissonien. En notant σ l'écart-type d'une variable aléatoire et E son espérance, on a :

$$\sigma_P(n) = \sqrt{E(n)} \quad (6.19)$$

D'après l'équation 6.18, on en déduit :

$$\sigma_P^2(T) = A \times E(T) \quad (6.20)$$

On mesure l'écart-type du bruit photonique sur 10 réalisations de T dans différentes configurations : avec et sans grille anti diffusante, avec et sans objet atténuant (150 mm de Lucite). La courbe représentant σ^2 en fonction de T est représentée sur la figure 6.9. Le bruit électronique est mesuré sur des acquisitions de niveau d'obscurité, il correspond au point $T = 0$. On calcule $\sigma_E = 5.3$, ce qui correspond aux promesses du constructeur ($\sigma_E = 5$). On effectue une régression linéaire sur les mesures en forçant la droite à passer par le point $\sigma(0) = \sigma_E$. On obtient ainsi A , qui est le coefficient directeur de la droite :

$A = 0.3029$: il faut environ 3 photons incidents pour incrémenter la mesure du capteur d'un niveau de gris.

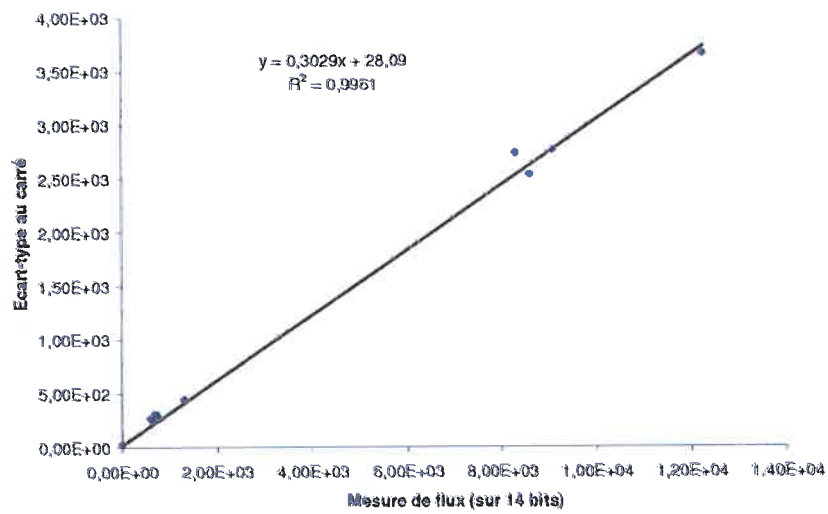


FIG. 6.9 -

Annexe 3 : Estimation du diffusé en radiographie numérique

La méthode d'estimation du diffusé en radiographie numérique à partir du flux incident de photons, noté ϕ_0 , et du flux primaire, noté ϕ_P , utilise la propriété suivante : le flux diffusé est proportionnel à la fonctionnelle suivante :

$$F = \phi_P \times \ln \left(\frac{\phi_0}{\phi_P} \right) \quad (6.21)$$

Les hypothèses à la base de la propriété précédente sont les suivantes :

- l'image de diffusé est proportionnelle à l'image de diffusé premier à petit angle.
- l'objet examiné se comporte comme un objet qui a une composition homogène le long des trajectoires des photons primaires. Les coefficients d'atténuation le long de ces trajectoires sont égales au coefficient d'atténuation moyen suivant ces mêmes trajectoires pour l'objet examiné.

Au voisinage d'un angle de diffusion $\theta = 0$, la section efficace de diffusion de Klein-Nishina peut s'écrire au premier ordre en θ :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_O^2 + o(\theta^2) \quad (6.22)$$

On considère une colonne du matériau irradié et on l'assimile à un matériau homogène de coefficient d'atténuation μ . On note $\phi_S(M)$ la contribution au flux mesuré qui diffuse en un point M de l'objet irradié. $av(M)$ et $ap(M)$ sont les trajets parcourus par les photons diffusés en M respectivement après et avant diffusion. D'après la loi d'atténuation de Beer-Lambert :

$$\phi_S(M) = \phi_0 \times e^{-\mu av(M)} \times r_O^2 \times e^{-\mu ap(M)} \quad (6.23)$$

Soit :

$$\phi_S(M) = r_O^2 \times \phi_P \quad (6.24)$$

Le diffusé généré par la colonne est calculé en intégrant $\phi_S(M)$ sur toute la colonne :

$$\phi_S = \int_l \phi_P dl = r_O^2 \times l \times \phi_P \quad (6.25)$$

D'autre part, en inversant l'équation de Beer-Lambert, on obtient :

$$l = \mu \times \ln \left(\frac{\phi_0}{\phi_P} \right) \quad (6.26)$$

Les équations 6.25 et 6.27 permettent donc de démontrer l'hypothèse de départ :

$$\phi_S = \mu \times r_O^2 \times \phi_P \times \ln \left(\frac{\phi_0}{\phi_P} \right) \quad (6.27)$$

Annexe 4 : Amélioration des interpolations

Méthode

Dans le paragraphe 5.2.4, une méthode a été proposée pour associer à la mesure en chaque pixel du capteur sur les projections tomographiques une épaisseur équivalente de lucite et un diffusé équivalent. C'est l'étape de calibrage et indexation de la méthode API. Ceci est réalisé par interpolation linéaire entre des données calibrées à partir de plaques de lucite, à savoir leurs épaisseurs et les images de rayonnement diffusé associées. L'objectif de l'étude qui suit est de proposer des formules d'interpolation plus précises que l'interpolation linéaire choisie par défaut. Nous nous baserons sur des modèles physiques qui relient entre elles les variations du rayonnement diffusé, du rayonnement total et de l'épaisseur traversée de matériau. Les coefficients d'interpolation β sont calculés comme proposé dans le paragraphe 5.2.4 :

$$\beta = \frac{\overline{\phi^L(i)} - \bar{\phi}}{\overline{\phi^L(i)} - \overline{\phi^L(i+1)}}$$

i et $i + 1$ sont les indices des plaques de lucite d'épaisseurs consécutives pour lesquelles les moyennes sur une ROI des mesures de rayonnement total, $\overline{\phi^L(i)}$ et $\overline{\phi^L(i+1)}$, encadrent la mesure de rayonnement total $\bar{\phi}$ de l'objet examiné sur la même ROI.

Calcul de la nappe de diffusé

Modèle physique

La méthode de correction du diffusé en radiographie numérique développée au CEA LETI [44][1] est basée sur l'hypothèse que le rapport du diffusé d'un objet anatomique sur celui d'une plaque de lucite qui a une atténuation proche sur une zone de tissus mous est proportionnel au rapport des fonctionnelles F données par l'équation :

$$F = G(\phi, \phi_0) * K$$

– La fonction G s'exprime par la relation :

$$G(\phi, \phi_0) = \phi \times \ln\left(\frac{\phi_0}{\phi}\right)$$

ϕ est l'image de flux total (diffusé + primaire) de l'objet étudié et ϕ_0 est l'image de plein flux.

– K est la Point Spread Function (PSF) du diffusé.

En s'inspirant de cette idée, faisons l'hypothèse que le rapport du diffusé ϕ_S sur la fonction $G(\phi, \phi_0)$ varie peu sur la zone d'indexation de tissus mous entre deux épaisseurs d'indexation consécutives. On note ce rapport R :

$$R = \frac{\phi_S}{\phi \times \ln\left(\frac{\phi_0}{\phi}\right)} \quad (6.28)$$

Remarquons que l'interpolation linéaire du diffusé est juste sous l'hypothèse que le rapport du diffusé sur le total varie peu entre deux épaisseurs d'indexation consécutives. On note RL ce rapport :

$$RL = \frac{\phi_S}{\phi}$$

En utilisant les mesures de calibrage du diffusé réalisées à différentes épaisseurs de lucite, R et RL sont représentés en fonction de l'épaisseur dans la figure 6.10. Les résultats montrent l'amélioration apportée par l'hypothèse d'une variation faible de R avec l'épaisseur, par rapport à celle d'une variation faible de RL .

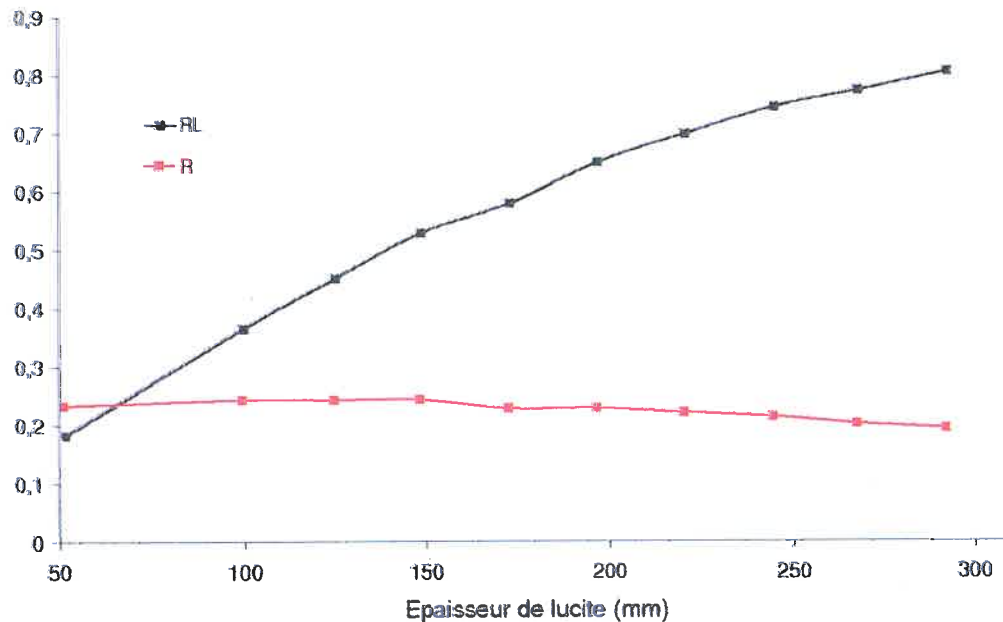


FIG. 6.10 – Variations des rapports R et RL des plaques de lucite en fonction de leur épaisseur.

Formule d'interpolation

En partant de l'expression 6.28, ϕ_S est évalué par la formule suivante :

$$\widehat{\phi}_S = \widehat{R} \times \phi \times \ln \left(\frac{\phi_0}{\phi} \right) \quad (6.29)$$

\widehat{R} est calculé par interpolation linéaire entre les valeurs de R calculées pour les épaisseurs de lucite adjacentes :

$$\widehat{R} = (1 - \beta) \times \frac{\phi_S^L(i)}{\phi^L(i) \times \ln \left(\frac{\phi_0}{\phi^L(i)} \right)} + \beta \times \frac{\phi_S^L(i+1)}{\phi^L(i+1) \times \ln \left(\frac{\phi_0}{\phi^L(i+1)} \right)}$$

Calcul de l'épaisseur équivalente

Modèle physique

Pour le calcul de l'épaisseur équivalente de lucite L , l'approximation d'un flux incident monoénergétique à l'énergie moyenne E_m du spectre réel est réalisée. Ainsi, il existe d'après l'équation d'atténuation de Beer-Lambert un coefficient d'atténuation linéaire moyen μ tel que le flux primaire ϕ_P puisse s'écrire en fonction de L comme :

$$\phi_P = \phi_0 \times e^{-\mu L} \quad (6.30)$$

Formule d'interpolation

En partant de l'expression 6.30, L est évalué par la formule suivante :

$$\widehat{L} = -\frac{1}{\widehat{\mu}} \ln(\phi - \widehat{\phi}_S) \quad (6.31)$$

$\widehat{\mu}$ est calculé par interpolation linéaire entre les valeurs de μ calculées pour les épaisseurs de lucite adjacentes :

$$\widehat{\mu} = (1 - \beta) \left(\frac{-1}{L^i} \right) \ln \left(\frac{\phi_0}{\phi^L(i) - \phi^S(i)} \right) + \beta \left(\frac{-1}{L^{i+1}} \right) \ln \left(\frac{\phi_0}{\phi^L(i+1) - \phi^S(i+1)} \right)$$

Résultats sur les plaques de lucite

En prenant les valeurs de diffusé mesurées pour les différentes plaques de calibrage, le diffusé de chaque épaisseur indexée par i est évalué à partir des diffusés des épaisseurs indexées par $i+1$ et $i-1$ par interpolation linéaire et par la formule d'interpolation de l'équation 6.29. En se basant sur les épaisseurs des plaques de lucite indexées par $i+1$ et $i-1$, l'épaisseur de la plaque à l'indice i est évaluée par interpolation linéaire et par la formule d'interpolation de l'équation 6.31. Les résultats, présentés dans la figure ??, montrent l'erreur relative d'estimation du diffusé et de l'épaisseur de lucite par les deux méthodes d'interpolation pour chaque épaisseur. L'amélioration apportée par les nouvelles formules d'interpolation est sensible : l'erreur relative d'estimation du diffusé est comprise entre 1.3% et 9.9% par interpolation linéaire et entre 0.09% et 2.6% par la nouvelle formule d'interpolation. L'erreur relative d'estimation de l'épaisseur est comprise entre 1.2% et 9.1% par interpolation linéaire et entre 0.13% et 2.3% par la nouvelle formule d'interpolation.

Épaisseur de lucite (mm)	Erreur relative par interpolation linéaire		Erreur relative par interpolation basée sur les modèles physiques	
	Épaisseur $L(i)$	Diffusé $\phi^S(i)$	Épaisseur $L(i)$	Diffusé $\phi^S(i)$
100	9.1	9.9	2.3	1.0
125	3.7	2.8	0.97	0.17
150	1.8	6.3	2.0	2.6
175	3.4	2.1	0.13	1.6
200	1.5	4.0	1.4	1.3
225	1.7	1.3	0.85	0.45
250	1.2	2.2	1.2	1.7
275	1.8	3.5	0.25	0.09

TAB. 6.3 – Erreurs d'estimation de l'épaisseur à l'indice i , $L(i)$, et du diffusé à l'indice i , $\phi^S(i)$, à partir des épaisseurs et des images de diffusé aux indices $i-1$ et $i+1$

Annexe 5 : Simulation des grilles antidiffusantes

6.5.1 Motivations

Des méthodes de détermination des performances des collimateurs basées sur des simulations Monte Carlo avec une description géométrique complète du collimateur ont été proposées [50][73]. Ces dernières sont précises mais les temps de simulation nécessaires pour modéliser l'interaction des rayons X au sein d'une grille antidiffusante par ce type de méthode sont très importants, ce qui est dû principalement aux hautes fréquences spatiales d'une grille (environ 12 paires de lignes par mm).

Nous proposons de décrire analytiquement les effets sur les rayonnements primaire et diffusé d'une grille antidiffusante focalisée (cf. paragraphe 4.2.2). Nous allons présenter comment cette méthode a été développée et intégrée au logiciel Sindbad. Ce dernier modélise toutes les parties d'un système radiographique, incluant la source, l'objet tridimensionnel et le capteur afin de fournir des radiographies réalistes en sortie [33][67]. En ce qui concerne l'interaction avec l'objet (décrit par CAO à l'aide du logiciel BRL-CAD [62] ou par un volume voxelisé), Sindbad utilise trois modes différents.

- Le mode analytique permet de réaliser une image du flux primaire et une image d'atténuation calculées par une boucle sur les pixels et sur les canaux d'énergie. Ceci est réalisé par une technique de "ray-tracing" depuis la source jusqu'au centre de chaque pixel du capteur.
- Le mode Monte Carlo [33] permet de simuler le rayonnement diffusé à l'intérieur de l'objet. Ce dernier couple le logiciel de CAO et de "ray-tracing" BRL-CAD [62] avec EGS-NOVA [36], un code de simulation de transport de radiation Monte Carlo. Une fois que les particules sont émises par la source, le code EGS-NOVA gère leurs parcours et leurs interactions à travers l'objet. La méthode Monte Carlo donne de bons résultats pour les images de flux de rayonnement diffusé mais est très limitée par les temps de simulation [22].
- Le troisième mode, ou mode combinaison, permet d'obtenir des radiographies synthétiques qui combinent les images obtenues à partir des deux simulations, l'une réalisée en mode analytique et l'autre en mode Monte Carlo [34]. Une validation expérimentale du code a été réalisée dans l'intervalle 40-150 keV, en comparant la simulation aux données expérimentales acquises sur un système d'absorptiométrie en bi-énergie équipé d'un capteur plan. Les fantômes utilisés pour la validation sont des plaques de lucite de différentes épaisseurs (13 à 25 cm) et un escalier en PVC comprenant 6 marches dont l'épaisseur varie de 3,2 mm à 16 mm [22].

La méthode proposée est basée sur le calcul "off-line" d'une matrice qui décrit l'effet de la grille. Elle est basée sur un modèle physique où chaque photon incident a une probabilité d'absorption par la grille. Cette probabilité dépend de nombreux paramètres que sont l'énergie du photon incident, ses deux angles d'impact et les coordonnées d'impact sur le capteur. Nous allons montrer qu'il est possible de réduire le nombre de paramètres à deux. Ainsi, la probabilité d'absorption spécifique à une grille donnée est calculée comme une matrice bidimensionnelle.

6.5.2 Modélisation géométrique de la grille

Une grille antidiffusante est composée de lames très absorbantes disposées parallèlement [9]. L'espace séparant les lames est généralement réalisé avec un matériau peu absorbant et l'ensemble est recouvert d'un matériau qui permet de le protéger contre les dommages mécaniques et d'assurer sa rigidité (figure 6.11). Dans une grille focalisée, les plans des différentes lames convergent vers une ligne qui se trouve à la distance focale de la grille, notée f . La réjection du diffusé provenant du patient par la grille est maximale lorsque la distance source-capteur est proche de la distance focale f , la grille étant généralement posée contre le capteur (figure 6.12).

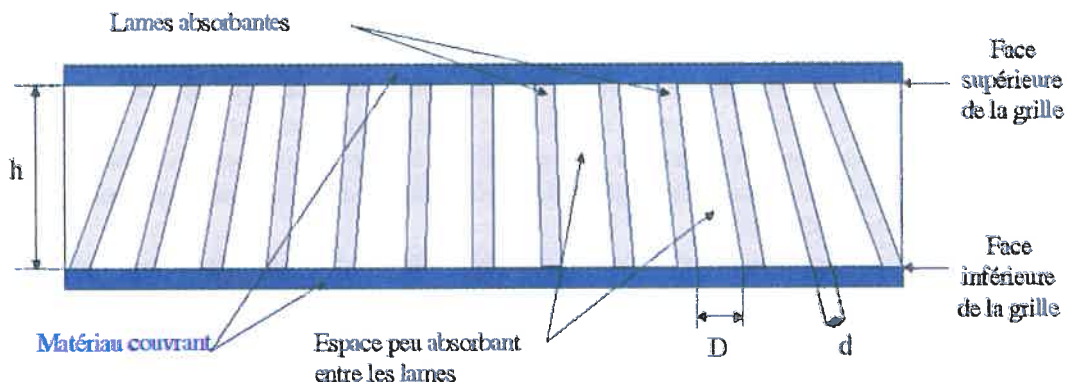


FIG. 6.11 – Les différents matériaux d'une grille antidiffusante

Les lames absorbantes ont une épaisseur d , une hauteur h et sont régulièrement espacées d'une distance D sur la face inférieure de la grille. La hauteur h est constante sur toute la surface de la grille. Le rapport de grille r est défini comme le rapport de h sur D .

Les notations suivantes vont être utilisées : les indices l , h et c représentent les propriétés des espaces peu absorbants entre les lames, des lames absorbantes et du matériel couvrant respectivement. L'angle α_i entre la direction locale de la lame indexée par i , notée $Z_{l,i}$, et la direction normale au plan de la grille, notée Z , est représenté sur la figure 6.13. $N + 1$ est le nombre de lames de la grille et l'indice i varie de $-N/2$ à $N/2$. La lame centrale est donc indexée par $i = 0$ et nous avons pour cette dernière : $\alpha_0 = 0$.

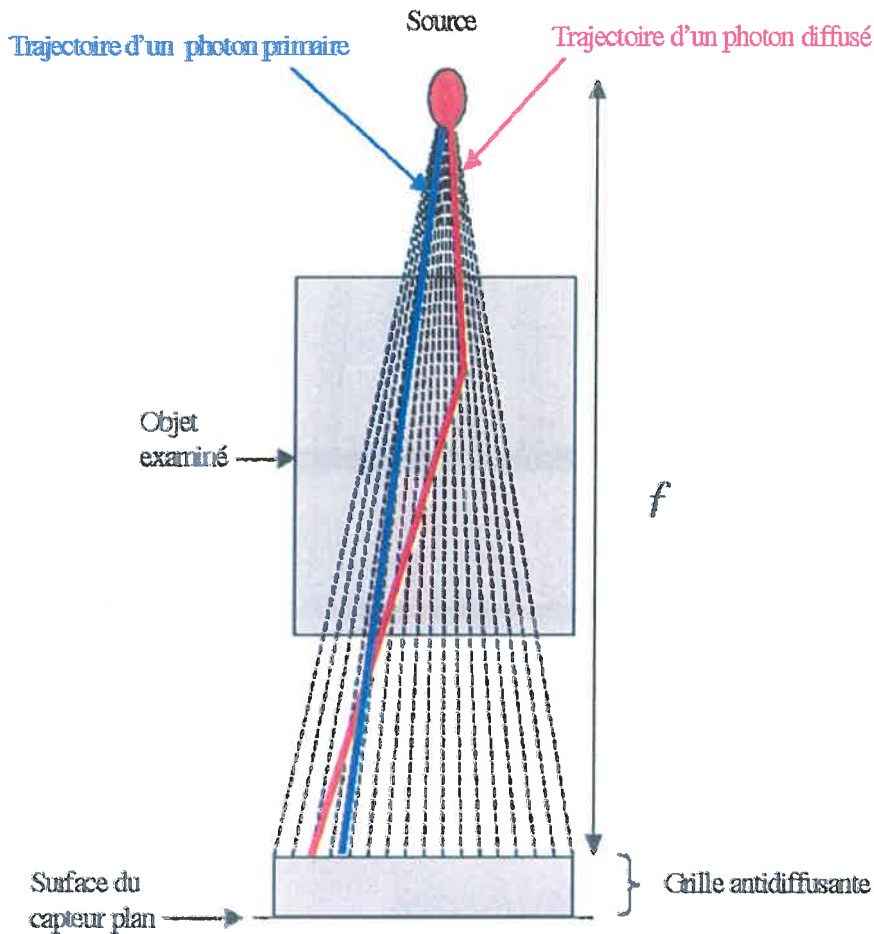


FIG. 6.12 – Schéma de la grille antidiffusante

La première étape de la méthode est de calculer la probabilité pour chaque photon incident de passer à travers la grille. Un photon incident est décrit par ses coordonnées d'impact (x, y) sur le plan de la grille et par ses deux angles d'impact θ_x et θ_y . La trajectoire d'un photon est représentée sur les figures 6.14 et 6.15. I représente le point d'impact du photon sur la grille. θ_x et θ_y sont les angles entre la direction locale de la lame la plus proche de l'impact, notée Z_l , et la direction du photon projetée sur les plans (I, X, Z_l) et (I, Y, Z_l) respectivement. Afin de simplifier les équations et réduire le temps de simulation, les lames sont modélisées par des trapèzes de base d . La figure 6.16 représente les coordonnées des lames 0 et i de la grille dans l'axe (Oxz) .

En suivant le processus de fabrication des grilles du fabricant Smit Röntgen[®] (Netherlands), la forme réelle des lames a été déterminée et schématisée sur la figure 6.17. Des bandes de plomb d'épaisseur constante sont collées entre des bandes de coton à l'aide d'un thermoplast. Ces bandes sont ensuite découpées en lames de l'épaisseur désirée (égale à la hauteur des lamelles). L'approximation au sujet de la géométrie des lames revient à une lé-

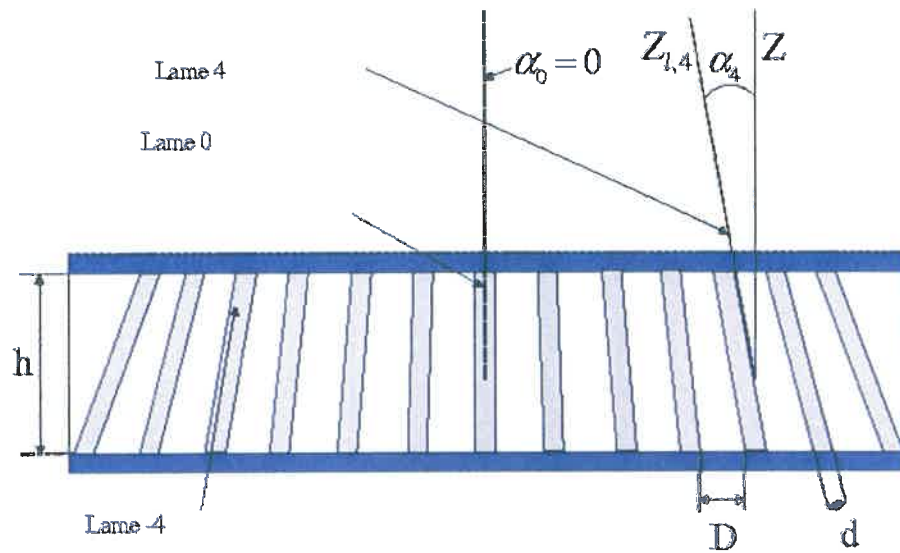


FIG. 6.13 – Paramètres géométriques de la grille

gère différence entre les réelles épaisseurs des lames et celles données par le modèle. Cette approximation sur la géométrie des grilles sera quantifiée dans le prochain paragraphe.

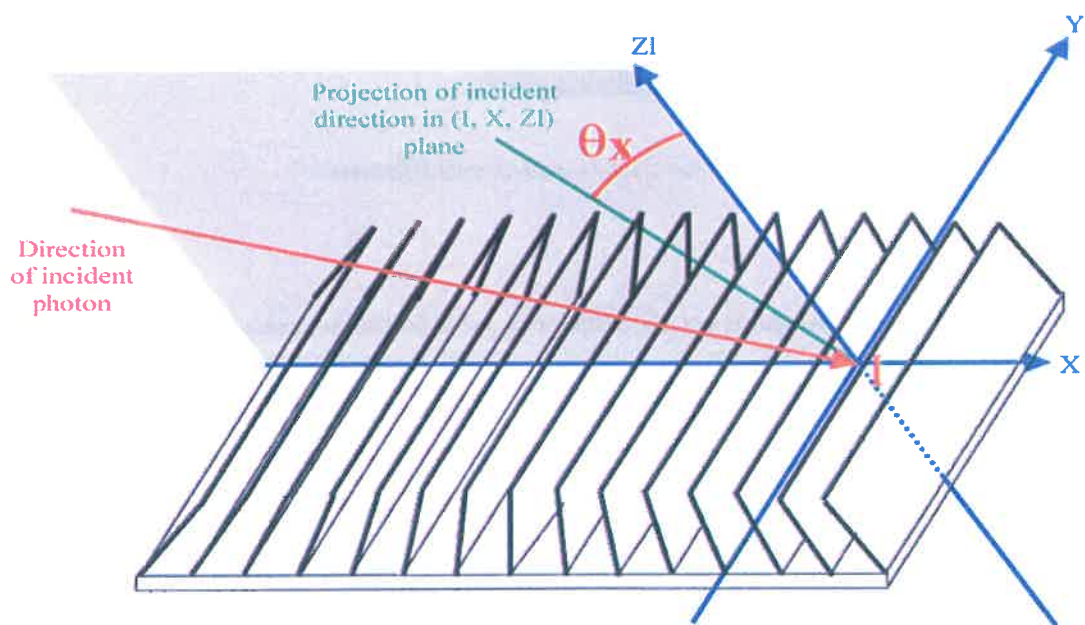


FIG. 6.14 – Définition de l'angle θ_x d'impact du photon sur la grille (extrait de Ref [6])

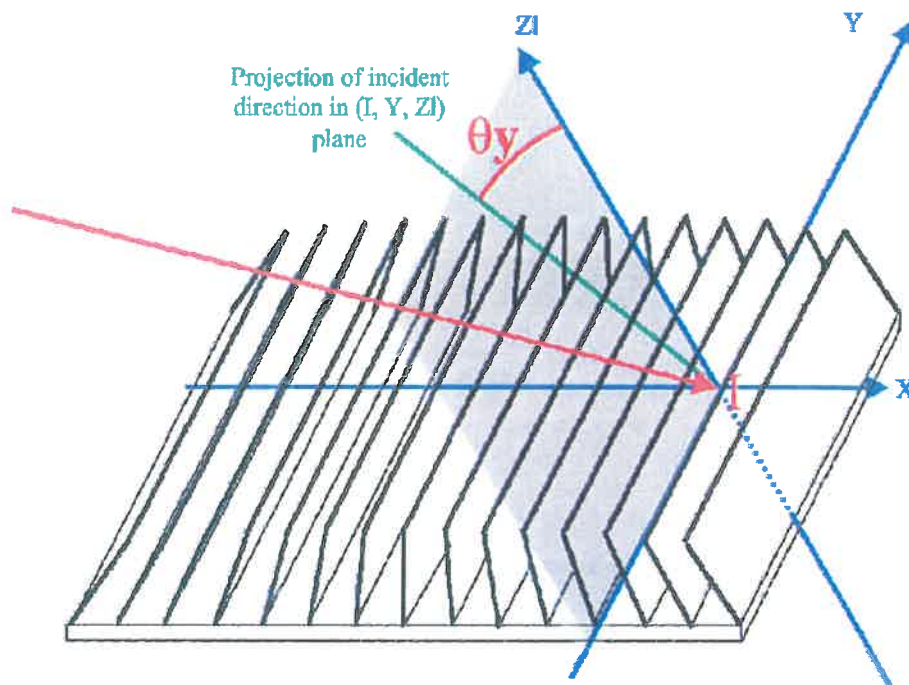


FIG. 6.15 – Définition de l'angle θ_y d'impact du photon sur la grille (extrait de Ref [6])

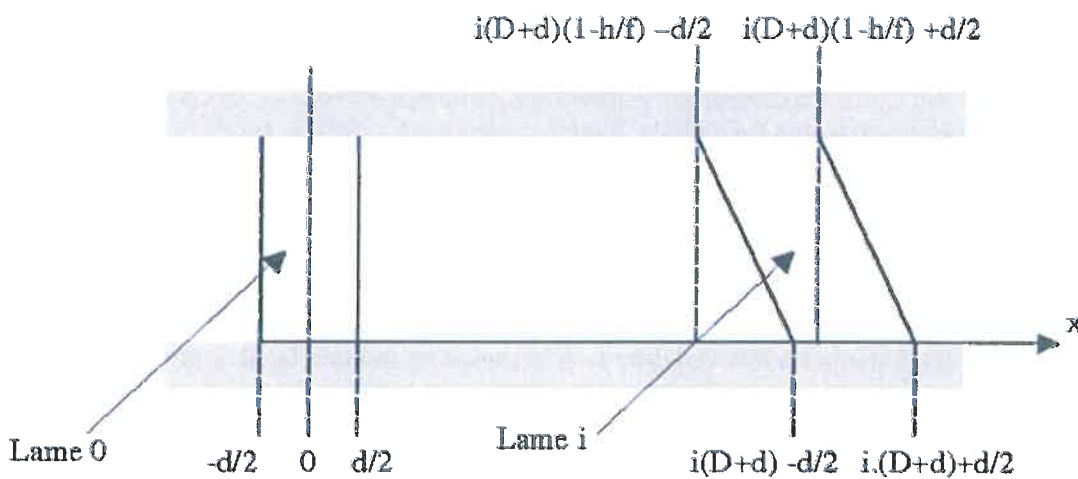
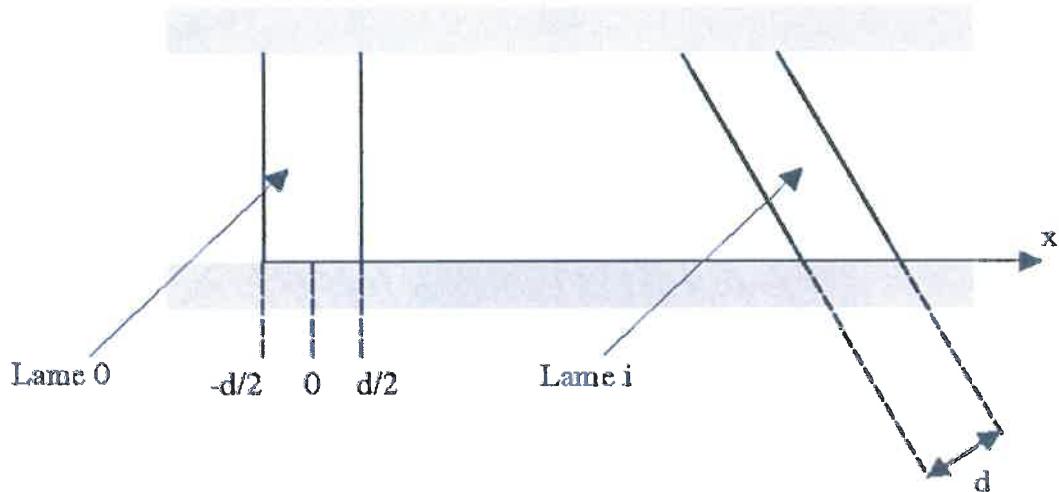


FIG. 6.16 – Modélisation de la lame i

6.5.3 Modélisation de l'effet de la grille

Dans cette étude, le rayonnement diffusé par la grille est supposé être négligeable devant le diffusé résiduel :

FIG. 6.17 – *Forme réelle de la lame i*

La grille antidiffusante est considérée comme un élément purement absorbant.

Afin de calculer la probabilité pour un photon incident de traverser la grille, nous allons calculer les épaisseurs qu'il doit traverser à travers les différents matériaux de la grille pour atteindre le capteur. Nous prendrons en compte l'épaisseur de matériau absorbant constitutif des lames, notée L_h , et, pour être précis, l'épaisseur du matériau constituant les espaces entre les lames, notée L_l , et l'épaisseur de matériau couvrant, notée L_c . Les atténuations linéaires des différents matériaux à l'énergie E sont notées $\mu_h(E)$, $\mu_l(E)$ et $\mu_c(E)$. Suivant la loi d'atténuation de Beer-Lambert, la probabilité pour un photon à l'énergie E de passer la grille est donnée par :

$$P(E) = e^{-(\mu_h(E) \times L_h + \mu_l(E) \times L_l + \mu_c(E) \times L_c)} \quad (6.32)$$

L'approximation suivante est réalisée : les épaisseurs L_h , L_l et L_c ne dépendent que de la distance entre le point d'impact sur le capteur et le centre de la lame la plus proche et des angles θ_x et θ_y . Suivant cette approximation, les calculs peuvent être limités à ceux qui ont lieu au voisinage de la lame centrale ($i = 0$).

Cette approximation est illustrée sur la figure 6.18.

La première étape est le calcul de l'épaisseur L_h de matériau absorbant traversée. Pour réaliser ce calcul, nous allons suivre la trajectoire d'un photon :

- lorsque le photon atteint la face supérieure de la grille, il rencontre soit un espace séparant deux lames absorbantes consécutives soit une lame. Dans ce dernier cas, il va traverser cette lame partiellement, d'une épaisseur notée L_1 . L_1 vaut alors :

$$L_1 = L_1^{(I, X, Z_i)} \times \frac{1}{\cos(\theta_y)} \quad (6.33)$$

Avec :

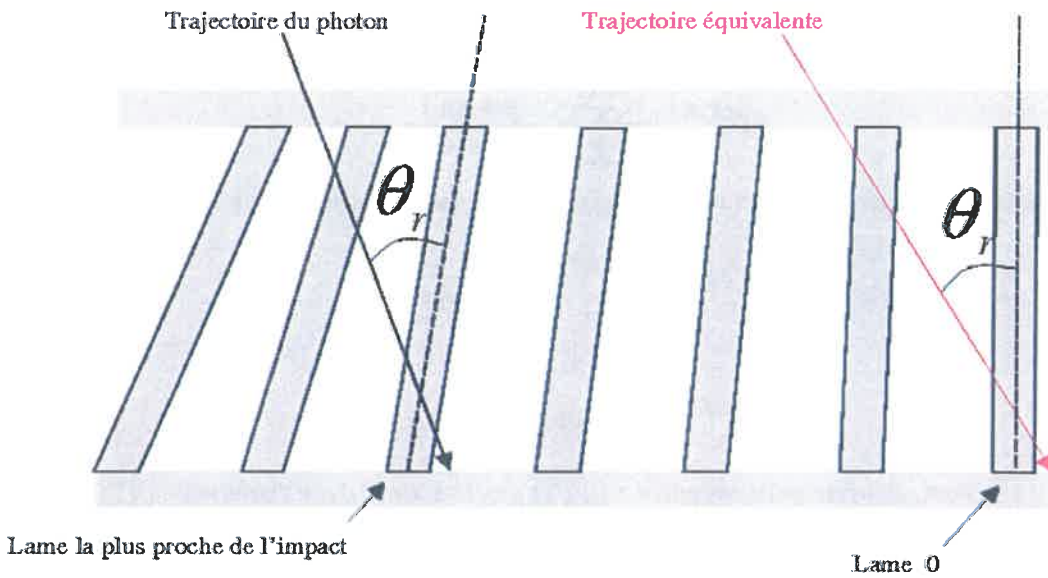


FIG. 6.18 – Approximation de la trajectoire équivalente : la projection d'une trajectoire de photon dans le plan (I, X, Z_I) et la projection de sa trajectoire équivalente sont représentées.

$$L_1^{(I, X, Z_I)} = (i - j) \Delta(i) \frac{\cos(\alpha_i)}{\sin(\theta_x + \alpha_i)} \quad (6.34)$$

Où :

$$\Delta(i) = \frac{d}{2} - i(D + d) \left(1 - \frac{h}{f}\right) + h + h \tan(\theta_x) \quad (6.35)$$

i est l'indice de la première lame traversée :

$$i = E \left(\frac{x + \frac{d}{2}}{(D + d) \left(1 - \frac{h}{f}\right)} \right)$$

$E(X)$ est la partie entière de X . j représente soit l'indice de la première lame traversée (cas où $L_1 = 0$, $i = j$) soit l'indice de la lame suivante (cas où $L_1 > 0$, $i = j + 1$) :

$$j = E \left(\frac{x - \frac{d}{2}}{(D + d) \left(1 - \frac{h}{f}\right)} \right)$$

α_i est l'angle entre la direction de la lame i et la direction perpendiculaire au plan du capteur (figure 6.13).

– L_2 représente la somme des épaisseurs traversées par les lames entièrement traversées par la trajectoire du photon :

$$L_2 = \tilde{L}_2^{(I, X, Z_I)} \times \frac{1}{\cos(\theta_y)} \quad (6.36)$$

Avec :

$$L_2^{(I,X,Z_l)} = \sum_{k=0}^i d \frac{\cos(\alpha_k)}{\sin(\theta_x + \alpha_k)} \quad (6.37)$$

– L_3 est l'épaisseur traversée au niveau de la dernière lame partiellement traversée :

$$L_3 = L_3^{(I,X,Z_l)} \times \frac{1}{\cos(\theta_y)} \quad (6.38)$$

Avec :

$$L_3^{(I,X,Z_l)} = 1 \left|_{\frac{d}{2}}(x) \left(x + \frac{d}{2} \sin(\theta_x) \right) \quad (6.39)$$

où $1 \left|_{\frac{d}{2}}(x)$ est une porte de largeur d : $1 \left|_{\frac{d}{2}}(x) = 1$ si x est dans l'intervalle $[-\frac{d}{2}; \frac{d}{2}]$ et vaut 0 sinon.

La figure 6.19 illustre les différentes configurations pour le calcul de L_1 , L_2 et L_3 .

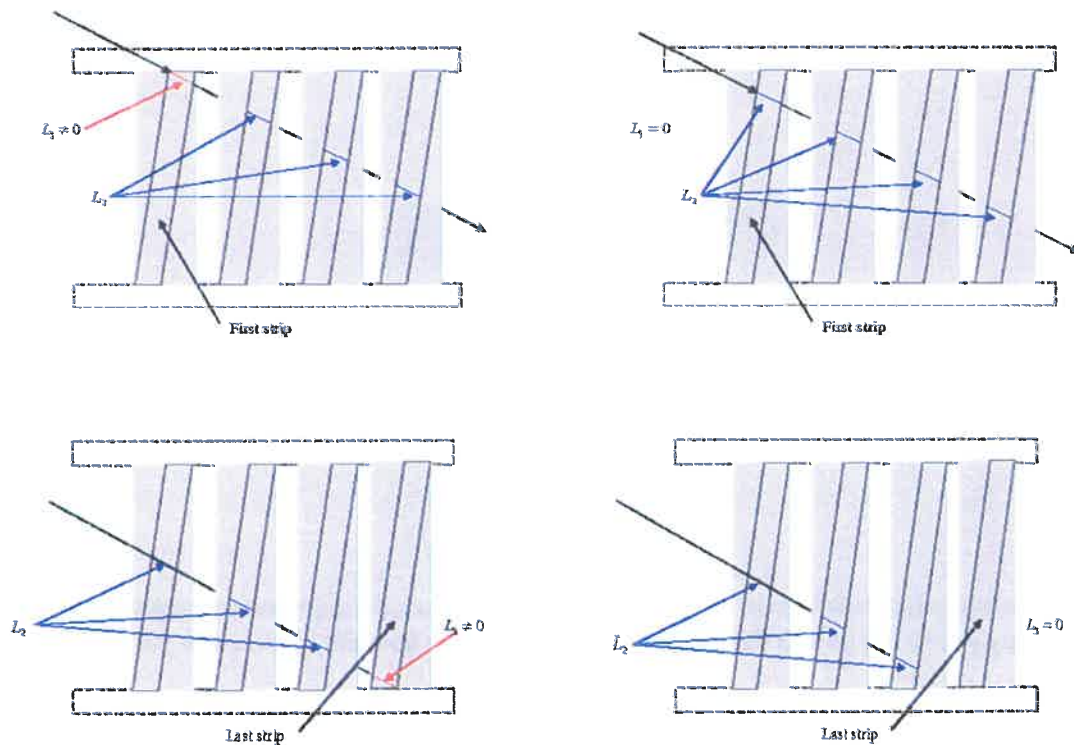


FIG. 6.19 – Représentation de L_1 , L_2 et L_3 pour différentes configurations : L_1 peut être non nul (en haut à gauche) ou nul (en haut à droite). L_3 peut être non nul (en bas à gauche) ou nul (en bas à droite). (extrait de [6])

L'épaisseur de matériau absorbant à traverser pour atteindre le capteur peut être écrite :

$$L_h = L_1 + L_2 + L_3 \quad (6.40)$$

La connaissance de L_h permet de déterminer L_l :

$$L_l = L_l^{(I,X,Z_l)} \times \frac{1}{\cos(\theta_y)} \quad (6.41)$$

Avec :

$$L_l^{(I,X,Z_l)} = \frac{h}{\cos(\theta_x)} - L_h^{(I,X,Z_l)} \quad (6.42)$$

Enfin l'épaisseur traversée de matériau couvrant est donnée par l'expression :

$$L_c = L_c^{(I,X,Z_l)} \times \frac{1}{\cos(\theta_y)} \quad (6.43)$$

Avec :

$$L_c^{(I,X,Z_l)} = \frac{h_c}{\cos(\theta_x)} \quad (6.44)$$

Comme vu précédemment, la probabilité pour un photon de passer la grille peut s'écrire :

$$P(x, \theta_x, \theta_y, E) = e^{-\left(\mu_h(E) \times L_h^{(I,X,Z_l)} + \mu_l(E) \times L_l^{(I,X,Z_l)} + \mu_c(E) \times L_c^{(I,X,Z_l)}\right) \times \frac{1}{\cos(\theta_y)}} \quad (6.45)$$

Cette équation peut être réécrite :

$$P(x, \theta_x, \theta_y, E) = e^{-\left(\mu(E) \times L^{(I,X,Z_l)}(x, \theta_x)\right) \times \frac{1}{\cos(\theta_y)}} \quad (6.46)$$

Afin d'implémenter la matrice de probabilité de passage à travers la grille, la probabilité P moyennée sur une période de la grille est associée à chaque photon. Cette probabilité peut s'écrire :

$$\Pi(\theta_x, \theta_y, E) = \frac{1}{D+d} \int_{x=-\frac{D+d}{2}}^{\frac{D+d}{2}} P(x, \theta_x, \theta_y, E) dx \quad (6.47)$$

Soit :

$$\Pi(\theta_x, \theta_y, E) = \frac{1}{D+d} \int_{x=-\frac{D+d}{2}}^{\frac{D+d}{2}} e^{-\left(\mu(E) \times L^{(I,X,Z_l)}(x, \theta_x)\right) \times \frac{1}{\cos(\theta_y)}} dx \quad (6.48)$$

En supposant que θ_y est faible et que $\mu(E) \times L^{(I,X,Z_l)}(x, \theta_x)$ a de faibles variations sur une période de grille, la probabilité est calculée à l'aide de l'approximation suivante :

$$\Pi(\theta_x, \theta_y, E) \simeq \frac{1}{D+d} \left(\int_{x=-\frac{D+d}{2}}^{\frac{D+d}{2}} e^{-\left(\mu(E) \times L^{(I,X,Z_l)}(x, \theta_x)\right) \times \frac{1}{\cos(\theta_y)}} dx \right) \quad (6.49)$$

L'intérêt de cette approximation est qu'elle permet de calculer une matrice de probabilité indépendante de θ_y . Ceci rend possible la réduction du nombre de dimensions de la matrice de

probabilités de trois à deux, ce qui réduit considérablement le temps de calcul et la mémoire nécessaire. Finalement :

$$\Pi(\theta_x, \theta_y, E) \simeq (\Pi(\theta_x, \theta_y = 0, E))^{\frac{1}{\cos(\theta_y)}} \quad (6.50)$$

6.5.4 Intégration dans le logiciel Sindbad

Après avoir calculé la matrice $\Pi(\theta_x, \theta_y = 0, E)$, cette dernière est injectée comme paramètre d'entrée dans le logiciel de simulation Sindbad [33][67]. Comme mentionné précédemment, trois modes d'utilisation de Sindbad sont possibles : ces derniers correspondent à deux approches d'implémentation de la matrice :

- La première approche concerne le calcul du rayonnement primaire. Pour chaque rayon (caractérisé par un pixel du capteur et une énergie), Sindbad utilise la matrice de probabilité, et θ_y pour calculer $\Pi(\theta_x, \theta_y, E)$. Le coefficient d'atténuation du rayon est incrémenté par $\Pi(\theta_x, \theta_y, E)$.
- La seconde approche [33] concerne le calcul du rayonnement diffusé. Lorsqu'une particule arrive au niveau du système grille-capteur, Sindbad détermine $\Pi(\theta_x, \theta_y, E)$ à l'aide la matrice de probabilité précalculée et de θ_y et fait subir une épreuve aléatoire à la particule en fonction de cette probabilité pour incrémenter l'énergie reçue par le pixel de 0 ou de l'énergie du photon suivant le résultat de l'épreuve.

6.5.5 Validation expérimentale

Les résultats qui suivent ont été obtenus sur une station de travail SUN (SUN Blade 100, 502MHz). Pour valider les modèles par la simulation nous avons choisi les caractéristiques d'une grille fabriquée par Smit Rötgen. Cete grille a une épaisseur de 3.5 mm et une dimensions de 400 mm par 400 mm dans le plan du capteur. Le matériau couvrant est l'EpoxyGraphite, le matériau absorbant est le plomb. Les caractéristiques géométriques de la grille sont : $h = 3,0$ mm, $d = 0,028$ mm et $D = 0,254$ mm. Afin de valider l'approximation au sujet de la géométrie de la grille, notre modèle a été utilisé pour déterminer l'épaisseur moyenne traversée dans les lames absorbantes sur une période de grille dans la configuration où $\theta_y = 0$. Cette épaisseur a été comparée à celle donnée par Sindbad dans le cas où la grille est représentée par un modèle CAO qui respecte la forme réelle des lames, représentée sur la figure 6.16. En ne prenant pas en compte le matériau, les fonctions de ray-tracing ont été utilisées pour obtenir directement les épaisseurs de matériau absorbant traversées. Ainsi, Sindbad fournit directement une bonne estimation de l'épaisseur traversée en fonction de l'angle d'impact θ_x du photon, dans la configuration où $\theta_y = 0$. Les résultats de cette validation sont représentés sur la figure 6.20.

La matrice de probabilité est illustrée sur la figure 6.21. La décroissance de la probabilité de passage de la grille à 88 keV correspond à l'énergie de la raie d'absorption K du plomb.

D'après le standard IEC au sujet des mesures et déterminations des caractéristiques physiques des grilles [9], deux configurations sont définies : une pour la mesure de la transmission du rayonnement primaire, correspondant à un montage dit en faisceau étroit, et une autre pour le rayonnement diffusé, correspondant à un montage dit en faisceau large. Leurs caractéristiques sont présentées sur les figures 6.22 et 6.23. Les paramètres utilisés pour la simulation sont donnés par la table 6.4. Les valeurs de transmission du rayonnement primaire et du dif-

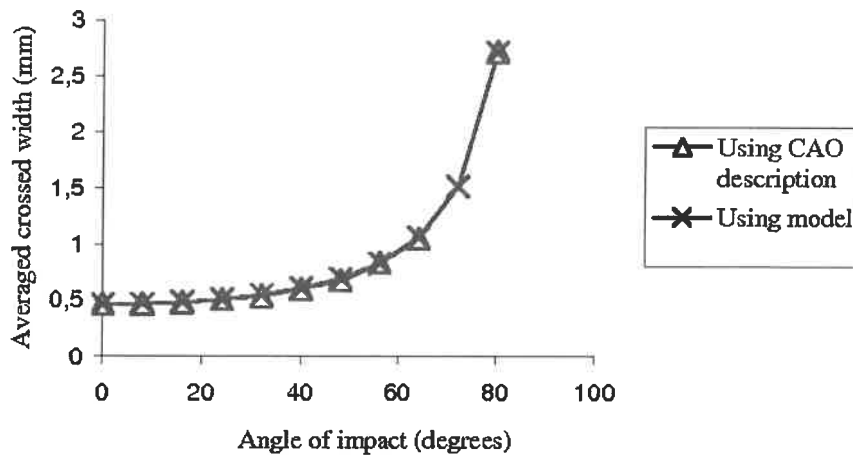


FIG. 6.20 – Validation du modèle d'épaisseur de matériau atténuant traversée en fonction de l'angle θ_x (extrait de [6])

fusé mesurés par le constructeur sont de 74,3% et 8% respectivement. Celles calculées avec la méthode analytique sont en bon accord avec celles du constructeur, avec 75,7% pour le rayonnement primaire et 8,0% pour le diffusé.

Nombre de pixels du capteur	512 × 512
Taille d'un pixel	0.4 × 0.4 mm ²
Matériau du filtre	Aluminium
Epaisseur du filtre	0.2 mm
Nombre de particules pour la simulation	1.00E+08

TAB. 6.4 – Paramètres des simulations

Un calcul des temps de simulation (temps CPU) a été réalisé dans la configuration du montage dit en faisceau large, avec deux utilisations de Sindbad, à savoir en utilisant la modélisation CAO de la grille d'une part et sa description analytique d'autre part. Avec la description analytique, en mode combinaison (Monte Carlo + ray-tracing analytique), les durées des simulations sont de 2 h 46 mn 19 s avec la grille et 2 h 50 mn 53s sans. Les durées ont été calculées avec la méthode de représentation CAO de la grille avec et sans la grille avec une taille de pixels de 0,01 mm. Elles sont de 15mn10s sans la grille contre 16h57mn25s avec la grille. Le facteur d'augmentation du temps de simulation dû au rajout de la grille a été trouvé égal à 1,03 avec la méthode analytique. Ceci est très faible devant celui calculé avec la méthode de représentation CAO de la grille, trouvé égal à 6609. Les résultats sont réunis dans la table 6.5.

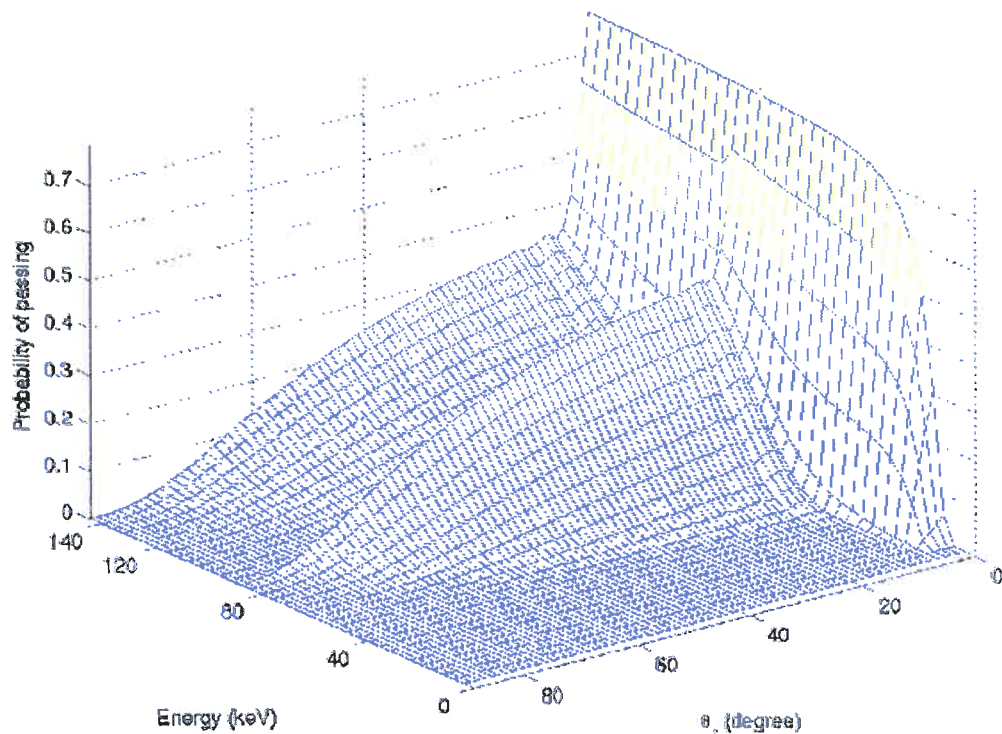


FIG. 6.21 – Matrice de probabilité pour un photon de passer à travers la grille. Cette probabilité est une fonction de son énergie et de θ_x (extrait de [6])

Méthode de description de la grille	CAO	Analytique
Temps CPU sans grille	2h46h'19"	15'10"
Temps CPU avec grille	2h50h'53"	16h57'25"
Facteur d'augmentation du temps	1.03	6609

TAB. 6.5 – Temps des simulations

6.5.6 Discussion et Conclusion

Afin de valider notre simulation au vu des caractéristiques du constructeur, deux configurations ont été utilisées. Les résultats obtenus sont en bon accord avec les caractéristiques du constructeur, la différence entre les transmissions de diffusé étant inférieure à la précision de la mesure (1%). La différence de 1,7% entre les transmissions du primaire peut être due au spectre de la source et à l'imprécision dans la connaissance des matériaux de la grille

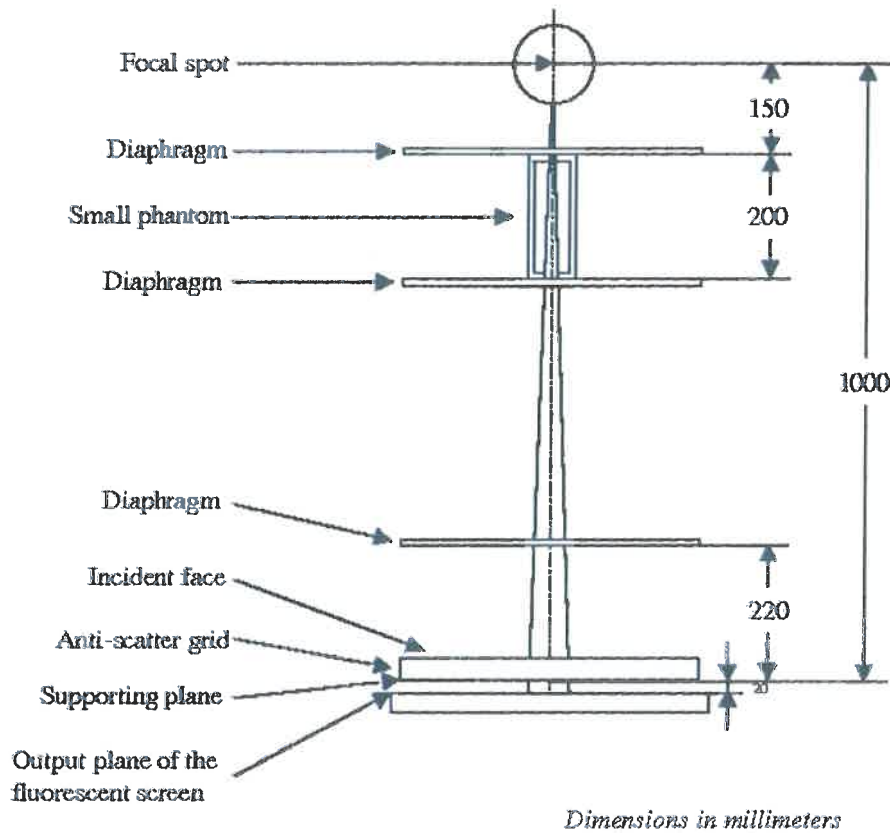


FIG. 6.22 – Configuration utilisée pour la mesure de la transmission du rayonnement primaire (montage en faisceau étroit) (extrait de [9])

(par exemple la composition exacte du matériau constitutif des espaces entre les lames absorbantes).

L'approximation principale de la méthode, exprimée par l'équation 6.49, est de considérer θ_y indépendamment du calcul de la probabilité pour un photon de passer à travers la grille. Dans les deux configurations, la mesure de flux a été réalisée autour du centre du capteur ($\theta_y = 0$). Ainsi, l'approximation au sujet de θ_y n'a pas été réellement évaluée. Cette approximation pourrait induire des différences entre les vrais valeurs de transmission lorsque θ_y augmente (par exemple sur les bords du capteur) et pour les grandes variations de l'épaisseur de lames traversée sur une période de la grille comparée à celles données par notre méthode analytique. Ainsi, cette approximation est acceptable pour de grandes valeurs de θ_y pour estimer le diffusé résiduel derrière une grille (faible variation de l'épaisseur sur une période de la grille) et devient plus critiquable pour le rayonnement primaire. Avec les caractéristiques de la grille décrites dans cette étude et pour la configuration du montage en faisceau large, la différence maximale sur la probabilité de passer à travers la grille due à cette approximation est de 2%. Une évolution de la méthode serait de créer une matrice de probabilité à trois

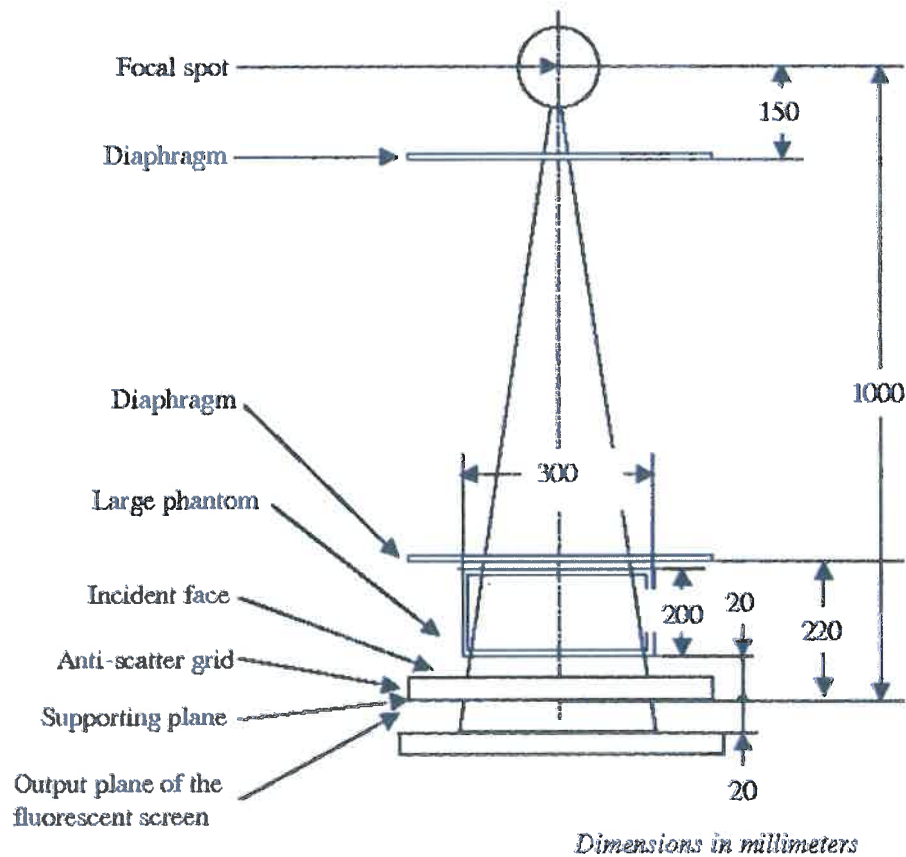


FIG. 6.23 – Configuration utilisée pour la mesure de la transmission du rayonnement diffusé (montage en faisceau large) (extrait de [9])

dimensions, où la troisième dimension prendrait en compte θ_y mais cela impliquerait une augmentation significative du temps de calcul.

Les résultats en ce qui concerne les temps de simulation montrent des performances bien supérieures de la description analytique de la grille par rapport à une description CAO. Avec la description analytique, l'effet de la grille devient négligeable en terme de temps de simulation alors qu'il représente un inconvénient non négligeable pour la méthode CAO avec des temps de simulation qui deviennent très importants ($6609 \gg 1$). Remarquons que le logiciel de simulation Sindbad a été utilisé en mode combinaison (Monte Carlo + analytique) pour calculer le facteur d'augmentation et les résultats sont favorables pour les deux modes. Dans le mode Monte Carlo, les temps de calcul importants de la méthode CAO sont dus à la complexité de la grille et au nombre important d'interfaces dans un objet avec de telles hautes fréquences. Dans le mode analytique, la technique de ray-tracing permet d'évaluer l'atténuation d'un objet entre la source et le centre de chaque pixel. Afin d'obtenir des simulations

réalistes de la grille, il est nécessaire de choisir une taille de pixels très faible devant la période de la grille ($0,272 \mu\text{m}$ dans notre cas). Ceci induit une augmentation importante du nombre de tracés de rayons et donc du temps CPU.

Remarquons que le fait de moyenner la probabilité d'absorption du photon sur une période de la grille représente physiquement l'action d'une grille vibrante [37]. De telles grilles permettent d'éviter l'apparition de la grille sur l'image, ce qui pourrait masquer des détails fins.

La méthode proposée permet de simuler l'action des grilles antidiffusantes sans avoir un temps de simulation augmenté significativement, les temps de simulation étant quasiment les mêmes avec et sans grille. Le facteur d'augmentation du temps de simulation dû au rajout d'une grille antidiffusante est réduit de trois à quatre ordres de grandeur avec l'approche analytique par rapport à une approche CAO. Un tel développement permet de caractériser les grilles avec des temps de simulation réalistes.

Annexe 6 : Modélisation des grilles antidiffusantes (Ref [6])

Coupling an analytical description of anti-scatter grids with simulation software of radiographic systems using Monte Carlo code

Jean Rinkel^{*a}, Joachim Tabary^a, François Estève^b and Jean-Marc Dinten^a

^a CEA/LETI/DTBS/SDT/LDET, CEA Grenoble, 17 rue des Martyrs, 38054 GRENOBLE Cedex 09 FRANCE;

^b INSERM U647-RSRM, ESRF, BP200, 38043 GRENOBLE Cedex 09 FRANCE

ABSTRACT

The use of focused anti-scatter grids on digital radiographic systems with two-dimensional detectors produces acquisitions with a decreased scatter to primary ratio and thus improved contrast and resolution. Simulation software is of great interest in optimizing grid configuration according to a specific application. Classical simulators are based on complete detailed geometric descriptions of the grid. They are accurate but very time consuming since they use Monte Carlo code to simulate scatter within the high-frequency geometric description of the grid. We propose a new practical method which couples an analytical simulation of the grid interaction with a radiographic system simulation program. First, a two dimensional matrix of probability depending on the grid is created offline, in which the first dimension represents the angle of impact with respect to the normal to the grid lines and the other the energy of the photon. This matrix of probability is then used by the Monte Carlo simulation software in order to provide the final x-rays scatter flux image. To evaluate the gain of CPU time, we define the increasing factor as the increase of CPU time of the simulation with as or without the grid. Increasing factors were calculated with the new model and with classical methods representing the grid with a Computed-Aided Designed (CAD) model. With this new method, increasing factors are shortened by three to four orders of magnitude.

1. INTRODUCTION

Using focused anti-scatter grids on digital radiographic systems with two-dimensional detectors produces acquisitions with a decreased scatter to primary ratio and thus improved contrast and resolution. Simulation software is of great interest in optimizing grid configuration according to a specific application. Classical methods of determination of collimator performance are based on Monte Carlo simulations with complete detailed geometric descriptions of the collimator [1][2]. They are accurate but very time consuming since they use Monte Carlo code to simulate interaction of the X-ray beam within the high-frequency geometric description of the grid. We propose a new practical method to couple an analytical model of classical focused anti-scatter grids with a radiographic system simulation software based on Monte Carlo simulation of the interaction of an X-ray beam within the object.

As a Monte Carlo simulation inside the grid is very time consuming, we propose to perform Monte Carlo simulation of interaction only within the object and then to switch to an analytical model of the interaction within the grid. In this paper, we present how this general method has been developed and integrated in the framework of Sindbad, an X-ray radiographic simulator developed at CEA-LETI. More precisely, Sindbad models all the parts of a radiographic system, including the source, the 3D object and the detector to provide realistic radiographs [3][4] as output data. Concerning the interaction with the sample (CAD model or 3D data volume), Sindbad can use three different modes. In analytical mode, the 3D analytical simulation computes an image of the uncollided flux simulation that relies on the computation of the attenuation of the incident flux binned in narrow energy channels, by the examined sample. This is performed by tracing rays from the source point to every pixel of the detector through the sample. This one can be described either as a CAD model built with BRL-CAD [5] or as a 3D data volume segmented into materials. The computing analytical model shows very efficient results concerning the uncollided photon flux. A Monte Carlo simulation module [3] has also been integrated in Sindbad in order to compute the radiation scattered in the examined object. It relies on a coupling of the BRL-CAD CAD and ray-tracing package [5] with EGS-NOVA [6], a Monte Carlo radiation transport simulation code. Once incident particles are emitted from the source, the EGS Nova shower simulation manages their tracking and interaction in the object. The Monte Carlo method gives good quality results for scattered photon flux images but its use is largely limited by the execution time drawback [7]. The third simulation mode is the combination one. Its purpose is to

* jean.rinkel@cea.fr; phone : (33) 438783910; fax : (33) 438785164

provide a total synthetic radiograph by combining images obtained from two simulations, one performed with the analytical model for the uncollided photon flux and the other one with the Monte Carlo model for the scattered radiation [8]. An experimental validation of the code has been performed within the 40-150 keV range, comparing simulation and experimental data acquired on a setup designed for 2D Dual Energy X-Ray absorptiometry, and equipped with a 2D digital flat panel. Phantoms used for validation were lucite plates or steps of various thickness (13 to 25 cm) and a polyvinylchloride stair with six steps whose thickness range from 3,2 mm to 16 mm [7].

The method which has been integrated in Sindbad relies on the computing of an array which takes into account the effect of the grid. Grid effect can be described with only two parameters. The method is based on a physical model which computes for each incident photon a probability of absorption in the grid. This probability depends on numerous parameters which are the energy of the incident photon, its two angles of impact on the detector and its coordinates of impact on the detector. As the grid is assumed to be focused, it is possible to reduce the parameters number to two. Thus, the probability for a photon to be absorbed in the grid is computed offline as a two-dimensional array.

2. METHOD

A classical linear anti scatter grid is composed of high absorbing strips and low absorbing gaps which are parallel in their longitudinal direction [9]. The interspace between the strips is usually filled with low absorbing material and the active material is surrounded by a frame and covered by material to protect against mechanical damage, and to ensure the necessary rigidity of the device (fig.2). In a focused grid, the planes of these absorbing strips converge to a line, at the focusing distance. Focusing distance f is the distance between the line into which the planes of the absorbing strips converge and the incident face of the grid. This line is parallel to the incident face of the linear grid. In order to maximise the rejection of scattered radiation from the body, the source to grid distance is taken to be equal to the focusing distance f . The grid is generally set close to the detector (fig. 1).

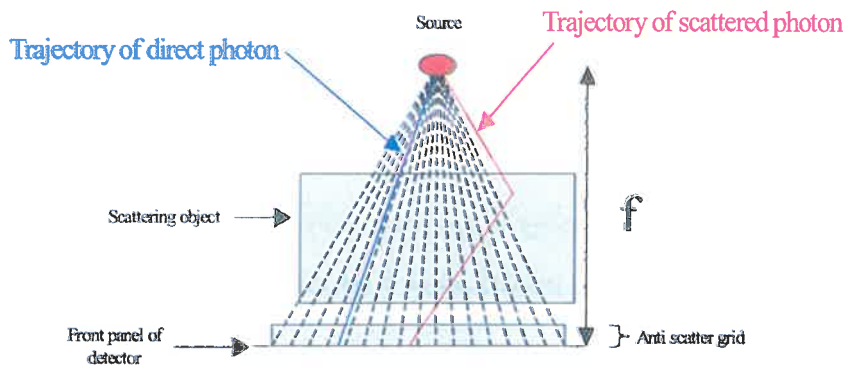


Figure 1: Scheme of the anti scatter grid

High absorbing material strips are of thickness d and height h and arranged at regular distance D from each other. The height h of the strips is constant over the effective area of the anti scatter grid. Grid ratio r is the ratio between the height of the absorbing strips over the distance between the absorbing strips in the center of the grid: $r = \frac{h}{D}$.

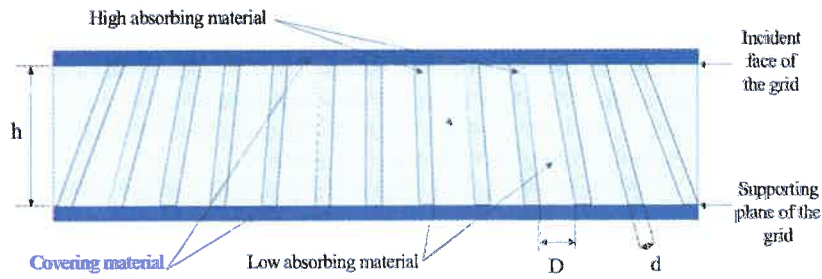


Figure 2: Materials of focused grid

The following notations will be used: indexes l , h and c represent properties of low absorbing gaps, high absorbing strips and covering material respectively. The angle between the direction $Z_{l,i}$ of the local direction of the high absorbing strip i and the direction Z normal to the plane of the grid is represented by α_i in figure 3. $N+1$ is the number of strips in the grid. Index i varies from $-N/2$ to $N/2$. The central strip is indexed by $i = 0$ and we have for this strip: $\alpha_0 = 0$.

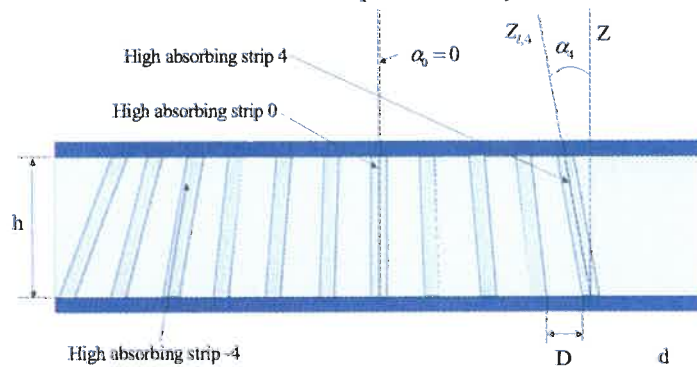


Figure 3 : Geometric notations of description of the grid

The first step of the method is to calculate the probability for each incident photon to pass through the grid. An incident photon is described by the coordinates of impact (x, y) on the supporting plane of the grid (fig. 2) and by its two angles of impact θ_x and θ_y . The trajectory of a photon is represented in the figs. 4 and 5 with I representing the impact of the photon on the supporting plane of the grid. These angles θ_x and θ_y between the local direction of the strips Z_l and the direction of the photon projected onto the (I, X, Z_l) plane and onto the (I, Y, Z_l) plane respectively are represented in fig. 4 and 5.

In order to simplify equations and to reduce time of simulation, modelised absorbing strips are of trapezoidal shape with a base d . The fig. 6 represents a modeling of the grid in the (Oxz) plane with the position of the lame i compared to the position of the lame 0. This modeling can be compared to the true shape of the strips, schematically illustrated in fig. 7, according to the fabrication process. In the particular case of manufacturing process of Smit Röntgen (Netherlands), high absorbing strips are made of lead and low absorbing gaps are made of cotton paper. Bands of lead of a certain thickness are glued onto bands of fiber (cotton paper). Then these bands are cut into strips of the desired width (equal to the height of the lamellae). Finally these strips are glued together using a thermoplast. The approximation about the geometry of the strips consists in a little difference between the true width of the strips and the width given by the model. This geometrical approximation will be quantified in next section.

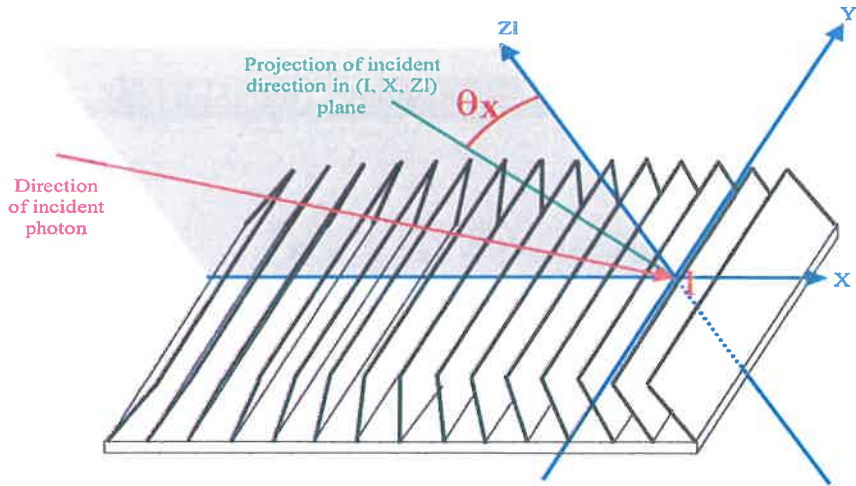


Figure 4: Diagram of definition of parameter θ_x of impact of a photon on the grid.

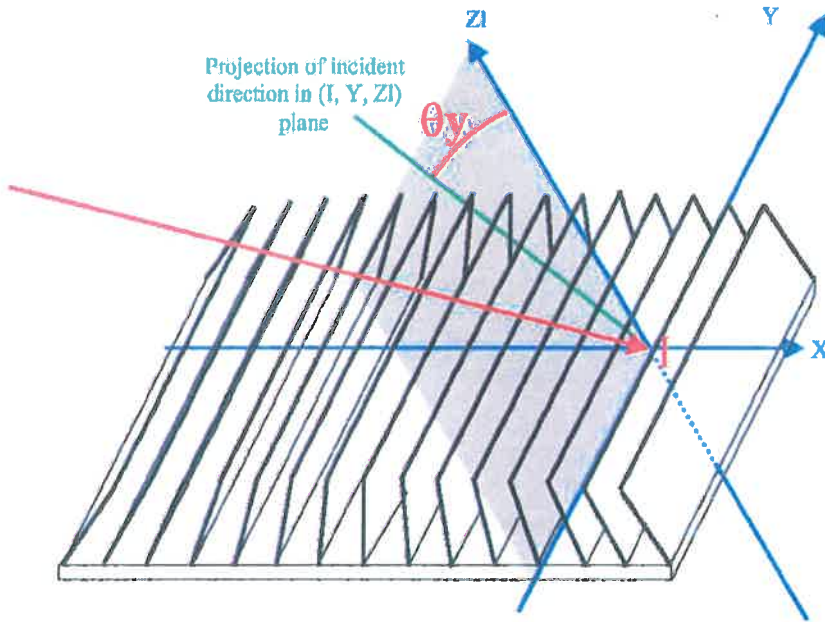


Figure 5: Diagram of definition of parameter θ_y of impact of a photon on the grid.

In order to calculate the probability to pass through the grid it is necessary to know the width l_h of crossed high absorbing strips for each incident photon. Then, knowing l_h , one can easily compute the crossed low absorbing gaps width l_l . The crossed covering material width l_c will finally be calculated. We note $\mu_h(E)$, $\mu_l(E)$ and $\mu_c(E)$ the linear attenuations of each material at energy E . If we assume that the grid does not produce additional scatter, the probability is given by, according to the Beer Lambert law:

$$P(E) = e^{-(\mu_h(E)l_h + \mu_l(E)l_l + \mu_c(E)l_c)} \quad (1)$$

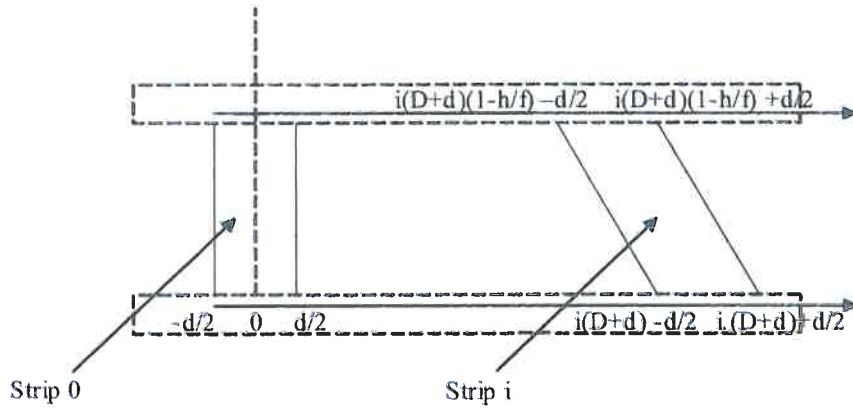


Figure 6: Modelisation of the strip i.

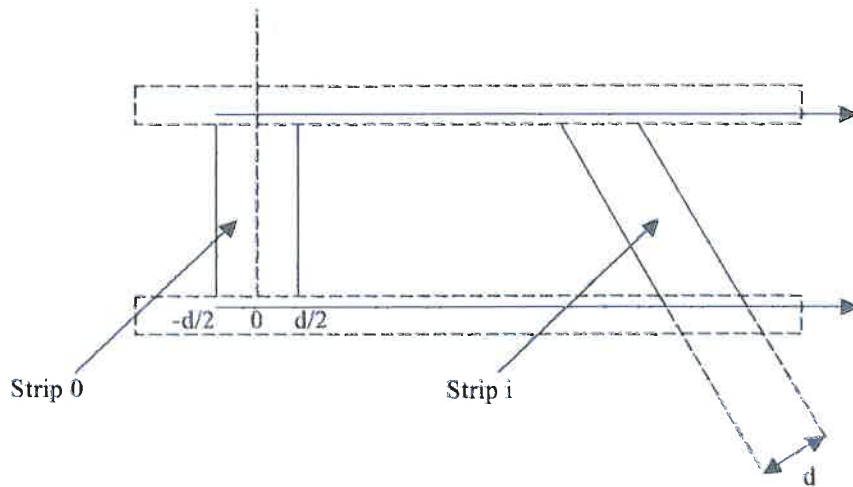


Figure 7: True shape of the strip i.

The widths l_h , l_l and l_c vary with θ_y as $\frac{1}{\cos(\theta_y)}$, but the dependence with θ_x is much more complex. Therefore,

in a first time the projection of these widths onto the (I, X, Z) plane will be calculated. The following approximation is then used: this width of crossed strips depends only on the distance between the impact on detector and the centre of nearest strip and on the relative angle between the trajectory of the photon and the local direction of the nearest strip. This approximation is illustrated by the fig. 8. According to this approximation, one can limit further calculations to the ones which occur close to the central strip.

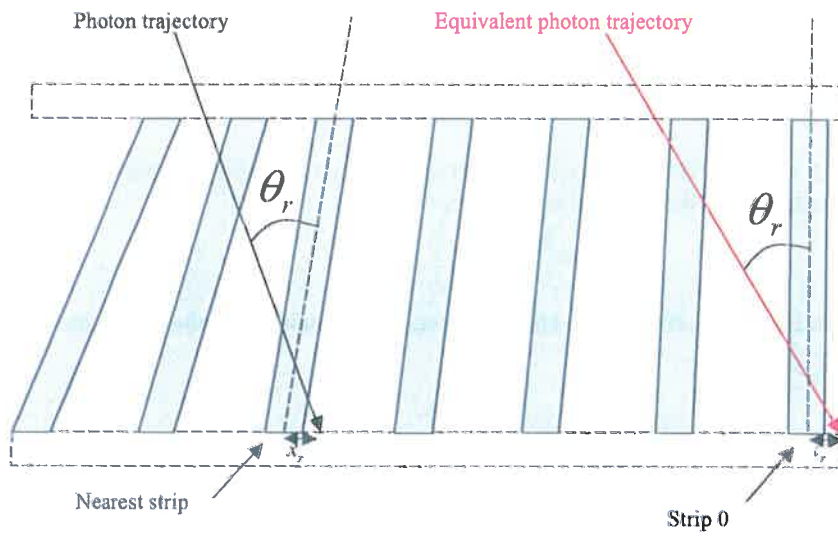


Figure 8: approximation of the relative angle

The width of high absorbing material in its rectilinear trajectory until the detector can be written:

$$l_h = l_1 + l_2 + l_3 \quad (2)$$

l_1 represents the crossed width of the first strip which is partially crossed by the trajectory. l_3 is the crossed width of the last strip which is partially crossed by the trajectory. l_2 represents the sum of crossed widths of the strips which are entirely crossed by the trajectory of the photon. Figure 9 illustrates different configurations for the calculation of l_1 , l_2 and l_3 .

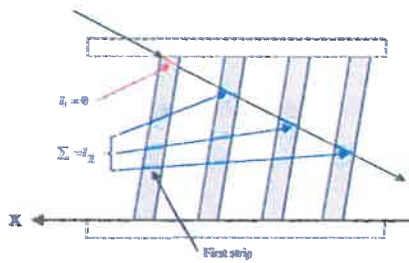


Figure 9-a : Trajectory with $l_1 \neq 0$

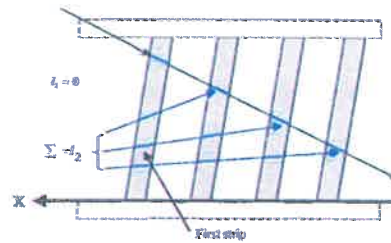


Figure 9-b : Trajectory with $l_1 = 0$

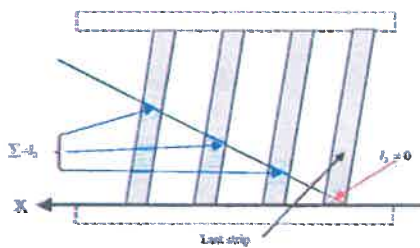


Figure 9-c : Trajectory with $l_3 \neq 0$

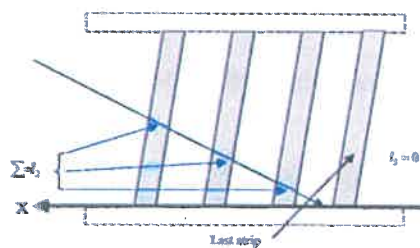


Figure 9-d : Trajectory with $l_3 = 0$

Figure 9: Representation of l_1 , l_2 and l_3

We define $i = \text{floor}\left(\frac{x + \frac{d}{2}}{(D+d)(1-\frac{h}{f})}\right)$ and $j = \text{floor}\left(\frac{x - \frac{d}{2}}{(D+d)(1-\frac{h}{f})}\right)$

$\text{floor}(X)$ is the integral part of X . i represents the index of the first crossed strip. j represents either the index of the first crossed strip (case $l_1 = 0$, $i = j$) or index of the next strip (case $l_1 > 0$, $i = j+1$).

$$\alpha_i = a \tan\left(\frac{i(D+d)}{f}\right) \quad (3)$$

α_i is the angle between the local direction of the i strip and the direction perpendicular to the axe of the detector (fig.3).

The values of l_1 , l_2 and l_3 are given by:

$$l_1 = (i - j)\Delta(i) \frac{\cos(\alpha_i)}{\sin(\theta_x + \alpha_i)} \quad (4)$$

Where:

$$\Delta(i) = \frac{d}{2} - i(D+d)(1-\frac{h}{f}) + x + h \tan(\theta_x) \quad (5)$$

$$l_2 = \sum_{k=0}^i d \frac{\cos(\alpha_k)}{\sin(\theta_x + \alpha_k)} \quad (6)$$

$$l_3 = 1 \left| \frac{d}{2} \right| (x) \left(x + \frac{d}{2} \right) \sin(\theta_x) \quad (7)$$

where $\left| \frac{d}{2} \right| (x)$ is the rectangular window function of width d : $\left| \frac{d}{2} \right| (x) = 1$ if $x \in [-\frac{d}{2}; \frac{d}{2}]$ and $\left| \frac{d}{2} \right| (x) = 0$ else.

The crossed low absorbing strips width l_l and the crossed covering material width l_c are then calculated:

$$l_l = \frac{h}{\cos(\theta)} - l_h \quad (8)$$

$$l_c = \frac{h_c}{\cos(\theta)} \quad (9)$$

As seen previously, the probability for the photon to pass through the grid can be written:

$$P(x, \theta_x, \theta_y, E) = e^{-\frac{\mu_a(E)l_l + \mu_l(E)l_c + \mu_c(E)l_c}{\cos(\theta)}} \quad (10)$$

Such a probability averaged on a period of the grid is associated to each photon. If $\theta_y = 0$, this probability is given by:

$$\Pi(\theta_x, \theta_y = 0, E) = \frac{1}{D+d} \int_{x=\frac{D+d}{2}}^{x=\frac{D+d}{2}} P(x, \theta_x, \theta_y = 0, E) dx \quad (11)$$

This two-dimensional function will then be computed to create the two-dimensional matrix of probability. In general case, the probability $\Pi(\theta_x, \theta_y, E)$ is computed with the following approximation:

$$\Pi(\theta_x, \theta_y, E) = \frac{1}{D+d} \int_{x=-\frac{D+d}{2}}^{\frac{D+d}{2}} e^{-\mu(E)l(x, \theta_x, E) \frac{1}{\cos(\theta_x)}} dx \approx \frac{1}{D+d} \left(\int_{x=-\frac{D+d}{2}}^{\frac{D+d}{2}} e^{-\mu(E)l(x, \theta_x, E)} dx \right)^{\frac{1}{\cos(\theta_x)}} \quad (12)$$

This approximation is available for low values of θ_y and for low variations of $l(x, \theta_x, E)$ on a period of the grid. The great interest of this approximation is to not take into account θ_y in the computation of the matrix of probability. It makes possible to reduce the number of dimensions of this matrix from three to two and to considerably reduce computation times and necessary memory. Finally :

$$\Pi(\theta_x, \theta_y, E) = \left(\Pi(\theta_x, \theta_y = 0, E) \right)^{\frac{1}{\cos(\theta_y)}} \quad (13)$$

Then, once this two-dimensional matrix of probability $\Pi(\theta_x, \theta_y = 0, E)$ is calculated, it can be then injected as an input parameter within any radiographic system simulation tool. In our lab, we use Sindbad, an in-house simulation software dedicated to radiographic systems [3][4], mentioned in the introduction. Concerning the interaction with the sample (CAD model or 3D data volume), Sindbad can be used in three different modes. As seen previously, these modes are based on two approaches in which the matrix of probability has been implemented. The first approach adopted, used to compute an image of the uncollided flux, is the analytical one. For each X-ray beam, Sindbad uses the precomputed matrix of probability and θ_y to calculate $\Pi(\theta_x, \theta_y = 0, E)$. The attenuation coefficient of this ray is then incremented by $\Pi(\theta_x, \theta_y, E)$. The second approach [3], based on a coupling of BRL-CAD [5] with EGS NOVA [6], a program dedicated to Monte Carlo radiation transport simulation is used to compute an image of the scattered radiation. Once a particle arrives in front of the «grid - detector» system, Sindbad refers to the precomputed matrix of probability and θ_y to calculate $\Pi(\theta_x, \theta_y, E)$ and to test if this particle passes through the grid. This new method has been tested by comparing it with the method where the grid is represented as a part of the object with its CAD model.

3. RESULTS

Further results were obtained using SUN workstation (SUN Blade 100, 502MHz). As a validation example, we used an experimental focussed grid produced by Smit Rötgen and designed for X-ray radiography with flat panel detector. This grid has a thickness of 3.5 mm and a dimension of 400 mm by 400 mm in the plane of the detector. The covering material is EpoxyGraphite, the high absorbing material is lead. The geometric characteristics of that grid are $h=3,0$ mm, $d=0,028$ mm and $D=0,254$ mm.

In order to validate the approximation about the geometry of the grid, the averaged width of crossed lead strips over a period provided by our model has been compared to its value provided by Sindbad. A CAD representation of the grid which respects the true shape of the strips represented in fig.6. has been used. By switching off the material attenuation consideration, only ray tracing routines have been used to directly get the width of crossed lead strips. Thus, Sindbad directly provided a good estimation of the widths of crossed lead strips expressed according to the angle of impact θ_x of the photon in the configuration $\theta_y = 0$. The results of this validation are given by the fig. 10.

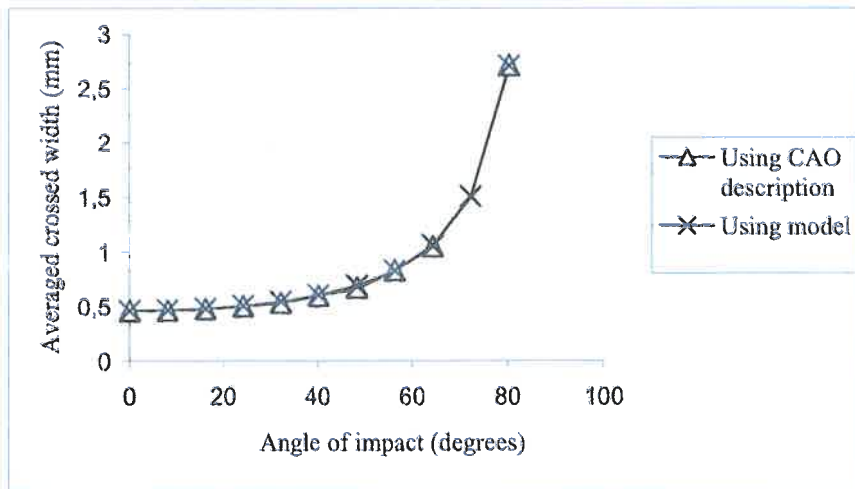


Figure 10: Validation of the model of crossed high absorbing material widths

The matrix of probability obtained by the new method is represented in fig. 11. The decrease of the probability at 88 keV corresponds to the energy of K transition of lead.

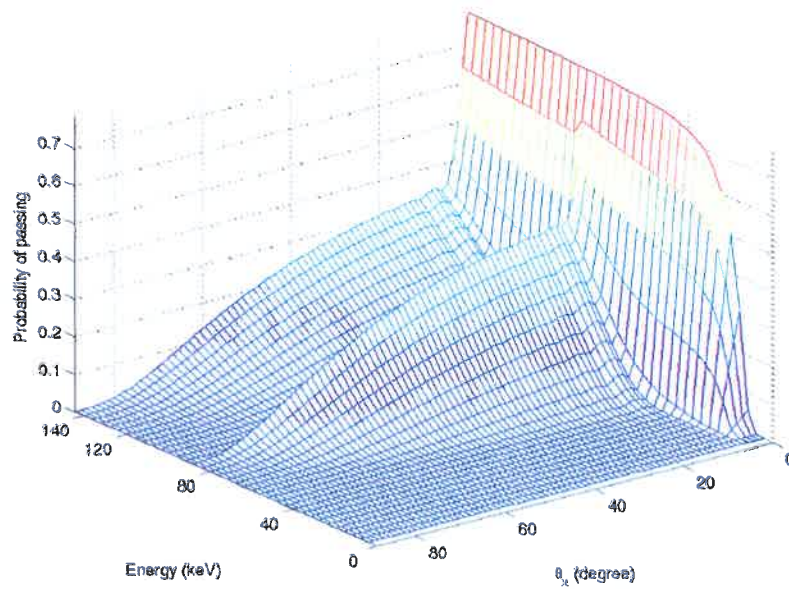


Figure 11: Matrix of probability for a photon to pass through the grid as a function of its energy and θ_x

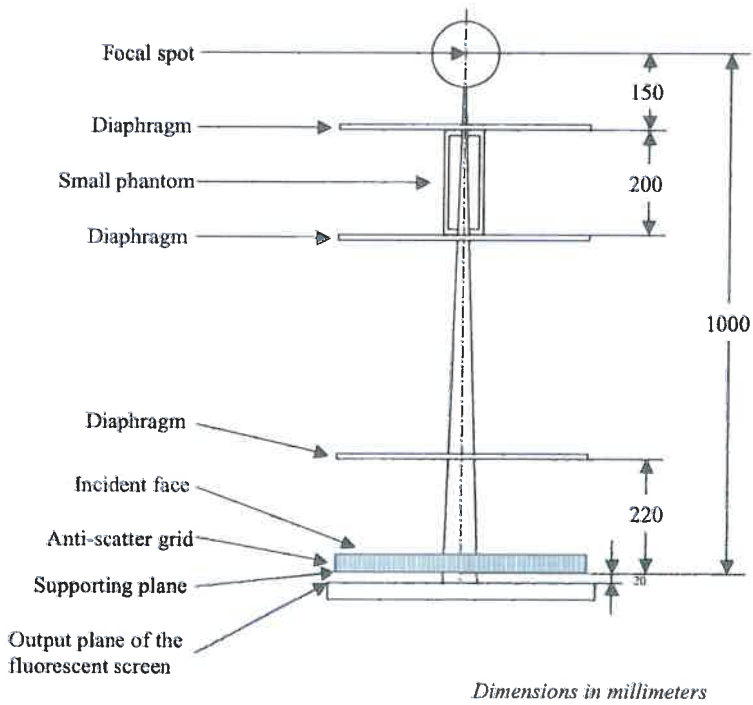


Figure 12: Arrangements used for the measurement of transmission of the primary radiation with narrow beam arrangement (figure of the IEC standard [9]).

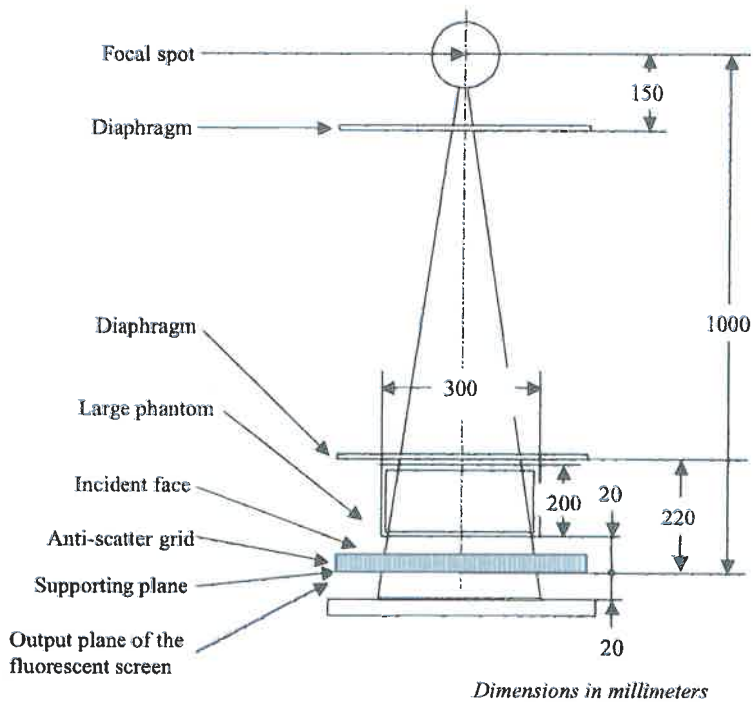


Figure 13: Arrangements used for the measurement of transmission of the scattered radiation with broad beam arrangement (figure of the IEC standard [9]).

According to IEC standard about the measurement and determination of physical characteristics of a grid, two configurations of bench are defined: one for the measurement of transmission of primary radiation, called narrow beam arrangement, and an other for the scattered radiation, called broad beam arrangement. Their characteristics are shown in figs. 12 and 13. Parameters used for simulation are given in table 1.

The values of transmission of primary radiation and of scattered radiation measured by the constructor are 74,3% and 8% respectively. Those calculated with our method are in good agreement, with 75,7% for the primary radiation and 8,0% for the scattered radiation.

Table 1: parameters used for simulations

Number of pixels of detector	512*512
Width of a pixel	0,4 mm
Height of a pixel	0,4 mm
Material of filter	Aluminium
Thickness of filter	0,2 mm
Number of particles in simulations with the new method	1,00E+08
Photon transcutoff within the object	10 keV
Electron transcutoff within the object	100 keV

The assessment of the simulation durations (CPU time) have been performed for broad beam arrangement, with the classical method and with the new one:

- With our method, in analytical and Monte Carlo combination mode, durations of simulation were of 2h46'19'' without the grid and 2h50'53'' with the grid.
- Simulation durations have been then assessed with classical method with and without the grid and with pixels of size 0,01 mm: They were of 15'10'' without the grid versus 16h57'25'' with the grid.

The simulation duration with an anti scatter grid compared to duration without grid, increases by a factor called the increasing factor. Increasing factors were calculated with the new model and with methods using Monte Carlo code to simulate interaction within the anti scatter grid. Increasing factor has been calculated in calculation of total radiation with the broad beam arrangement. Increasing factor with classical modeling of the grid has been computed in simulation of total radiation with the arrangement with broad beam. Increasing factor with the new method is 1,03. It is very small compared to increasing factor calculated with classical method, equal to 6609. Results are summarized in table 2.

Table 2: Results about durations of simulations

Arrangement	Method	CPU time without the grid	CPU time with the grid	Increasing factor
Broad beam	New	2h46'19"	2h50'53"	1,03
Broad beam	Classical	15'10"	16h57'25"	6609

4. DISCUSSION AND CONCLUSION

In order to validate our simulation in regards of the characteristics of the constructor, two arrangements were used. Results of attenuation were obtained with a very good agreement with the characteristics of the constructor. The difference between transmissions of scattered radiation is inferior to the precision of the measure (1%). The difference of 1,7% between transmissions of direct radiation can be due to the x-ray source spectrum definition and to the basic knowledge of material of the grid.

The main approximation of the method, expressed in equation (12), is to consider θ_y independently from the calculation of the probability for a photon to pass through the grid. In both arrangements the measure of flux was made near the center of detector ($\theta_y \approx 0$). Consequently, the approximation about θ_y was not well evaluated. This approximation may induce differences between the true values of transmission when θ_y increases (for example on the edges of the detector) and for high variations of the width of crossed lead strips on a period of the grid compared to those given by our method. Thus this approximation is remaining acceptable for high values of θ_y for estimation of scattering radiation (low averaged variation of the crossed strip) and becomes more critical for uncollided flux. With the characteristics of the grid described above and for the broad beam arrangement, the biggest difference of probability to pass trough the grid due to this approximation is 2%. An evolution of this method could be to create a three dimensional

matrix of probability, the third dimension would then take into account θ_y , but this evolution would significantly increase computation time and required memory.

The results of increasing factors are of great interest for computation time with the new method. For our method, the effect of the grid becomes negligible in regards to simulation times whereas it represents a serious problem in classical method with hardly tractable computation times ($6609 \gg 1$). Furthermore, the simulation software Sindbad has been used in combination mode (Monte Carlo + analytical mode) in order to compute increasing factor: in both modes it is efficient. In Monte Carlo mode the unrealistic computation time of classical method is due to the complexity of the grid and the number of interfaces in such high frequencies object. In analytical mode, the ray tracing technique evaluates the attenuation coefficient along a line between the source and the center of each pixel. In order to obtain a realistic simulation of the grid it is necessary to choose a pixel size very small compared to the grid period (of $0,272 \mu\text{m}$ in our case). It induces a significant increase of rays number and CPU time as well.

It can be noticed that averaging the probability of absorption of a photon on a period of the grid physically represents the action of a moving grid [10]. Such grids are moved to blur out any shadows caused by the grid lines which might otherwise mask fine details. In the same way, independently from the size of the pixels on the detector, the results of a simulation by modeling the grid with the new method will not represent the projection of the grid on the detector. This method permits simulation with anti scatter grids without a significant increase in the duration of the simulation. Times of simulation are quite the same with or without the grid. Increasing factor for the arrangement with large beam is shortened by three to four orders of magnitude with the new method. Such development is of great importance in simulating the effect of anti-scatter grids.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors wish to thank John Boels and Japp Mulder (Smit Röntgen) for valuable assistance in various phases of the work.

REFERENCES

1. K. Ogawa, J. Kato, "Collimator Design For Single Photon Emitter", Conference Record on IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (CD ROM), 2002.
2. S. Bottari, M.A. Ciocci, M. Fortunato, P. Maestro, N. Malakhov, P.S. Marrocchesi, M. Meucci, V. Milluci, R. Paoletti, A. Scribano, N. Turini, "Study of a new scatter rejection technique in digital radiography", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 2001, Volume 461, Issues 1-3, p. 410-412.
3. J. Tabary, A. Glière, "Coupling Photon Monte Carlo Simulation and CAD Software. Application to X-ray Non destructive Evaluation", Monte Carlo 2000, Lisbon, Portugal, 2000.
4. R. Guillemaud, J. Tabary, P. Hugonnard, F. Mathy, A. Koenig, A. Glière, "Sindbad: A Multi-Purpose and Scalable X-Ray Simulation Tool for NDE and Medical Imaging", Physics in Signal and Image Processing (PSIP 2003), Grenoble, France, 2003.
5. P.C. Dykstra, M.J. Muus, "The BRL-CAD Package: An overview", USENIX, Proceedings of the Fourth Computer Graphics Workshop, 1987.
6. J.C. Satterthwaite, <http://www.nemc.org/nova>.
7. F. Mathy, R. Guillemaud, M. Picone, "Experimental Validation of a Coupled Photon Monte Carlo and CAD Software", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 2003, Volume 504, Issues 1-3, p. 317-320.
8. J. Tabary, R. Guillemaud, F. Mathy, A. Glière, P. Hugonnard, "Combination of high resolution analytically computed uncollided flux images with low resolution Monte Carlo computed scattered flux images", Proc. IEEE-MIC, Norfolk, November 12-16 2002.
9. International Electro technical Commission, IEC Standard, Publication 627, Characteristics of anti-scatter grids used in X-ray equipment, 1978.
10. J.G. Bonenkamp, W.H. Boldingh, "Quality and choice of Potter Bucky grids. A new method for for the unambiguous determination of the quality of a grid.", Acta Radiol. 1959 Jun;51(6):479-89.

Annexe 7 : Prétraitements des données (Ref [3])

Data pre-processing for quantification in tomography and radiography with a digital flat panel detector

Jean Rinkel^a, Laurent Gerfault^a, François Estève^b and Jean-Marc Dinten^a

^a CEA-LETI, Division of micro Technologies for Biology and Health,
17 rue des Martyrs, 38054 Grenoble Cedex 09 France;

^b INSERM U647-RSRM, ESRF, BP200,38043 Grenoble Cedex 09 France

ABSTRACT

In order to obtain accurate quantitative results, flat panel detectors require specific calibration and correction of acquisitions. Main artefacts are due to bad pixels, variations of photodiodes characteristics and inhomogeneity of X-rays sensitivity of the scintillator layer. Other limitations for quantification are the non-linearity of the detector due to charge trapping in the transistors and the scattering generated inside the detector, called detector scattering. Based on physical models of artefacts generation, this paper presents a unified framework for the calibration and correction of these artefacts. The following specific algorithms have been developed to correct them. A new method for correction of deviation to linearity is based on the comparison between experimental and simulated data. A method of detector scattering correction is performed in two steps: off-line characterization of detector scattering by considering its spatial distribution through a convolution model and on-line correction based on a deconvolution approach. Radiographic results on an anthropomorphic thorax phantom imaged with a flat panel detector, that convert X-rays into visible light using scintillator coupled to an amorphous silicon transistor frame for photons to electrons conversion, demonstrate that experimental X-rays attenuation images are significantly improved qualitatively and quantitatively by applying non-linearity correction and detector scattering correction. Results obtained on tomographic reconstructions from pre-processed acquisitions of the phantom are in very good agreement with expected attenuation coefficients values obtained with a multi-slice CT scanner. Thus, this paper demonstrates the efficiency of the proposed pre-processings to perform accurate quantification on radiographies and tomographies.

Keywords: Flat Panel Detector - X-rays - Pre-processing - Linearity - Detector Scattering

1 INTRODUCTION

This article proposes and evaluates new methods of pre-processing data acquired on 2D flat panel detector in order to obtain accurate attenuation values. Then, it is possible to determine linear attenuation coefficients by tomography, independently from detector features. Evaluation is performed on a device that converts X-rays into visible light using scintillator coupled to an amorphous silicon transistor frame for photons to electrons conversion. A major source of artefacts is due to the X-rays radiation scattered within the patient. In this study, in order to separate this problem from those due to the detector, images are corrected from this phenomenon by a classical method using small lead discs to measure scatter and to subtract it to acquisitions [1].

The proposed approach combine basic methods to correct defectives pixels and non-uniformities of detector and original methods to correct detector non-linearity and the radiation scattered within the detector. An original model of scatter has been developed, considering the detector scattering intensity distribution in the detector plane as an additive signal. An original method is proposed to calibrate detector non-linearity and detector scattering. Non-linearity calibration is affected by detector scattering and vice versa, detector scattering calibration is suffering from acquisitions corrupted by non-linearity. Thus, an iterative algorithm is proposed to overcome this lack of information by calibrating both non-linearity and detector scattering simultaneously.

This paper is organized as follows: section 2 analyses the physical sources of artefacts and section 3 describes the methods used to correct the artefacts. Section 4 presents an overview of experimental results. Radiographic and tomographic results obtained on an anthropomorphic thorax phantom show effects of the proposed pre-processings. Tomographic reconstructions are compared to that obtained with a multi slice helical scanner.

2 ANALYSIS OF ARTEFACTS SOURCES

The following physical sources of differences between experimental acquisitions and those expected from a flat panel detector are considered:

1. Presence of defective pixels. A pixel is considered as defective when it fulfils at least one of the following conditions: "statically" defective (no significant difference of response between black and full field acquisitions) or "dynamically" defective (the pixel has a non-linear curve of response to increasing mAs).
2. Non uniformities of the detector, due to spatially varying physical properties of the photodiodes and to variations in the X-rays sensitivity of the scintillator layer.
3. Amorphous silicon in the transistors exhibits charge trapping dependent on the flux level and thus the measure given by a pixel is not a linear function of the energy received by this pixel.
4. A source of scattering generated inside the detector and called "detector scattering". This scatter includes the radiation scattered within the filters in front of the scintillator, the backscattered radiation and the visible light scattered within the scintillator.

3 METHODS

3.1 Global correction scheme

Methods of correction of the phenomena mentioned above are developed and applied in the order following the scheme of the figure 1.

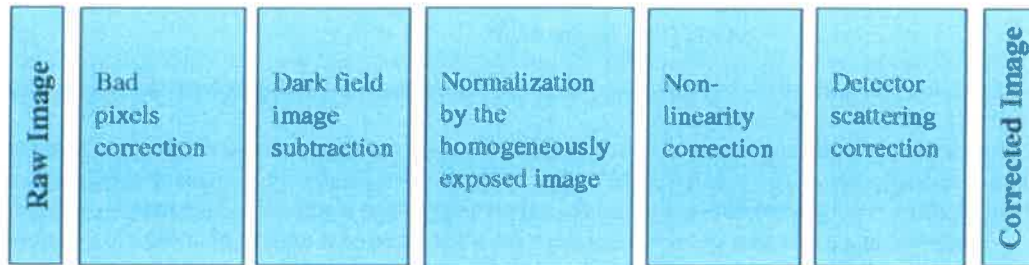


Figure 1: Schematic description of the correction steps applied to the raw images

1. The first step of bad pixels correction is the identification of the defective pixels. As a pixel is determined as faulty, its grey level value is computed by diffusion of the mean value of its surrounding pixels.
2. In order to correct spatial non-uniformities of the detector, each acquired image is firstly corrected in dark by subtracting the dark image offset to obtain radiation image Φ . Then, the image is normalized by the homogeneously exposed image (acquired without attenuating object), noted Φ_0 , to obtain the transmission image T, defined as:

$$T = \frac{\Phi}{\Phi_0} \quad (1)$$

3. In order to correct for the non-linearity of detector, an attenuation-dependent multiplicative correction factor, noted k , is computed off-line and stored in a database.
4. A method of detector scattering correction has been developed in order to pre-process every radiographic and tomographic acquisition to suppress detector scattering component. This method is based on two steps: off-line characterization of detector scattering and on-line correction by an inverse filtering scheme.

3.2 Non-linearity

k off-line computation is performed by comparing experimental images of calibration Lucite plates and X-rays simulations computed by the software Sindbad [2][3]. For each plate thickness, indexed by i , the correction factor $k(i)$ is obtained by performing the ratio between the simulated primary radiation transmission $T_S(i)$ and the experimental primary radiation transmission $T(i)$. A correction curve giving k as a function of T is constructed by using plates of consecutive thicknesses, indexed by i and $i+1$. For a current transmission T , k is computed by interpolation between $k(i)$ and $k(i+1)$. Finally, T is corrected by multiplication with the pre-computed factor k .

3.3 Detector scattering

Each acquired image ϕ' is modeled as the sum of two contributions: ϕ the part of the incident flux absorbed by the detector and $DS(\phi)$ the detector scattering:

$$\phi' = \phi + DS(\phi) \quad (2)$$

The detector scattering component is assumed to be proportional to a two-dimensional convolution of a function of the primary signal ϕ with the detector scattering point spread function (PSF) K_D :

$$DS(\phi) = (C \times \phi) * K_D$$

where C is an image representative of spatial variation of detector scattering creation on the detector area. \times denotes the multiplication pixel by pixel.

In this work, a circularly symmetric Gaussian function is used to approximate K_D :

$$K_D(r) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \times e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} \quad (3)$$

where σ is the standard deviation and r the radial distance in polar coordinates from a predetermined origin of the detected image. K_D is normalized with respect to its area.

Calibration of detector-dependent characteristics C and K_D is carried out by acquisitions done with absorbing lead discs, called beam stops, regularly placed on a Lucite plate. The radiation is measured in the shadows of the beam stops. Then a spatial interpolation is performed between measured values using spline method to obtain detector scattering images. The beam stops plate is imaged at two different distances from the detector to obtain both detector scattering characteristics σ and K_D . This calibration is detailed in the paper [4]. Finally, detector scattering is corrected in current acquisitions using an iterative scheme based on a deconvolution approach.

As the proposed correction is applied on transmission images T , the detector scattering components of Φ and of the homogeneously exposed image Φ_0 are corrected simultaneously. However, the low frequencies component of detector scattering is corrected by the Φ_0 normalization (step 2 of pre-processing). Thus, the proposed method corrects the high-frequencies components of detector scattering and has a great influence on high contrast regions of radiographies. T determination is performed by an inverse filtering method. In this study, the inversion is carried out iteratively through a fixed point approach. The corrected image at the $i+1$ iteration T^{i+1} is expressed as a function of the corrected image at the i iteration T^i :

$$T^{i+1} = T' \times (1 + C) - (T^i \times C) * K_D \quad (4)$$

3.4 Calibration algorithm

Methods of non-linearity and detector scattering calibration have been presented. As the non-linearity calibration is performed through the ratio between the simulated T_S and the experimental primary radiation transmission T , T must be corrected in detector scattering to have an accurate estimation of k . However, C and K_D detector scattering parameters calibration require acquisitions which are corrected in non-linearity.

Thus, an iterative scheme is proposed to overcome this lack of information by determining k factor and C and K_D detector scattering parameters simultaneously. One iteration of the algorithm consists of making an estimation of experimental primary transmissions of calibration plates T by correcting detector scattering with C and K_D parameters, then performing the ratio between these experimental transmissions and simulated ones to obtain k and finally using this new correction factor k to have a new approximation of C and K_D parameters. This iterative scheme is presented in figure 2. Initialization is performed by determining C^0 and K_D^0 without non-linearity correction. The following stopping criterion has been used:

$$\frac{|k^j - k^{j+1}|}{|k^j|} \leq 0.5\% \quad (5)$$

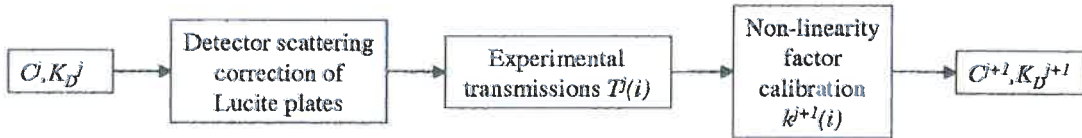


Figure 2: Iterative scheme of determination of non-linearity correction function k . This algorithm is initialized with calibration acquisitions which are not corrected in linearity.

4 EXPERIMENTAL RESULTS

4.1 Experimental setup

All images are acquired using a conventional X-rays tube (tungsten anode, focus 1.5×1.5 mm, beryllium output window) and a digital flat panel detector (Thales Flashscan 33 HE, a:SI technology, Lanex Fast[®] scintillator, dimension of the active area : $285 \text{ mm} \times 406 \text{ mm}$, number of pixels : 2240×3200 , pixel size :127 micrometers,16 bits). Experiments were performed in the context of tomographic reconstruction of a thorax phantom. In this frame, the prototype system has been applied to an anthropomorphic phantom, represented in figure 3. 720 projections of the phantom over 360° were collected by the X-rays rotational tomographic system. Due to the limited size of computer RAM, 4×4 pixels binning was performed to obtain 800×576 pixels projections. The radiological constants are 120 kV, 5 mA, 2,8 s. The source filtering is obtained with 2 mm of coppers and 2 mm of steel. The source to detector distance is 2180 mm and the distance between the center of the object and the detector is 330 mm. The data set is reconstructed in $900 \times 700 \times 100$ voxels (voxel size $0.4 \times 0.4 \times 0.4$ mm) by the Feldkamp algorithm.

The beam stops plate is composed of 100 cylindrical lead parts evenly spaced in both directions to cover 40×40 cm area. Typically 24 central beam stops have been imaged. Calibration objects are Lucite plates of dimensions $500 \text{ mm} \times 500 \text{ mm}$ with thicknesses 50, 100, 125, 150, 175, 200, 225, 250 and 275 mm respectively. Due to the limited power of the X ray tube, image averaging was processed on 16 frames to obtain calibration plates acquisitions which have a better signal to noise ratio compared to that of on-line acquisitions.

The CT scanner used to evaluates the proposed method is a Philips scanner (helical scan, slice thickness: 1.3 mm, 120 kV).



Figure 3: Thorax phantom used to evaluate data pre-processing methods

4.2 Calibration

An experimental method of characterization of detector non-linearity and detector scattering has been presented. According to the stopping criterion of equation 5, 7 iterations were processed to determine the k non-linearity correction factor. The figure 4 shows evaluation of the k factor. At each iteration, k is represented as a function of Lucite plates transmission, which is a decreasing function of Lucite plates thickness. The results show that detector scattering correction of calibration plates has a great influence on k determination.

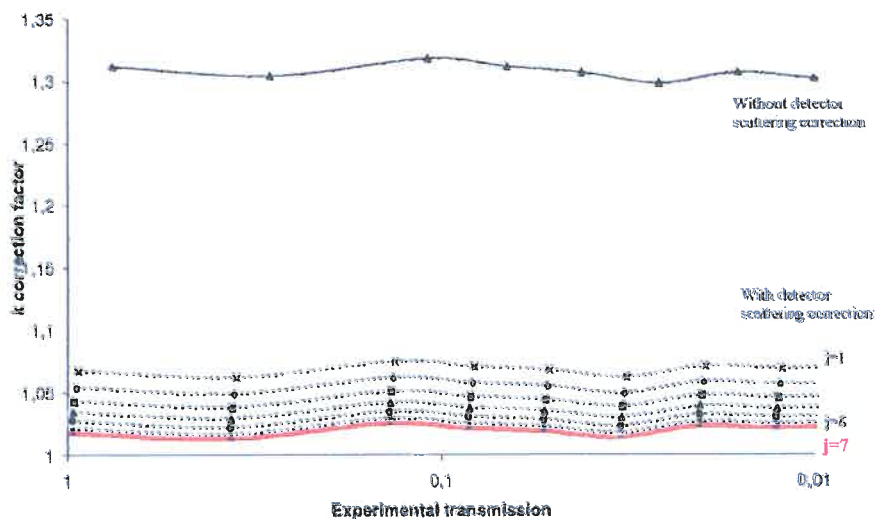


Figure 4: Non Linearly attenuation-dependent correction factor k , calculated without detector scattering correction and with detector scattering correction (1 to 7 iterations).

4.3 Radiographic results

Pre-processing methods are applied to AP radiographic projection of the thorax phantom. The primary radiation attenuation is obtained by first estimating the intensity distribution of the radiation scattered within the phantom by the beam

stops method [1]. Pre-processing methods including detector scattering correction are applied to the image of beam stops shadows. Then, a spatial interpolation is performed to obtain the final estimation of the radiation scattered within the phantom. As the image of beam stops shadows has high contrasts, the detector scattering correction has a great influence on it. Thus, the level of the estimation of the radiation scattered within the phantom depends on the detector scattering correction method strongly.

The second step of primary radiation attenuation estimation is performed by subtracting the estimated intensity distribution of the radiation scattered within the phantom to the current acquisition. Before the subtraction, pre-processing methods including detector scattering correction are applied to the current acquisition. As the current acquisition has less high frequencies compared to the beam stops shadows image, the detector scattering correction has lower effect on it. Finally, the effects of detector scattering correction on the resulting primary image are quantitative (mean grey level differences) and qualitative (deblurring). Improvement of qualitative results by deblurring is demonstrated in figure 5. Quantitative improvement is shown on horizontal profiles, represented on figure 6. It can be noticed on these profiles, that the regions of radiographies without attenuating object have values greater than 0 before detector scattering correction. After correction, the measured attenuations correspond to the expected one.

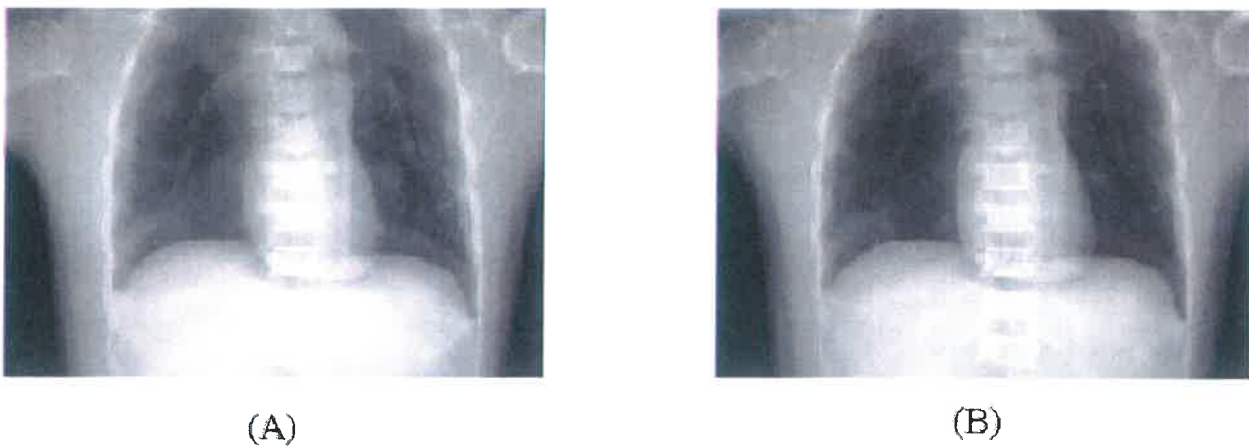


Figure 5: Results on radiographies. (A) Image without detector scattering correction. (B) With detector scattering correction.

4.4 Tomographic results

Three thorax phantom reconstructions are presented on figure 7: obtained with the multi slice CT scanner (A), without detector scattering correction (B) and with detector scattering correction. Two profiles are plotted: a profile of a high contrast region, represented by a vertical black line at the top of each tomographic reconstruction and a profile of a low contrast region, represented by a vertical black line at the bottom of each tomographic reconstruction. These profiles are represented on figure 8.

To observe quantitative improvements of scatter correction, profiles of (B) and (C) are compared to those of (A). Δ_r is defined as the relative mean absolute difference between the profiles obtained with the flat panel detector and those obtained with the multi slice CT scanner.

Detector scattering	No correction	Correction
Δ_r on the high contrast region	37%	34%
Δ_r on the low contrast region	76%	44%

The profile show improvements of reconstructions due to detector scattering correction by comparison with those

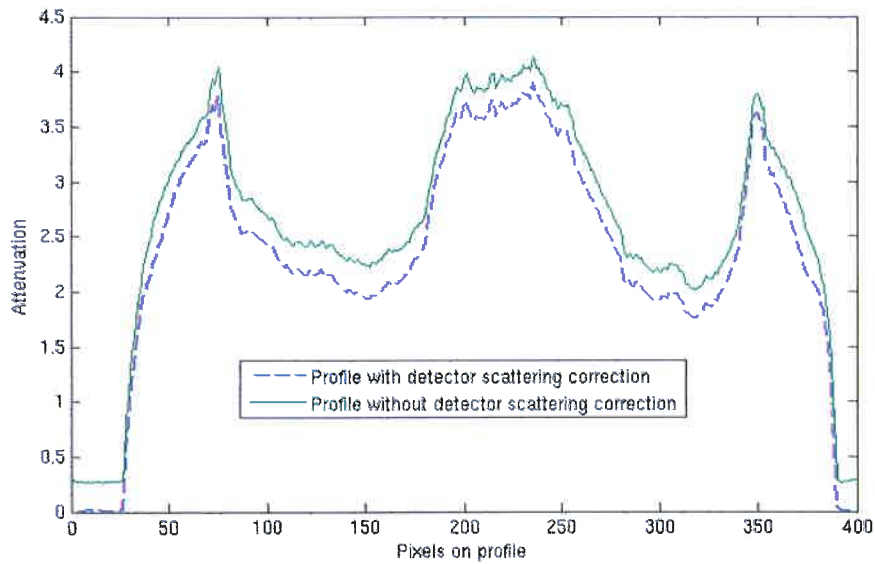


Figure 6: *Central horizontal profiles of radiographies of figure 5.*

obtained on a multi slice helical CT scanner.

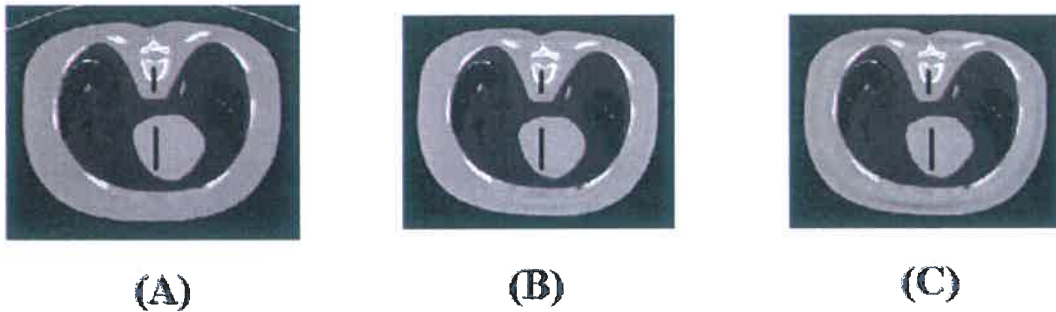


Figure 7: *Results on reconstructions, obtained with the multi slice CT scanner (A), without detector scattering correction (B) and with detector scattering correction.*

5 DISCUSSION

Some methods of detector scattering correction based on a deconvolution approach have been proposed [5] [6]. Assuming that object and detector have the same spatial distribution of scattered radiation, these approaches estimate both object scattered X-rays and detector scattered radiation, called veiling glare, simultaneously. In fact, spatial distribution of object scattering is higher than that of detector scattering. In the experiments previously presented in this paper, where scatter spatial distributions are assumed to be Gaussian, standard deviation of object scattering were higher than that of detector scattering by a factor 5. Such difference shows the interest of separating estimations of both types of scattering radiation to apply a deconvolution approach to correct detector scattered radiation.

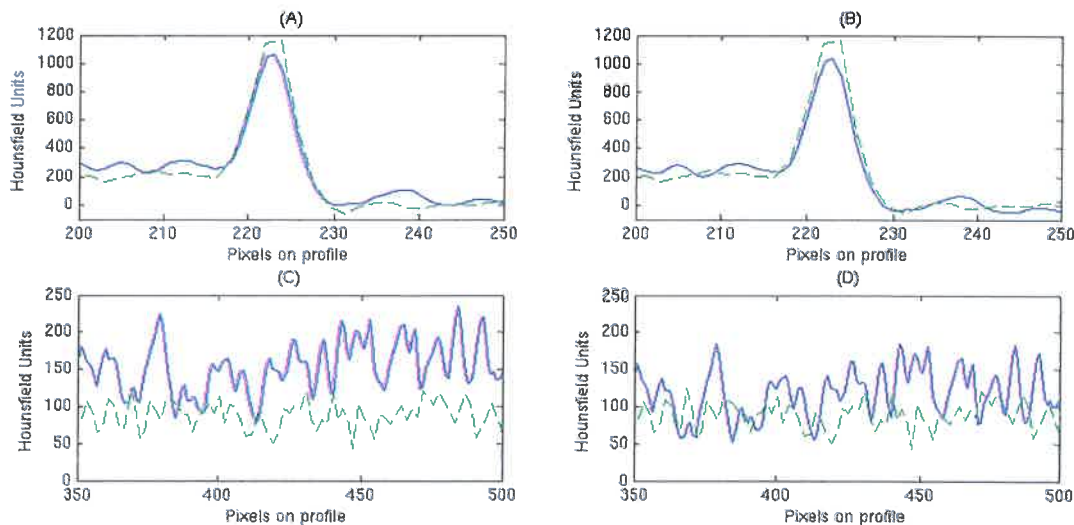


Figure 8: Profiles of reconstruction images of figure 7. Profiles of reconstruction obtained with the flat panel detector are compared to those obtained with the multi slice CT scanner, represented in cross-hatched line. (A) Comparison between the profiles of high contrast region without detector scattering/with the multi slice CT scanner. (B) Comparison between the profiles of high contrast region with detector scattering/with the multi slice CT scanner. (C) Comparison between the profiles of low contrast region without detector scattering/with the multi slice CT scanner. (D) Comparison between the profiles of low contrast region with detector scattering/with the multi slice CT scanner.

The originality of the proposed detector scattering correction method is to consider the detector scattering intensity distribution in the detector plane as an additive signal, as the classical PSF approaches modelize the resulting signal as a convolution. As detector scattering includes X-rays scatter within the detector and optical scatter, both approaches are available: as the PSF approaches are well justified for optical scattering process, the new proposed model is more accurate to modelize the X-rays scatter component of detector scattering.

6 CONCLUSION

This work proposes a framework for the calibration and correction of image artefacts with original physical models, especially for the non-linearity correction and for the detector scattering correction, with the consideration of its spatial distribution. It is shown that experimental tomographic reconstructions of thorax phantom processed with the proposed methods are in good agreement with expected profiles obtained on multi slice CT scanner. Qualitative and quantitative improvements due to detector scattering correction are well demonstrated on radiographies and on tomographies.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors wish to thank Georges Gonon and Thomas Bordy for valuable assistance in the carrying out of experimental setup and the Neuroradiology Department of the Grenoble University Hospital for the reference CT data acquisitions and reconstructions.

REFERENCES

- [1] R. Ning, T. Xiangyang, and D. L. Conover, "X-ray scatter suppression algorithm for cone-beam volume ct," *Proceedings of the SPIE* 4682, pp. 774–781, 2002.

- [2] A. Glière, "Sindbad: From cad model to synthetic radioagraphs," *Review of progress in QNDE* **17A**, pp. 387–394, 1998.
- [3] R. Guillemaud, J. Tabary, P. Hugonnard, F. Mathy, A. Koenig, and A. Glière, "Sindbad: A multi-purpose and scalable x-ray simulation tool for nde and medical imaging," *Physics in Signal and Image Processing 2003, Grenoble, France*, 2003.
- [4] J. Rinkel, L. Gerfault, F. Estève, and J. M. Dinten, "Experimental evaluation of a physical based approach of scattered radiation correction in thoracic cone beam ct," *submitted to Medical Physics*, 2005.
- [5] K. C. S. R. A. Close and J. S. Whiting, "Regularization method for scatter-glare correction in fluoroscopic images," *Medical Physics* **26** (9), pp. 1794–1801, 1999.
- [6] Y. Kawata and N. Niki, "3-d image reconstruction with veiling glare correction to improve the contrast of 3-d reconstructed vascular images," *IEEE Transactions On Nuclear Science* **43** (1), pp. 304–309, 1996.

**Annexe 8 : Correction du diffusé
objet et évaluation sur fantôme
anthropomorphique de thorax (Ref
[4])**

Evaluation of a physical based approach of scattered radiation correction in cone beam CT with an anthropomorphic thorax phantom

Jean Rinkel^a, Laurent Gerfault^a, François Estève^b and Jean-Marc Dinten^a

^a CEA-LETI, Division of micro Technologies for Biology and Health,
17 rue des Martyrs, 38054 Grenoble Cedex 09 France;

^b INSERM U647-RSRM, ESRF, BP200,38043 Grenoble Cedex 09 France

ABSTRACT

Cone beam Computed Tomography (CBCT) enables three-dimensional imaging with isotropic resolution. X-rays scatter estimation is a big challenge for quantitative CBCT imaging of thorax: scatter level is significantly higher on cone beam systems compared to collimated fan beam systems. The effects of this scattered radiation are cupping artifacts, streaks, and quantification inaccuracies. In this paper, an original scatter management process on tomographic projections without supplementary on-line acquisitions is presented. The correction method is based on scatter calibration through off-line acquisitions, combined to an on-line analytical transformation issued from physical equations to adapt calibration to the observed object. Evaluations of the method were performed on an anthropomorphic thorax phantom. First, tomographic acquisitions were performed with a flat panel detector. Reconstructed volume obtained with the proposed scatter correction method has been compared with the one obtained through a classical beam stops method. Secondly, reconstructed volume has been compared with the one obtained through a fan beam system (Philips multi slice CT scanner). The new method provided results in good agreement with the beam stops approach and with the multi slice CT scanner, suppressing cupping artifacts and improving quantification significantly. Compared to the beam stops method, lower X-rays doses (divided by a factor 9) and shorter acquisition times were needed.

Keywords: X-rays Scatter - Tomography - Flat Panel Detector

1 INTRODUCTION

The effects of scattered radiation in X-rays tomography are cupping, streaks, CT number inaccuracies and noise increase. Developing an X-rays scatter estimation technique for quantitative cone beam computed tomography (CBCT) remains a big challenge because the amount of scatter is much higher compared to fan beam systems: the scattered radiation is often higher than the primary whereas it represents generally less than 20 % of the primary in fan beam systems. In thorax imaging, scatter radiation can be found higher by one order of magnitude compared to the primary radiation in the mediastinal region for PA and AP radiographic acquisitions without anti scatter grid.

Anti scatter grids limit the amount of scatter reaching the detector, and reduce significantly scatter degradation. Nevertheless a scatter correction is still required, because the residual signal portion of scatter can outweigh the primary. Furthermore, the main drawback of the grids is that a part of the primary radiation is absorbed by the grid. A classical method of object scattering correction is based on the use of radio opaque absorbers placed in the beam to absorb all primary radiations. Thus, scattered radiation images are calculated by interpolation and subtracted to acquisitions. The beam stops array method of correction of scattered radiation has to be applied on every projection of the tomographic acquisition. The main drawback of this method is the significant increase in terms of X-rays dose, at least twice the original dose, and of acquisition time. Furthermore, this method adds the experimental constraint that the observed scene should be the same for a tomographic projection and for the corresponding beam stops acquisition.

This study aims to propose an original scatter management approach based on the estimation of spatial distribution of scatter in the detector plane and to evaluate it in the case of thorax imaging performed without anti scatter grid. In this method, scatter is calibrated off-line through measurements performed with Lucite plates and no supplementary acquisitions of the patient are required. Tomographic reconstructions of an anthropomorphic thorax phantom are performed. Results obtained with the beam stops approach are compared with those obtained with the new method and with those obtained through a fan beam system with a multi slice CT scanner.

2 SCATTER CORRECTION METHOD

2.1 Introduction

In this part, an original processing of scatter which does not require on-line supplementary acquisitions is described. This method is inspired by an approach developed to correct X-rays scatter for Dual Energy X-rays absorptiometry [1]. It evaluates the level of scattered radiation image from calibration acquisitions and adaptes it to acquisitions. Therefore, weighting parameters are determined from acquired image by deriving the equations which describe first-order Compton interaction of the X-rays beam within the patient. The presented approach has been extended to tomographic acquisitions: 3D information issued from the first reconstruction are used to evaluate the transposition coefficients more precisely. This approach is based on the three following steps:

1. For each tomographic projection, a Lucite equivalent scattered radiation map is selected, by comparison of a total measurement radiation value through the observed anatomical area.
2. Transposition coefficients are computed between the Lucite scattered radiation map and the examined anatomical region scattered radiation map, function of the total measured radiation through Lucite and through the examined anatomical area and of the 3D information obtained by the first tomographic reconstruction.
3. The scattered radiation maps obtained from the calibration data set are weighted by the transposition coefficients.

2.2 Scatter process modelization

The model of scatter assumes that the scattered radiation distribution in the detector plane $\phi_S(x, y)$ can be expressed as a function of the two-dimensional convolution of a scatter potential $P(x, y)$ with the point spread function of object scattering, $K_O(x, y)$:

$$\phi_S(x, y) = A(x, y) \times (P(x, y) * K_O(x, y))$$

1. K_O is a two-dimensional convolution kernel, considered as a phenomenological scatter propagation kernel. In this work, a circularly symmetric Gaussian function is used to approximate it.
2. The function P is formulated theoretically by integration of the equations which describe first-order Compton interactions of the X-rays beam within the patient and modelizes both scatter creation and scatter absorption within the patient. Assuming that $L(x, y)$ is the physical width of the patient crossed by the primary radiation at detector coordinates (x, y) , $P(x, y)$ is expressed in terms of the total measurement radiation $\Phi(x, y)$, of the width of patient $L_p(x, y)$ weighted by Compton linear cross sections, and of a geometrical tabulated parameter $\alpha(L(x, y))$:

$$P(x, y) = \Phi(x, y) \times L_p(L(x, y)) \times \alpha(L(x, y))$$

$L_p(L)$ is evaluated by the following integrated value:

$$L_p(L) = \int_{x_m=0}^L \mu_C^f(x_m) dx_m$$

where μ_C^f stands for the linear macroscopic cross section of Compton scattering in the forward direction. $\alpha(L(x, y))$ takes into account the fact that the mean path length of a scattered photon is greater than the mean patient width.

A first reconstruction is performed with raw projection data. Then, a thresholding is performed on the attenuation coefficient data to separate air and soft tissues regions to have an approximation of μ_C^f for each voxel. Determination of μ_C^f is based on the data taken from ICRU Report 44 [2]. The integration is performed numerically to obtain L_p .

3. A is a 2D proportionality image, assumed to be constant for a given attenuation.

2.3 Transposition coefficients evaluation

The transposition coefficients TC are formulated as the ratio between the estimation of scatter of the examined tomographic projection ϕ_S^{PR} and that of the calibrated Lucite equivalent scattered radiation map ϕ_S^{CA} :

$$TC = \frac{\phi_S^{PR}}{\phi_S^{CA}}$$

A quantifies at each detector pixel the ratio of first-order scattered radiation by multiple-order one for a given attenuation. Thereby, the quite tedious analytical evaluation of multiple-order Compton scatter has not to be performed assuming that A coefficient is the same for a projection and the associated Lucite equivalent scattered radiation map, thus:

$$TC(x, y) = \frac{P^{PR}(x, y) * K_O(x, y)}{P^{CA}(x, y) * K_O(x, y)}$$

where $P^{PR}(x, y)$ and $P^{CA}(x, y)$ correspond to the P function for the examined tomographic projection and for the Lucite equivalent scattered radiation map respectively.

Knowing that P^{CA} image has low frequencies compared to K_O frequencies, transpositions coefficients are finally estimated by:

$$TC(x, y) = \left(\frac{P^{PR}(x, y)}{P^{CA}(x, y)} \right) * K_O(x, y)$$

The global scheme of the method is illustrated in the figure 1.

3 EXPERIMENTAL RESULTS

3.1 Experimental setup

All images are acquired using a conventional X-rays tube (tungsten anode, focus 1.5×1.5 mm, beryllium output window) and a digital flat panel detector (Thales Flashscan 33 HE, a:SI technology, Lanex Fast[®] scintillator, dimension of the active area : 285 mm \times 406 mm , number of pixels : 2240 \times 3200 , pixel size :127 micrometers,16 bits). Experiments were performed to evaluate the method of scatter correction in thorax imaging. In this frame, the prototype system has been applied to an anthropomorphic thorax phantom, represented in figure 2. 720 projections over 360° of the phantom were collected by the X-rays rotational tomographic system. Due to the limited size of computer RAM, 4 \times 4 binning was performed on tomographic acquisitions to obtain projections composed of 800 \times 576 pixels images. The radiological constants are 120 kV, 5 mA, 2.8 s. The source filtering is obtained with 2 mm of copper and 2 mm of steel. The source to detector distance is 2180 mm and the distance between the center of the object and the detector is 330 mm. The data set is reconstructed in 900 \times 700 \times 100 voxels (voxel size 0.4 \times 0.4 \times 0.4 mm) by the Feldkamp algorithm.

The beam stops plate is composed of 100 cylindrical lead parts evenly spaced in both directions to cover 40 \times 40 cm area. During the acquisitions of this study, typically 24 central beam stops have been imaged. Calibration objects are Lucite plates of dimensions 500 mm \times 500 mm with thicknesses 50, 100, 125, 150, 175, 200, 225, 250 and 275 mm respectively. Due to the limited power of the X ray tube, image averaging was processed on 16 frames to obtain calibration plates acquisitions presenting better small noise to signal ratio compared to that of on-line acquisitions.

The CT scanner used to provide reference data for evaluation of our approach is a Philips MX8000[®] scanner (four-slice system, helical scanner, slice thickness: 1.3 mm, 120 kV).

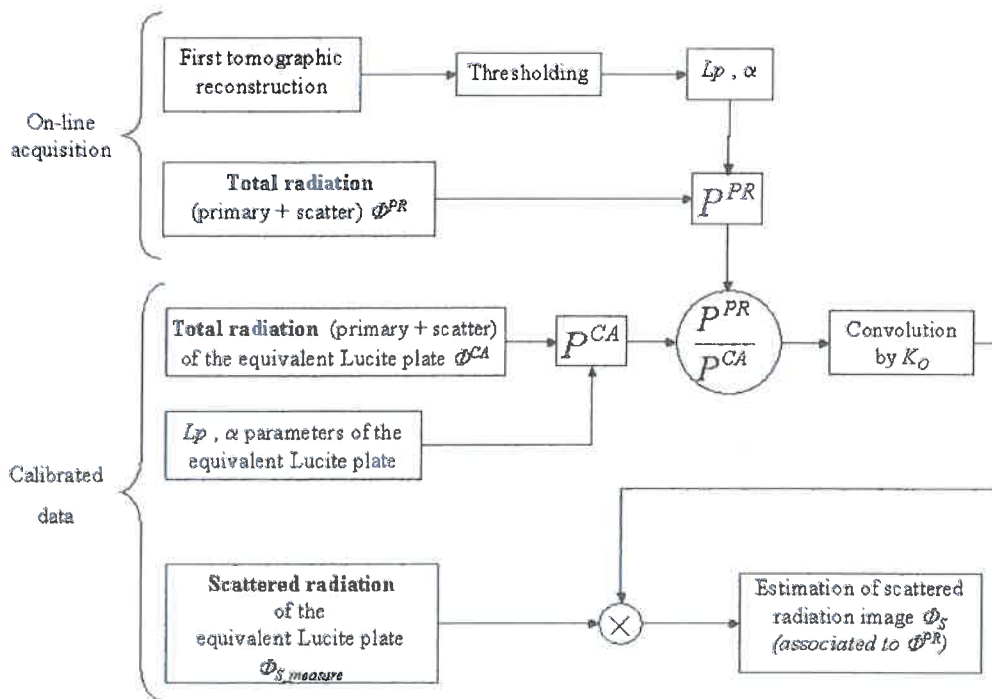


Figure 1: Scheme of the new scatter correction method



Figure 2: Thorax phantom used to validate scatter correction method

3.2 Scatter to primary ratio estimation

In order to quantify the amount of scatter in the experimental setup without anti scatter grid, an AP radiography of the anthropomorphic thorax phantom was acquired. The associated scattered radiation image has been calculated with the beam stops method. The figure 3 represents the ratio between scatter spatial distribution and primary radiation image on the detector area. The highest values are obtained in the mediastinal region, with a ratio growing up to 4.6. Thus, correcting

the scatter in this configuration remains a big challenge because relative errors of scatter estimation imply amplified relative errors on primary radiation estimation.



Figure 3: Ratio between scatter spatial distribution and primary radiation image on the detector area for an AP radiographic acquisition of the anthropomorphic thorax phantom.

3.3 Results on reconstructions

Feldkamp algorithm was used to obtain reconstructed images from three projections sets: without scatter correction, with correction by classical beam stops method and with correction by the new method. For the multi slice CT scanner, acquisition and reconstruction were performed on this medical system. As collimation reduces scatter strongly in such a fan beam configuration, the reconstruction obtained through this system is considered as a reference for quantitative Hounsfield values. The figure 4 illustrates the results obtained on reconstructed images.

Vertical profiles in the center of reconstructed images of the figure 4 are illustrated on figure 5. Two profiles are plotted: a profile of high contrast region, represented by a vertical black line at the top of each tomographic reconstruction and a profile of low contrast region, represented by a vertical black line at the bottom of each tomographic reconstruction. Scatter flux in the projections leads to cupping artifact. This phenomenon results in an under-estimation of reconstructed linear attenuation in the central zone of the reconstructed image. The profiles point out the cupping artifact when the X-rays scatter is not corrected and its disappearing when a correction is applied. A gain of 50% in accuracy for the linear attenuation is performed at the centre of the phantom by correcting X-rays scattering.

To observe quantitative improvements of scatter correction, profiles of (B), (C) and (D) of figure 4 are compared to those of (A). Δ is defined as the mean absolute difference between the profiles obtained with the flat panel detector and those obtained with the multi slice CT scanner.

Scatter correction process	No correction	By the beam stops technique	With the new method
Dose	Original	Original $\times 9$	Original
Δ on the high contrast region	479	64	72
Δ on the low contrast region	410	38	79

The profiles show improvements of reconstructions due to the new method of scatter correction by comparison with those obtained on a multi slice helical CT scanner. Quantitative improvements of tomographic reconstructions obtained

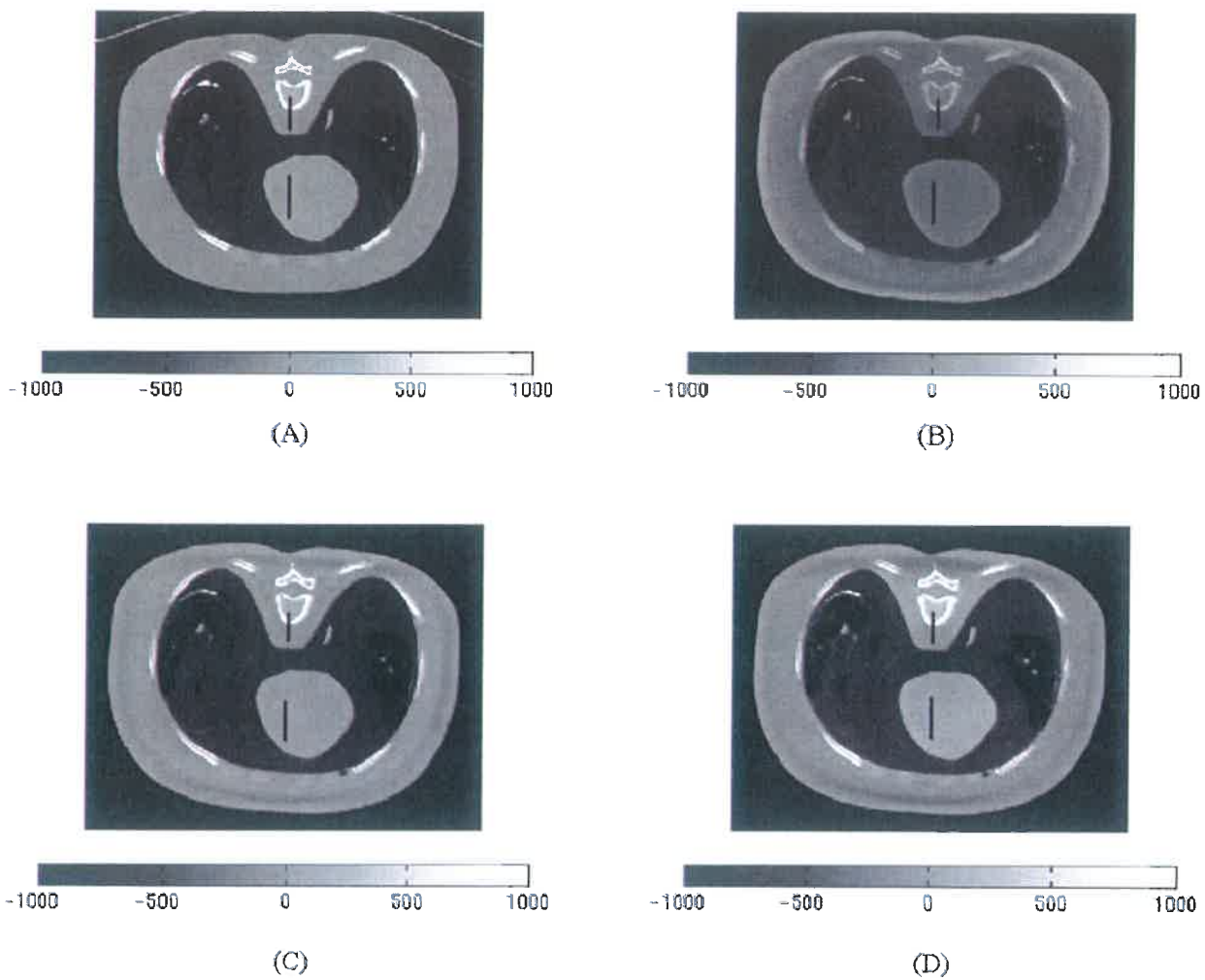


Figure 4: *Reconstructed images. (A) Reconstruction using the multi slice CT scanner. (B) Reconstruction without scatter correction (original dose). (C) Reconstruction with scatter correction by the beam stops method (original dose \times 9). (D) Reconstruction with scatter correction by the new method (original dose).*

with the new digital scatter correction method have the same order of magnitude as the beam stop array technique, with an X-rays dose reduced by a factor 9.

4 DISCUSSION

Methods of scatter correction based on a deconvolution approach have been proposed [3]. Compared to these methods, the originality of the method proposed in this work is in coupling a convolution approach to modelize scatter with the use of 3D first tomographic reconstruction.

The concept of performing a first tomographic reconstruction to correct scattered radiation has been already investigated. Zbijewski et al [4] proposed to perform a first reconstruction to estimate scattered radiation on tomographic projections using a Monte Carlo code. The main drawback of the Monte Carlo based techniques is the high computing time

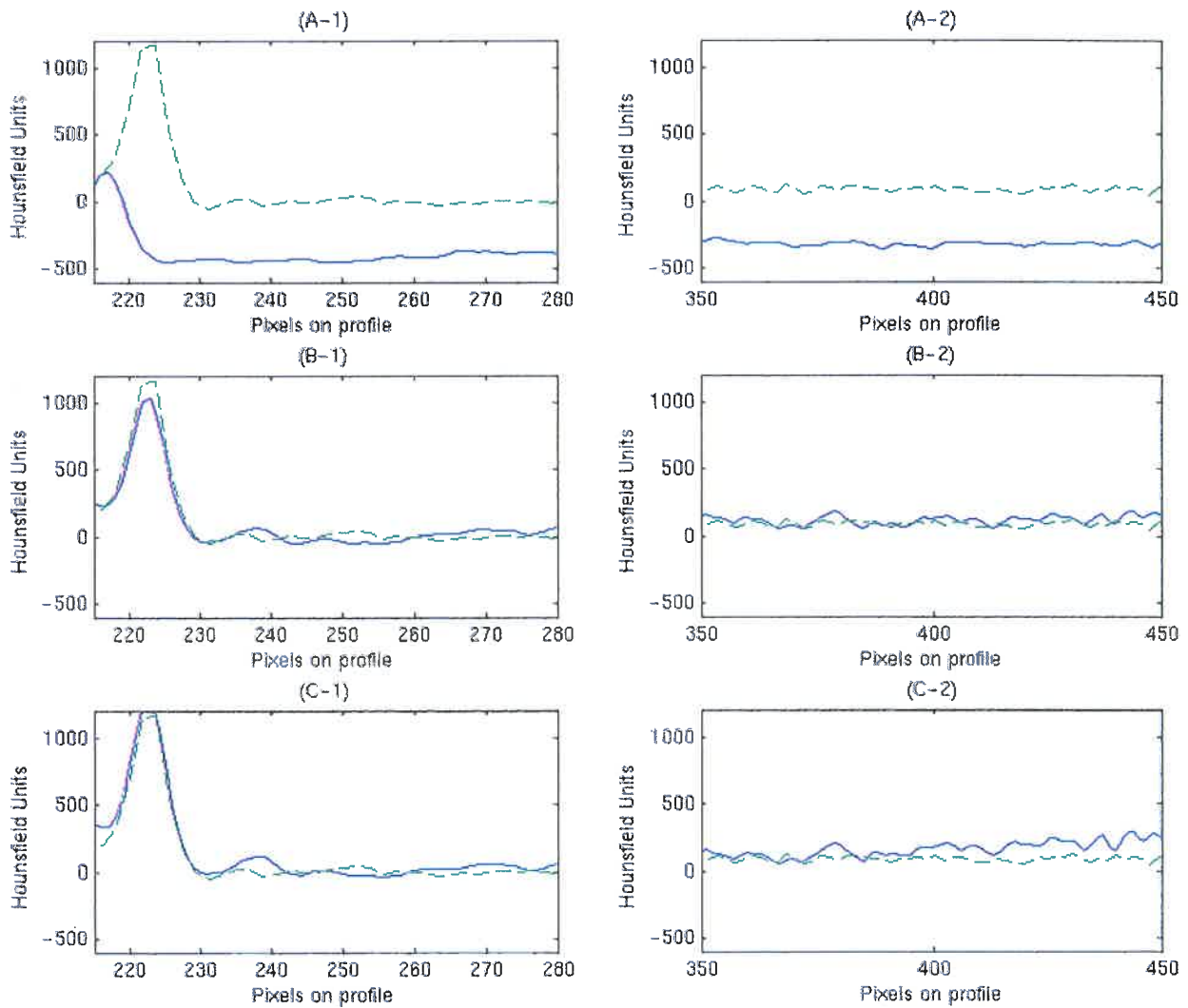


Figure 5: Profiles of reconstructed images of figure 4. Profiles of reconstructions obtained with the flat panel detector are compared to those obtained with the multi slice CT scanner; represented in cross-hatched line. (A-1) Comparison between the profiles of high contrast region without scatter correction /with the multi slice CT scanner. (A-2) Comparison between the profiles of low contrast region without scatter correction /with the multi slice CT scanner. (B-1) Comparison between the profiles of high contrast region with scatter correction by the beam stops technique /with the multi slice CT scanner. (B-2) Comparison between the profiles of high contrast region with scatter correction by the beam stops technique /with the multi slice CT scanner. (C-1) Comparison between the profiles of high contrast region with scatter correction by the new method /with the multi slice CT scanner. (C-2) Comparison between the profiles of high contrast region with scatter correction by the new method /with the multi slice CT scanner.

needed to have simulations representative of physical processes. The originality of the method proposed in this work is in coupling the use of three-dimensional data issued from the first reconstruction with projections and calibrated data. The 3D data are used by numerical integrations of differential Compton scatter cross-sections along path lines of primary radiation. Thereby, the new algorithm of object scattering correction needs significantly lower computation times compared to Monte Carlo based methods.

A major drawback of digital scatter correction methods is that only the smooth component of scatter can be removed but not the extra noise due to scatter. Having performed the challenging task of estimating scatter in a configuration without anti scatter grid, later studies could analyse the final coupling of the proposed digital method with anti scatter grids in terms of scatter rejection and signal to noise ratio optimization.

5 CONCLUSION

This work gives a response to a fundamental problem of tomographic reconstruction with flat panel 2D detector. Results show the great efficiency of the method for X-rays scatter correction for 3D quantitative tomographic reconstructions of thorax phantoms. Without increase of dose, performing X-rays scatter correction induces a gain of 50 % in accuracy for the linear attenuation coefficient at the centre of an anthropomorphic phantom. Reconstructed images issued from projections corrected in scatter radiation by the proposed method are in good agreement with those obtained with a multi slice CT scanner. Qualitative and quantitative improvements of tomographic reconstructions obtained with the new digital scatter correction method have the same order of magnitude as the beam stop array technique, with an X-rays dose reduced by a factor 9. This study shows that quantitative tomographic reconstruction with a 2D flat panel detector and without anti scatter grid is possible. And moreover, with an adequate processing, flat panel detectors allow a reconstruction quality comparable to present commercial scanners, with an highest resolution.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors wish to thank Georges Gonon and Thomas Bordy for valuable assistance in the carrying out of experimental setup and the Neuroradiology Department of the Grenoble University Hospital for the reference CT data acquisitions and reconstructions.

REFERENCES

- [1] J. Dinten, M. Darboux, T. Bordy, C. Robert-Coutant, and G. Gonon, "X-rays scatter correction for dual energy x-rays absorptiometry: compensation of patient's lean/fat composition," *Proceedings of SPIE Medical Imaging, San Diego* 5368, 2004.
- [2] "Tissue substitutes in radiation dosimetry and measurement," tech. rep., Report 44 of the International Commission on Radiation Units and Measurements (Bethesda, MD), 1989.
- [3] M. Zellerhoff, B. Scholz, E.-P. Rührschopf, and T. Brunner, "Low contrast 3d-reconstruction from c-arm data," *Proceedings of SPIE Medical Imaging, San Diego* 5745, 2005.
- [4] A. P. C. W. Zbijewski and F. J. Beekman, "Monte carlo based scatter correction for cone-beam micro ct," *Proceedings of The 7th International Conference on Fully 3D Reconstruction In Radiology and Nuclear Medicine. Saint Malo, France. June 29-July 4, 2003*, 2003.

Annexe 9 : Application de la méthode API en Contrôle Non Destructif (Ref [2])

Evaluation of a physical based approach of scattered radiation correction in cone beam CT for Non-Destructive Testing applications.

Jean RINKEL, CEA-LETI, GRENOBLE FRANCE

François ESTEVE, INSERM U647-RSRM, GRENOBLE FRANCE

Jean-Marc DINTEN, CEA-LETI, GRENOBLE FRANCE

Abstract Cone Beam Computerized Tomography (CBCT) enables three-dimensional imaging with isotropic resolution. X-ray scatter management is a challenging task for quantitative CBCT imaging : scattered radiation level is significantly high on cone beam systems compared to collimated fan beam systems. The effects of this scattered radiation are cupping artifacts, streaks, and quantification inaccuracies. At CEA-LETI, an original scatter management process without additional on-line acquisition has been developed, the API (Analytical transformation Plus Indexation based) method. The proposed method is composed of two steps: a scatter calibration is first performed through off-line acquisitions and is used to evaluate the level and a global shape of scattered radiation on on-line tomographic projections of the object. This global shape is adapted to the current acquisition with an analytical transformation issued from physical equations to evaluate the scattered radiation distribution on tomographic projections. This approach has been applied successfully in medical field. This paper presents in detail the API method and evaluates it in CBCT for Non-Destructive Testing (NDT). To evaluate API method, experimental radiographic projections of simple geometry objects were performed with a Thales Flaschscan flat panel detector and corrected from scatter by API method and by a beam stops method. Simulated projections of primary radiation were performed with the simulation software Sindbad, developed at CEA LETI. Reconstructions were then performed on experimental scatter corrected projections and on simulated projections. The API method provides results in good agreement with simulations, suppressing cupping artifact. The improvements due to the scatter correction by the API method have the same order of magnitude as those due to the correction by the beam stops method on experiments performed without antiscatter grid. The estimation of scatter is found to be more accurate with the API method than with the beam stops method on experiments performed with an antiscatter grid. API method improves NDT quantitatively and qualitatively without increasing on-line acquisition time.

Introduction

The effects of scattered radiation in X-rays tomography are cupping, streaks, CT number inaccuracies and increase of noise. Developing an X-rays scatter estimation technique for quantitative cone beam computed tomography (CBCT) remains a big challenge because the amount of scatter is much higher compared to fan beam systems: the scattered radiation is often higher than the primary whereas it represents generally less than 20 % of the primary in fan beam systems.

Methods of scatter correction based on an analytical prediction of scatter have been proposed [1]. Monte Carlo simulations have been used to predict the scattered radiation in CBCT [2]. The main drawback of the Monte Carlo based techniques is the high computing time needed to have simulations representative of physical processes. A method of object scattering correction is based on the use of radio opaque absorbers, or beam stops, placed in the beam to absorb all primary radiations [3]. Thus, scattered radiation images are calculated by interpolation and subtracted to acquisitions. The beam stops method of correction of scattered radiation has to be applied on every projection of the tomographic acquisition. The main drawback of this method is the significant increase in terms of acquisition time, at least twice the original acquisition time.

Anti scatter grids limit the amount of scatter reaching the detector, and reduce significantly scatter degradation [4]. Nevertheless a scatter correction is still required, because the residual signal portion of scatter can outweigh the primary. Furthermore, the main drawback of the grids is that a part of the primary radiation is absorbed by the grid.

This study aims to propose an original scatter management approach based on the estimation of spatial distribution of scatter in the detector plane and to evaluate it for Non Destructive Testing applications. In this method, scatter is calibrated off-line through measurements performed with lucite plates and no supplementary acquisitions of the examined object are required. The method is evaluated on two different configurations: first, tomographic acquisitions of a lucite phantom with two cylindrical holes are performed without anti scatter grid. Secondly, the method is evaluated on acquisitions of a phantom composed of water and comprising metallic inserts performed with an antiscatter grid. A beam stops approach is adapted to our experimental bench and the results obtained with the beam stops approach are compared with those obtained with the new method.

1 Scatter correction method

1.1 Introduction

In this part, an original processing of scatter which does not require on-line supplementary acquisitions is described. This method is inspired by an approach developed to correct X-rays scatter for Dual Energy X-rays absorptiometry [5] and has been applied successfully in medical field [6] [7]. It evaluates the level and the global shape of scattered radiation image from calibration acquisitions and adapts it to acquisitions. Therefore, weighting parameters are determined from acquired image by deriving the equations which describe first-order Compton interaction of the X-rays beam within the examined object. The presented approach has been extended to tomographic acquisitions: 3D information issued from a first reconstruction are used to evaluate the transposition coefficients more precisely. This approach is based on the

three following steps:

1. For each tomographic projection, a lucite equivalent scattered radiation map is selected, by comparison of the total measurement radiation value between calibration acquisitions and the examined tomographic projection.
2. Transposition coefficients between the scatter map of lucite and that of the examined object are computed. These coefficients are functions of the total measured radiation through lucite and through the examined object and of the 3D information obtained by a first tomographic reconstruction.
3. The scattered radiation maps obtained from the calibration data set are weighted by the transposition coefficients.

1.2 Scatter process modelization

The model of scatter assumes that the scattered radiation distribution in the detector plane $\phi_S(x, y)$ can be expressed as a function of the two-dimensional convolution of a scatter potential $P(x, y)$ with the point spread function of object scattering, $K_O(x, y)$:

$$\phi_S(x, y) = A(x, y) \times (P(x, y) * K_O(x, y))$$

1. K_O is a two-dimensional convolution kernel, considered as a phenomenological scatter propagation kernel. The parameters of K_O are adjusted with a calibration phantom composed of lucite with two cylindrical holes by comparing reconstructions obtained with the beam stops method to those obtained with the API method.
2. The function P is formulated theoretically by integration of the equations which describe first-order Compton interactions of the X-rays beam within the examined object and modelizes both scatter creation and scatter absorption within it. Assuming that $L(x, y)$ is the physical width of the patient crossed by the primary radiation at detector coordinates (x, y) , the Compton attenuation, noted $Att_C(x, y)$, is defined as the width of the examined object weighted by Compton linear cross sections:

$$Att_C(x, y) = \int_{x_m=0}^{L(x, y)} \mu_C^f(x_m) dx_m$$

where μ_C^f stands for the linear macroscopic cross section of Compton scattering in the forward direction.

$P(x, y)$ is expressed in terms of the total measurement radiation $\Phi(x, y)$, of $Att_C(x, y)$, and of a geometrical tabulated parameter $\alpha(L(x, y))$:

$$P(x, y) = \Phi(x, y) \times Att_C(x, y) \times \alpha(L(x, y))$$

$\alpha(L(x, y))$ takes into account the fact that the mean path length of a scattered photon is greater than the mean patient width. A first reconstruction is performed with raw projection data. Then, a thresholding is performed on the attenuation coefficient data to separate air and soft tissues regions to have an approximation of μ_C^f for each voxel. Determination of μ_C^f is based on the data taken from ICRU Report 44 [8]. The integration is performed numerically to obtain $Att_C(x, y)$.

3. A is a 2D proportionality image which quantifies the ratio between the scattered radiation and the first-order scattered radiation at each detector pixel.

1.3 Transposition coefficients evaluation

The transposition coefficients TC are formulated as the ratio between the model of scatter applied to the examined tomographic projection ϕ_S^{PR} and that applied to the calibrated lucite equivalent scattered radiation map ϕ_S^{CA} :

$$TC = \frac{\phi_S^{PR}}{\phi_S^{CA}}$$

A is assumed to be constant for a given attenuation. Thereby, the quite tedious analytical evaluation of multiple-order Compton scatter has not to be performed assuming that A image is the same for a projection and for the associated lucite equivalent scattered radiation map. Thus:

$$TC(x, y) = \frac{P^{PR}(x, y) * K_O(x, y)}{P^{CA}(x, y) * K_O(x, y)}$$

where $P^{PR}(x, y)$ and $P^{CA}(x, y)$ correspond to the P function for the examined tomographic projection and for the lucite equivalent scattered radiation map respectively.

Knowing that P^{CA} image has low frequencies compared to K_O frequencies, transpositions coefficients are finally estimated by:

$$TC(x, y) = \left(\frac{P^{PR}(x, y)}{P^{CA}(x, y)} \right) * K_O(x, y)$$

The global scheme of the method is illustrated in the figure 1.

2 Experimental results

2.1 Experimental setup

All images are acquired using a conventional X-rays tube (tungsten anode, focus 1.5×1.5 mm, beryllium output window) and a digital flat panel detector (Thales Flashscan 33 HE, a:SI technology, Lanex Fast[®] scintillator, dimension of the active area : $406 \text{ mm} \times 285 \text{ mm}$, number of pixels : 3200×2304 , pixel size : 127 micrometers , 16 bits). The radiological constants are 120 kV, 5 mA, 2.8 s. The source filtering is obtained with 2 mm of copper and 2 mm of steel. The source to detector distance is 2180 mm and the distance between the center of the object and the detector is 330 mm.

A classical method of scatter estimation using beam stops has been adapted to tomographic acquisitions: scatter estimation has been applied to each projection of the tomographic acquisition. During the acquisitions of this study, typically 36 central beam stops have been imaged. Different beam stops positions were imaged for each tomographic projection by translating the beam stops vertically and horizontally. In this way, scatter is better sampled than with a single acquisition with the beam stops.

Calibration objects are lucite plates of dimensions $500 \text{ mm} \times 500 \text{ mm}$ with thicknesses 50, 100, 125, 150, 175, 200, 225, 250 and 275 mm respectively. Due to the limited power of the X ray tube, image averaging was processed on 16 frames to obtain calibration plates acquisitions presenting smaller noise to signal ratio compared to that of on-line acquisitions.

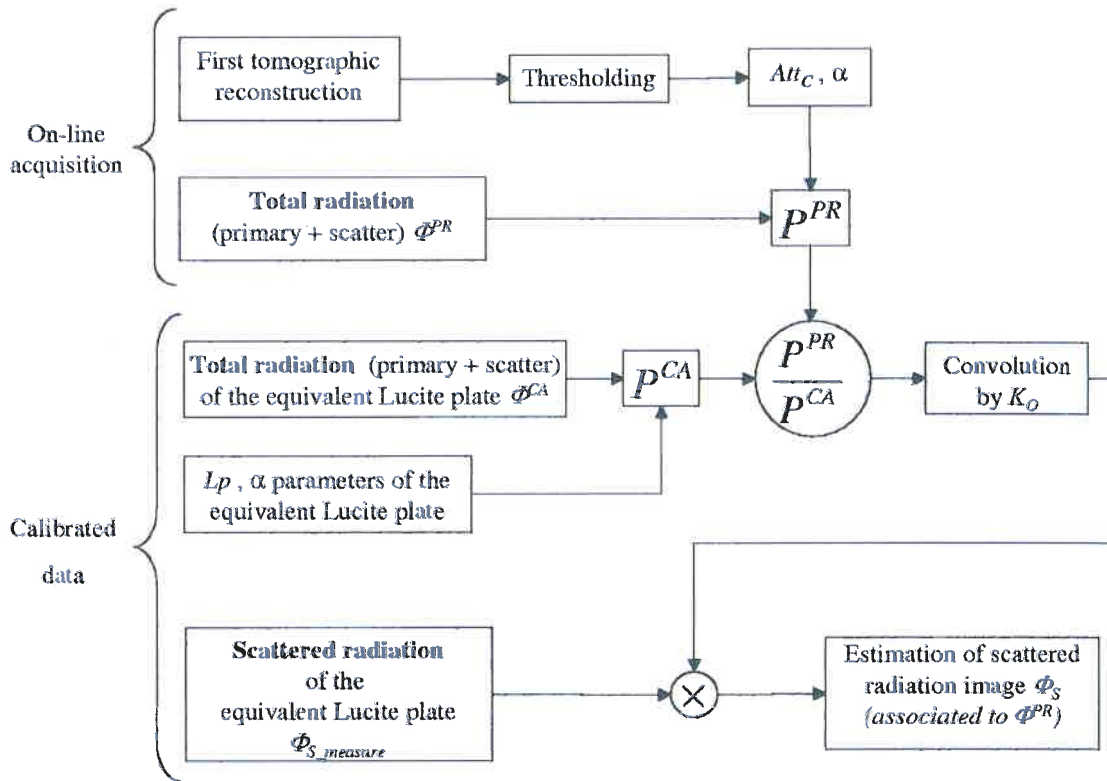


Figure 1: Scheme of the API correction method

2.2 Results on a lucite phantom

720 projections over 360° of a lucite phantom with two cylindrical holes were collected by the X-rays rotational tomographic system without anti scatter grid. Due to the limited size of computer RAM, 4×4 binning was performed on tomographic acquisitions to obtain projections composed of 800×576 pixels images.

The lucite phantom is the phantom used to calibrate the standard deviation of the phenomenological scatter propagation kernel K_O . In the configuration without antiscatter grid, this kernel is approximated by a circularly symmetric Gaussian function. The standard deviation of K_O was adjusted by comparing the reconstructions obtained with the API method to that obtained using the beam stops method.

Eight different beam stops positions were imaged for each tomographic projection to sample scattered radiation images correctly. Thus, the global acquisition time has been multiplied by a factor 9 by comparison with a single acquisition.

Feldkamp algorithm was used to obtain reconstructed images from three experimental acquisition sets: without scatter correction, with correction by classical beam stops method and with correction by the API method. Simulated projections of primary radiation were performed with the simulation software Sindbad, developed at CEA LETI [9]. The data set is reconstructed in $900 \times 700 \times 100$ voxels (voxel size $0.4 \times 0.4 \times 0.4$ mm) by the Feldkamp algorithm.

The figure 2 illustrates the results obtained on reconstructed images of the lucite-air phantom. Horizontal profiles corresponding to cross-hatched lines of reconstructed images are illustrated on the figure 3. Scatter flux in the projections leads to cupping artifact. This phenomenon results in an under-estimation of reconstructed linear attenuation in the central zone of the reconstructed image. The profiles show the cupping artifact when the X-rays scatter is not corrected. This artifact is removed when a correction is applied. A gain of 50% in accuracy for the linear attenuation is performed at the center of the phantom by correcting X-rays scattered radiation.

Quantitative improvements of tomographic reconstructions obtained with the new digital scatter correction method have the same order of magnitude as the beam stop array technique, with an acquisition time reduced by a factor 9.

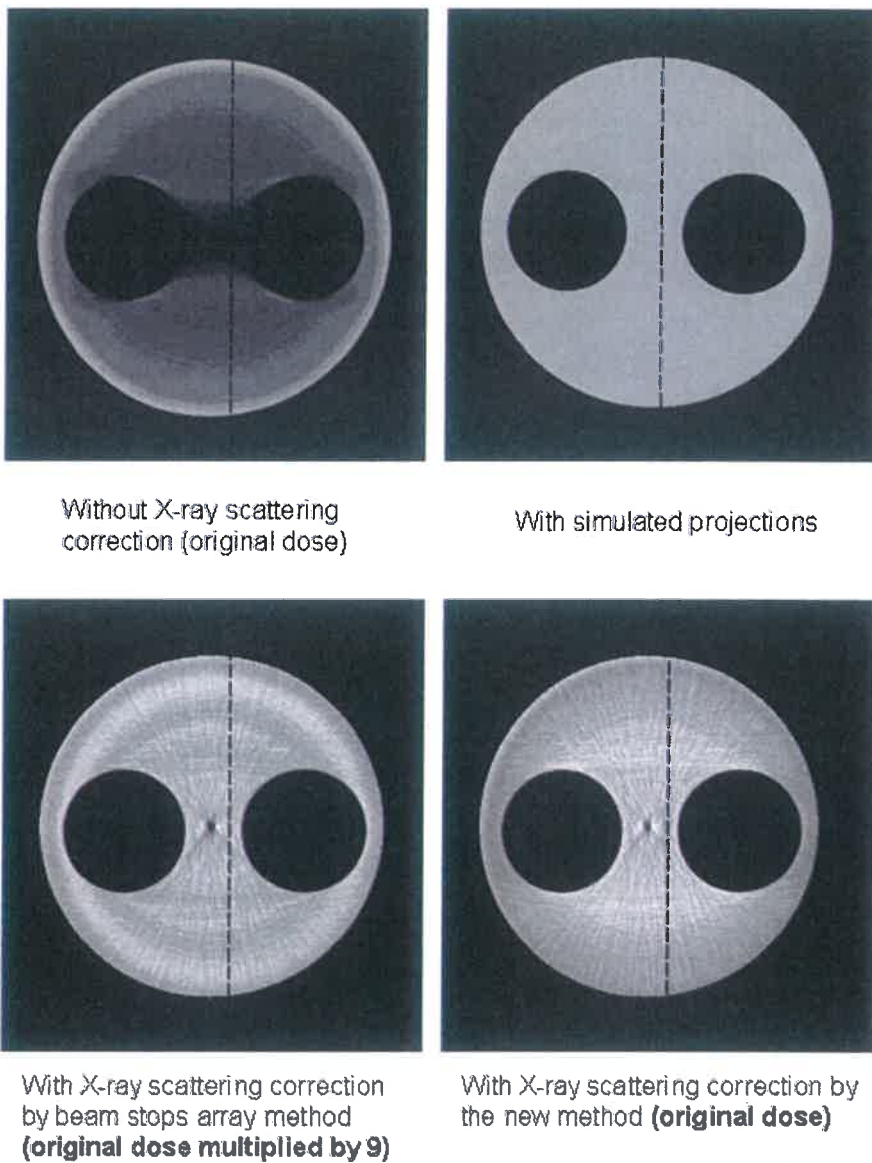


Figure 2: Reconstructed images of the central plane of the lucite-air phantom.

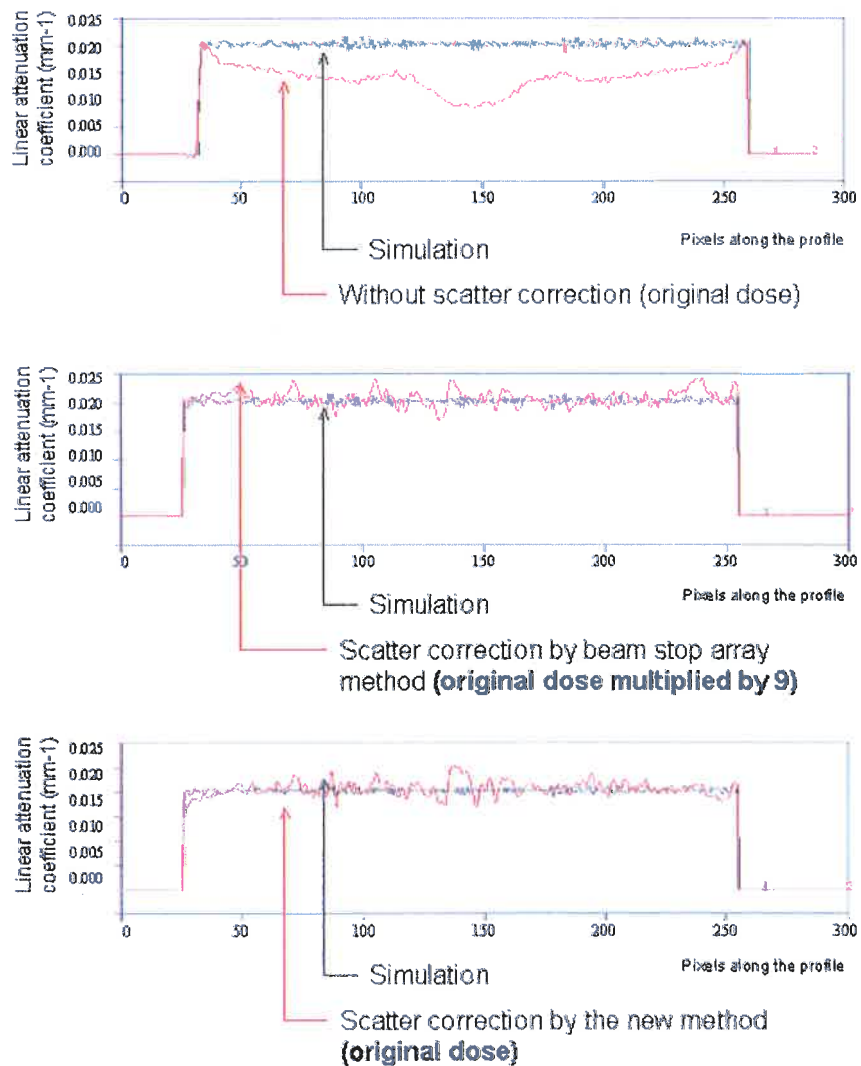


Figure 3: Central profiles of reconstructed central planes of the lucite-air phantom (represented with cross-hatched lines in reconstructed images of figure 2))

2.3 Results on a phantom with metallic inserts

The phantom with metallic inserts is a right circular cylinder made of water. It comprises two hollow cylinders made of lucite and cylindrical metallic inserts made of brass. 360 projections over 180° of the phantom were collected by the X-rays rotational tomographic system with an antiscatter grid (Smit Röntgen[®], 36 lines/cm, ratio $r=12$).

The API method has been adapted to the experimental bench with an antiscatter grid. As scatter propagates preferentially in the direction of the strips of the grid, K_O is approximated by a two-dimensional Gaussian function with two different standard deviations: a high standard deviation in the direction of the strips and a low standard deviation in the direction perpendicular to the strips. The two-dimensional convolution kernel K_O has been adjusted with acquisitions of the lucite-air phantom performed with the antiscatter grid.

Four different beam stops positions were imaged for each tomographic projection to sample scattered radiation images. The figure 4 illustrates a tomographic projection obtained by combining the four beam stops acquisitions. Different profiles corresponding to the horizontal line of the figure 4 are plotted on figure 5. These profiles show that our beam stops method is not able to estimate scatter: scattered radiation images are under-sampled. For example, the estimated scatter is higher than the total radiation on some high frequencies regions. Results of the API method are plotted on the figure 6. The reconstructed image is more contrasted when the scatter correction is applied on tomographic projections.

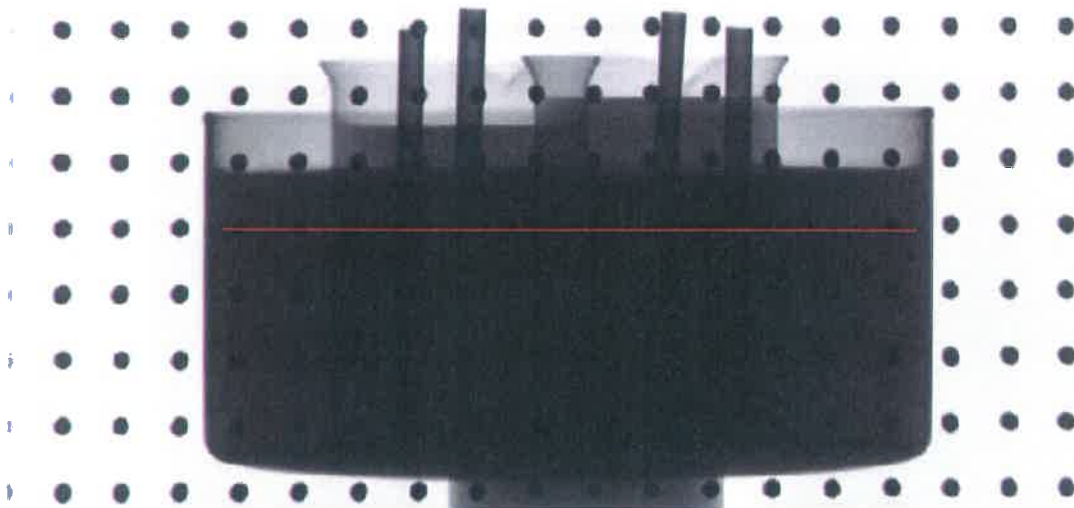


Figure 4: Tomographic projection obtained by combining the four beam stops acquisitions

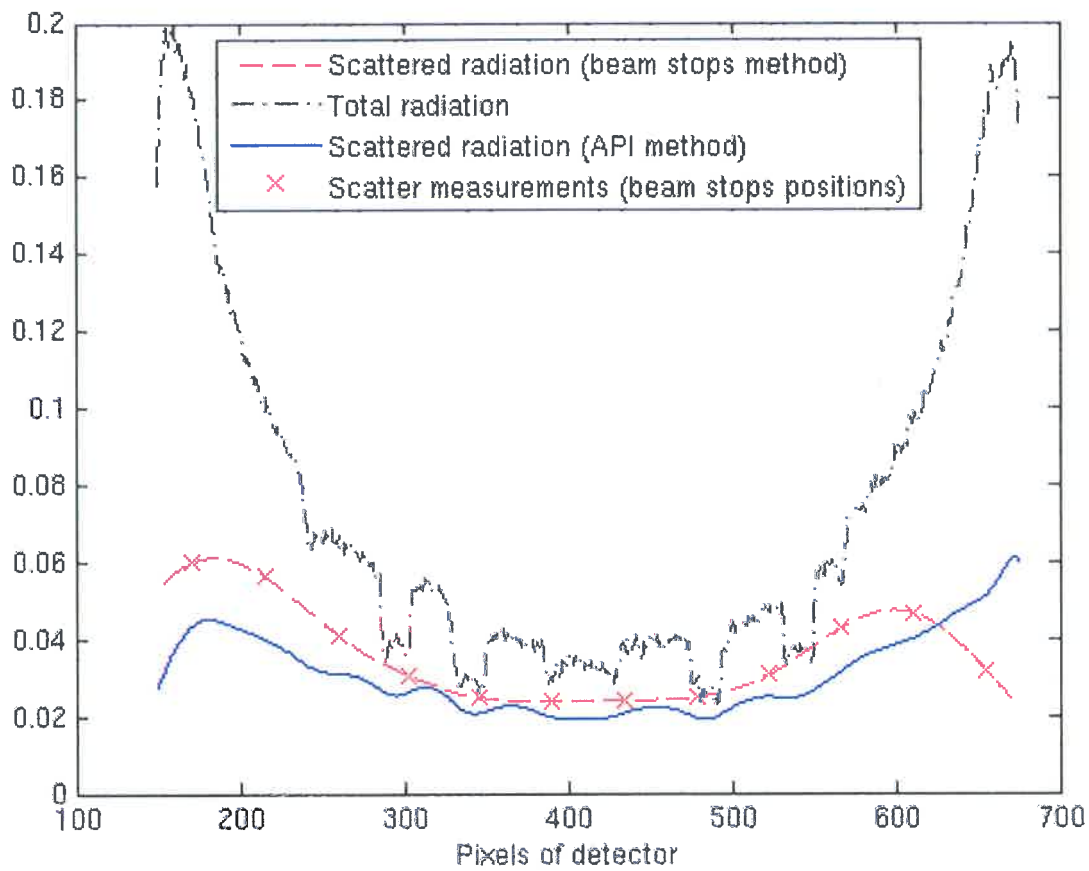


Figure 5: Profiles corresponding to the horizontal line of the figure 4.

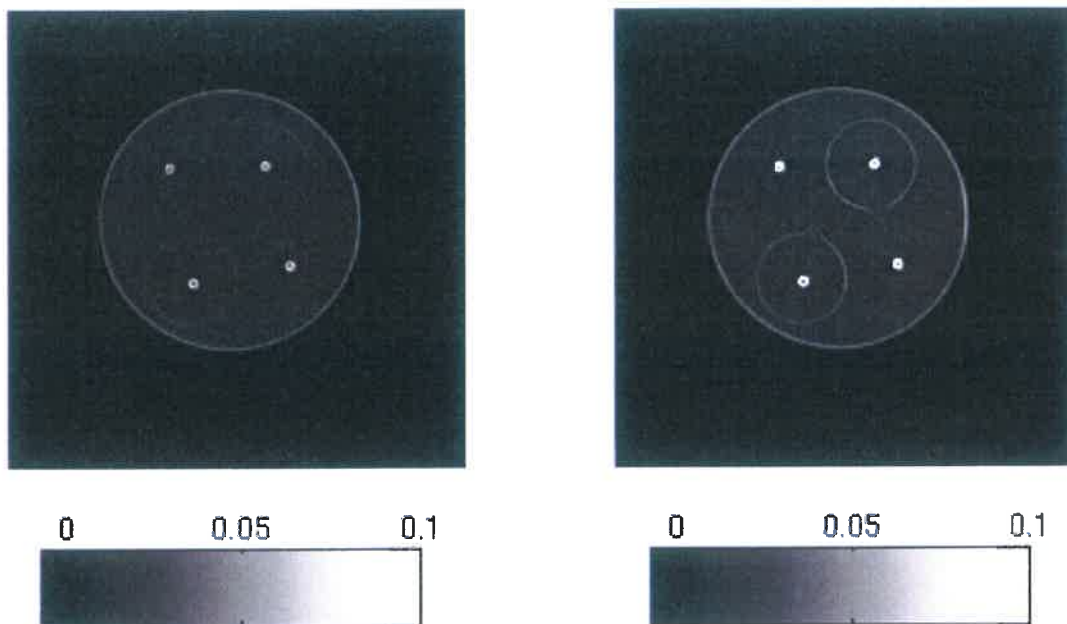


Figure 6: Reconstructions of the water phantom with metallic inserts without scatter correction (left) and with scatter correction by the API approach (right).

3 Discussion

The originality of the method proposed in this work is in coupling the use of three-dimensional data issued from the first reconstruction with projections and calibrated data. The 3D data

are used by numerical integrations of differential Compton scatter cross-sections along path lines of primary radiation. Thereby, the new algorithm of object scattering correction needs significantly lower computation times compared to Monte Carlo based methods.

The performances of the API method have been investigated with and without antiscatter grid. Without antiscatter grid, improvements of tomographic reconstructions obtained with the API method had the same order of magnitude as the beam stop array technique, with an X-rays dose reduced by a factor 9. With the antiscatter grid, reconstructions were performed with tomographic acquisitions of a water phantom with metallic inserts. In this configuration, the beam stops method is not able to sample scatter correctly when four different beam stops acquisitions are combined (the acquisition time is multiplied by 5 compared to a single acquisition). When the scattered radiation is corrected by the API method, the reconstruction is more contrasted compared to that performed without scatter correction.

4 Conclusion

This work gives a response to a fundamental problem of tomographic reconstruction with flat panel 2D detector. Previous studies showed the great efficiency of the API method for X-rays scatter correction for 3D quantitative tomographic reconstructions in medical field [6] [7]. This study demonstrates that it is possible to adapt the API method to CND applications.

Acknowledgments

The authors wish to thank Georges Gonon and Thomas Bordy for valuable assistance in the carrying out of experimental setup.

References

- [1] M. Zellerhoff, B. Scholz, E.-P. Rührnschopf, and T. Brunner, "Low contrast 3d-reconstruction from c-arm data," *Proceedings of SPIE Medical Imaging, San Diego* **5745**, 2005.
- [2] A. P. C. W. Zbijewski and F. J. Beekman, "Monte carlo based scatter correction for cone-beam micro ct," *Proceedings of The 7th International Conference on Fully 3D Reconstruction In Radiology and Nuclear Medicine. Saint Malo, France. June 29-July 4, 2003*, 2003.
- [3] R. Ning, X. Tang, and D. Conover, "X-ray scatter correction algorithm for cone beam CT imaging," *Medical Physics* **31**, pp. 1195–1202, 2004.
- [4] M. Endo, T. Tsunoo, N. Nakamori, and K. Yoshida, "Effect of scattered radiation on image noise in cone beam ct," *Medical Physics* **28**, pp. 469–474, 2001.
- [5] J. Dinten, M. Darboux, T. Bordy, C. Robert-Coutant, and G. Gonon, "X-rays scatter correction for dual energy x-rays absorptiometry: compensation of patient's lean/fat composition," *Proceedings of SPIE Medical Imaging, San Diego* **5368**, 2004.
- [6] J. Rinkel, L. Gerfault, F. Estève, and J. Dinten, "Experimental evaluation of a physical based approach of scattered radiation correction in thoracic cone beam CT," *submitted to Medical Physics*, 2006.

- [7] J. Rinkel, L. Gerfault, F. Estève, and J. Dinten, "Evaluation of a physical based approach of scattered radiation correction in cone beam CT with an anthropomorphic thorax phantom," *Proc. SPIE: Medical Imaging Conference* 6142, 2006.
- [8] "Tissue substitutes in radiation dosimetry and measurement," tech. rep., Report 44 of the International Commission on Radiation Units and Measurements (Bethesda, MD), 1989.
- [9] A. Glière, "Sindbad: From cad model to synthetic radioographs," *Review of progress in QNDE* 17A, pp. 387–394, 1998.

Bibliographie

Liste des Publications et brevets personnels

- [1] RINKEL J., TABARY J., and DINTEN J.M. Etude d'une méthode de correction du rayonnement diffusé en radiographie médicale par comparaison de la simulation à l'expérimentation. *Rapport technique, Stage de DEA Physique du rayonnement effectué au CEA LETI/DSIS, Grenoble, page 44, 2003.*
- [2] RINKEL J., GERFAULT L., ESTEVE F., and DINTEN J.M. Evaluation of a physical based approach of scatter radiation correction in cone beam CT for Non Destructive Testing applications. *Proceedings Conference CNDT, 2006.*
- [3] RINKEL J., GERFAULT L., ESTEVE F., and DINTEN J.M. Data pre-processing for quantification in tomography and radiography with a digital flat panel detector. *Proc. SPIE : Medical Imaging Conference, 6142, Février 2006.*
- [4] RINKEL J., GERFAULT L., ESTEVE F., and DINTEN J.M. Evaluation of a physical based approach of scattered radiation correction in cone beam CT with an anthropomorphic thorax phantom. *Proc. SPIE : Medical Imaging Conference, 6142, Février 2006.*
- [5] RINKEL J., GERFAULT L., ESTEVE F., and DINTEN J.M. Experimental evaluation of a physical based approach of scattered radiation correction in thoracic cone beam CT. *soumis à Medical Physics, Janvier 2006.*
- [6] RINKEL J. and GERFAULT L. and ESTEVE F. and DINTEN J.M. Coupling an analytical description of anti-scatter grids with simulation software of radiographic systems using monte carlo code. *Proc. SPIE : Medical Imaging Conference, 5745 :835-846, Février 2005.*
- [7] RINKEL J. and DINTEN J.M. Procédé d'estimation de rayonnement diffusé dans un détecteur bidimensionnel. *Brevet Français DD 3210 VR, Février 2005.*
- [8] RINKEL J. and DINTEN J.M. Procédé d'estimation du rayonnement diffusé en tomographie par rayons X. *Brevet Français DD 3209 VR, Février 2005.*

Bibliographie

- [9] Caractéristiques des grilles antidiffusantes utilisées dans les équipements à rayons x. Technical report, Commission Electrotechnique Internationale, 1978.
- [10] Tissue substitutes in radiation dosimetry and measurement. Technical report, Report 44 of the International Commission on Radiation Units and Measurements (Bethesda, MD), 1989.
- [11] GLIERE A. Sindbad : From CAD model to synthetic radioographs. *Review of progress in QNDE*, 17A :387–394, 1998.
- [12] MALUSEK A., SANDBORG M., and CARLSSON G.A. Simulation of scatter in cone beam CT - effects on projection image quality. *Proceedings of SPIE Medical Imaging, San Diego*, 4682, 2002.
- [13] COLIJN A.P. and BEEKMAN F.J. Accelerated scatter simulation for come beam micro x-ray ct. *Proceedings of The 7th International Conference on Fully 3D Reconstruction In Radiology and Nuclear Medicine. Saint Malo, France. June 29-July 4, 2003*, 2003.
- [14] GREAVES A.W. and GESO M. Measurement and modeling of x-ray scatter using lead discs in digital fluoroscopy. *Proc. SPIE : Medical Imaging Conference*, 4682, 2002.
- [15] MUNIER B. Détecteurs d'images en rayons x : état de l'art et nouveautés. *Soudage et techniques connexes*, 57 :21–27, 2003.
- [16] OHNESORGE B., FLOHR T., and KLINGENBECK-REGN K. Efficient object scatter correction algorithm for third and fourth generation CT scanners. *European Radiology*, 9 :563–569, 1999.
- [17] BAI C., ZENG G.L., and GULLBERG G.T. A slice-by-slice model and kernel evaluation using the klein-nishina formula for 3d scatter compensation in parallel and converging beam SPECT. *Physics in Medicine and Biology*, 45 :1275–1307, 2000.
- [18] SHAW C.G. and PLEWES D.B. Effects of scattered radiation and veiling glare in dual-energy tissue-bone imaging : A theoretical analysis. *Medical Physics*, 14 :956–967, 1987.
- [19] SHA K.C. CLOSE R.A. and WHITING J.S. Regularization method for scatter-glare correction in fluoroscopic images. *Medical Physics*, 26 (9) :1794–1801, 1999.
- [20] JAFFRAY D.A., SIEWERDSEN J.H., and DRAKE D.G. Performance of a volumetric ct scanner upon a flat-panel imager. *Proc. SPIE*, 3659 :204–214, 1999.
- [21] DANCE D.R., PERSLIDEN J., and CARLSSON G.A. Calculation of dose and contrast for two mammographic grids. *Physics in Medicine and Biology*, 37 :235–248, 1991.
- [22] MATHY F., GUILLEMAUD R., and PICONE M. Experimental validation of a coupled photon monte carlo and CAD software. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Issues 1-3*, 504 :317–320, 2003.
- [23] KHETTABI F.E. and HUSSEIN E.M.A. An inverse problem for three-dimensional x-ray scatter/transmission imaging. *Inverse Problems*, 19 :477–495, 2003.
- [24] HARDING G. Inelastic photon scattering : effects and applications in biomedical science and industry. *Radiat. Phys. Chem.*, 50 :91–111, 1997.
- [25] JARRY G., GRAHAM S., JAFFRAY D., MOSELEY D., and VERHAGEN F. Scatter correction for kilovoltage cone beam computed tomography (CBCT) images using monte carlo simulations. *Proc. SPIE : Medical Imaging Conference*, 6142, 2006.

- [26] BLAKE G.M., MCKEENEY D.B., CHHAYA S.C., RYANN P.J., and FOGELMAN I. Dual energy x-ray absorptiometry : The effects of beam hardening on bone density measurements. *Medical Physics*, 19 :459–465, 1992.
- [27] CHAN H., LAM K.L., and WU Y. Studies of performance of anti scatter grids in digital radiography : Effect on signal-to-noise ratio. *Medical Physics*, 17 :655–664, 1990.
- [28] CHAN H.P. and DOI K. Investigation of the performance of antiscatter grids : Monte carlo simulation studies. *Physics in Medicine and Biology*, 27 :785–803, 1982.
- [29] CHAN H.P. and DOI K. Physical characteristics of scattered radiation in diagnostic radiology : Monte carlo simulation studies. *Medical Physics*, 12 :152–165, 1984.
- [30] BEUTEL J., KUNDEL H.L., and VAN METTER R.L. *Handbook of Medical Imaging*, chapter 4, pages 308–312. SPIE press, 2000.
- [31] HSIEH J. *Computed Tomography - Principles, Design, Artifacts and Recent Advances*, chapter 6, page 161. SPIE PRESS, 2003.
- [32] PERSLIDEN J. and CARLSSON G.A. Scatter rejection by air gaps in diagnostic radiology. calculations using a monte carlo collision density method and consideration of molecular interference incoherent scattering. *Physics in Medicine and Biology*, 42 :155–175, 1997.
- [33] TABARY J. and GLIERE A. Coupling photon monte carlo simulation and CAD software. application to x-ray non destructive evaluation. *Monte Carlo 2000, Lisbon, Portugal*, 2000.
- [34] TABARY J., GUILLEMAUD R., MATHY F., GLIERE A., and HUGONNARD P. Combination of high resolution analytically computed uncollided flux images with low resolution monte carlo computed scattered flux images. *Conf. Record IEEE NSS-MIC, Norfolk*, 2002.
- [35] WIEGERT J. and BERTRAM M. Scattered radiation in flat-detector based cone-beam CT : analysis of voxelized patient. *Proc. SPIE : Medical Imaging Conference*, 6142, 2006.
- [36] SATTERTHWAITTE J.C. <http://www.nemc.org/nova>.
- [37] BONENKAMP J.G. and BOLDINGH W.H. Quality and choice of potter bucky grids. a new method for the unambiguous determination of the quality of a grid. *Acta Radiol.*, 51(6) :479–489, 1959.
- [38] SIEWERDSEN J.H. and JAFFRAY D.A. Cone-beam computed tomography with a flat panel imager : Magnitude and effects of X-ray scatter. *Medical Physics*, 28 :220–231, 2001.
- [39] SIEWERDSEN J.H. and JAFFRAY D.A. Unified iso snr approach task directed imaging flat panel cone beam CT. *Proc. SPIE : Medical Imaging Conference*, 4682 :245–254, 2002.
- [40] BOONE J.M. Characterization of the point spread function and modulation transfer function of scattered radiation using a digital imaging system. *Medical Physics*, 13, 1986.
- [41] BOONE J.M. and SEIBERT J.A. Monte carlo simulation of the scattered radiation distribution in diagnostic radiology. *Medical Physics*, 15 :713–720, 1988.
- [42] BOONE J.M. and SEIBERT J.A. A comparison of mono and poly-energetic x-ray beam performance for radiographic and fluoroscopic imaging. *Medical Physics*, 21 :1853–1863, 1994.

- [43] DINTEN J.M. and VOLLE J.M. Physical-model-based restoration of mammographies. *Proc. SPIE : Medical Imaging Conference*, 3336, 1998.
- [44] DINTEN J.M., DARBOUX M., BORDY T., ROBERT-COUTANT C., and GONON G. X-rays scatter correction for dual energy x-rays absorptiometry : compensation of patient's lean/fat composition. *Proc. SPIE : Medical Imaging Conference*, 2004.
- [45] DINTEN J.M., ROBERT-COUTANT C. and DARBOUX M., BORDY T., and GONON G. Calcification content quantification by dual-energy x-ray absorptiometry with a 2d digital radiographic detector. *Proc. SPIE : Medical Imaging Conference*, 2003.
- [46] DOBBINS J.T. and GODFREY D.J. Digital x-ray tomosynthesis : current state of the art and clinical potential. *Physics in Medicine and Biology*, 48 :65–106, 2003.
- [47] POWELL J.W. Compton scattering of 661.6 keV photons.
- [48] LINDBLOM K. Secondary screening by means of filtering. *Acta Radiol*, 15 :620–627, 1934.
- [49] NYKANEN K and SILTANEN S. Advantages of gridless full-field digital mammography. *Proc. SPIE : Medical Imaging Conference*, 5030, 2003.
- [50] OGAWA K. and KATO J. Collimator design for single photon emitter. *Conf. Record IEEE NSS-MIC*, 2002.
- [51] MAHER K.P. and MALONE J.F. Examination of aperture signals in digital radiography. *Physic in Medicine and biology*, 43, 1998.
- [52] FELDKAMP L.A., DAVIS L.C., and KRESS J.W. Practical cone-beam algorithm. *J Opt Soc Am*, A6 :612–619, 1984.
- [53] BERTRAM M., WIEGERT J., and ROSE G. Scatter correction for cone-beam computed tomography using simulated objects models. *Proc. SPIE : Medical Imaging Conference*, 6142, 2006.
- [54] ENDO M., TSUNOO T., NAKAMORI N., and YOSHIDA K. Effect of scattered radiation on image noise in cone beam ct. *Medical Physics*, 28 :469–474, 2001.
- [55] SANDBORG M., DANCE D.R., CARLSSON G.A., and PERSLIDEN J. Selection of anti-scatter grids for different imaging tasks : the advantage of low atomic number cover and interspace materials. *Br. J. Radiol.* 66, pages 1151–1163, 1993.
- [56] SANDBORG M., DANCE D.R., CARLSSON G.A., PERSLIDEN J., and TAPIOVAARA M.J. A monte carlo study of grid performance in diagnostic radiology : task-dependent optimisation for digital imaging. *Physics in Medicine and Biology*, 39 :1659–1676, 1994.
- [57] ZELLERHOFF M., SCHOLZ B., RUHRNSCHOPF E.P., and BRUNNER T. Low contrast 3d-reconstruction from c-arm data. *Proc. SPIE : Medical Imaging Conference*, 5745, 2005.
- [58] NAKAMORI N., TSUKAMATO K., YOSHIDA Y., ENDO M., and KUSAKABE H. Influences of scattered photons on image quality and methods of its improvment. *Proceeding of 12th International Symposium on Computer Assisted Radiology and Surgery. 24-27 June 1998; Tokyo, Japan*, pages 501–505, 1998.
- [59] NAKAMORI, SUDOU T., KANAMORI H., ENDOU M., and KUSAKABE M. Study on reconstructed image of 3d cone-beam ct scanner. *Proc. SPIE : Medical Imaging Conference*, 2708 :696–705, 1996.

- [60] COLEMAN N.J., COWEN A.R., and PARKIN G.J.S. Effect on mammographic cr image quality of removing the anti-scatter grid. *The astronomical journal*, 79, 1974.
- [61] KLEIN O. and NISHINA Y. Über die streuung von strahlung durch freie elektronen nach der neuen relativistischen quantendynamik von dirac. *Zeit. f. Phys.*, 52 :853–868, 1929.
- [62] DYKSTRA P.C. and MUUS M.J. The BRL-CAD package : An overview. *USENIX, Proceedings of the fourth Computer Graphics Workshop*, 1987.
- [63] JOHNS P.C. and YAFFE M. Scattered radiation in fan beam imaging systems. *Medical Physics*, 9 :231–239, 1982.
- [64] JOSEPH P.M. and SPITAL R.D. The effects of scatter in x-ray computed tomography. *Medical Physics*, 9 :464–472, 1982.
- [65] P.M. JOSEPH P.M. and SPITAL R.D. A method for correcting bone induced artifacts in computed tomography scanners. *Journal of Computer Assisted Tomography*, 2 :100–108, 1978.
- [66] FAHRIG R., HOLDSWORTH D.W., LOWNIE S., and FOX A.J. Computed rotational angiography : System performance assessment using *In Vitro* and *In Vivo* models. *Proc. SPIE : Medical Imaging Conference*, 3336 :305–315, 1998.
- [67] GUILLEMAUD R., TABARY J., HUGONNARD P., MATHY F., KOENIG A., and GLIERE A. Sindbad : A multi-purpose and scalable x-ray simulation tool for NDE and medical imaging. *Physics in Signal and Image Processing 2003, Grenoble, France*, 2003.
- [68] NING R. and XIANGYANG T. and CONOVER D.L. X-ray scatter suppression algorithm for cone-beam volume CT. *Proc. SPIE : Medical Imaging Conference*, 4682 :774–781, 2002.
- [69] NING R., TANG X., and CONOVER D. X-ray scatter correction algorithm for cone beam CT imaging. *Medical Physics*, 31 :1195–1202, 2004.
- [70] NING R., TANG X., YU R., ZHANG D., CONOVER D., and ZHANG D. Flat panel detector-based cone-beam volume CT angiography imaging : Detector evaluation. *Proc. SPIE*, 3659 :192–203, 1999.
- [71] SURI R.E., VIRSHUP G.F., and KAISSL W. Comparison of scatter correction methods for CBCT. *Proc. SPIE : Medical Imaging Conference*, 6142, 2006.
- [72] BECK R.N. and REDTUNG L.D. Collimator design using ray-tracing techniques. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, NS-32 :865–869, 1985.
- [73] BOTTARI S., CIOCCI M.A., FORTUNATO M., MAESTRO P., MALAKHOV N., MARROCCHESI P.S., MEUCCI M., MILLUCCI V., PAOLETTI R., SCRIBANO A., and TURINI N. Study of a new scatter rejection technique in digital radiography. *Nuclear instruments and methods in Physics Research*, A 461 :410–412, 2001.
- [74] LEE S.C., KIM H.K., CHUN I.K., CHO M.H., LEE S.Y., and CHO M.H. A flat-panel detector based micro-ct system : performance evaluation for small-animal imaging. *Physics in Medicine and Biology*, 48 :4173–4185, 2003.
- [75] BABA-HAMED T. and SPELLER R.D. The effect of scattered radiation in dual-energy analysis. *Physics in Medicine and Biology*, 40 :1619–1632, 1995.
- [76] WHITE T.A., RONEY T., PINK R.J., NOO F., CLACKDOYLE R., SMITH M., and JONES W.F. Comparison of fan- and cone-beam imaging capabilities on a portable x-ray imaging system. *Proceedings of the SPIE Conference on Developments in X-ray Tomography 2*, 3772, 1999.

- [77] NEITZEL U. Grids or air gaps for scatter reduction in digital radiography : A model calculation. *Medical Physics*, 19 :475–481, 1992.
- [78] LEHMANN V. and RONNEBECK S. Mems techniques applied to the fabrication of anti-scatter grids for x-ray imaging. *Sensors and Actuators, A* 95 :202–207, 2002.
- [79] COOPER V.N., BOONE J.M., SEIBERT J.A, and CLAIRE J. Pellet-Barakat. An edge spread technique for measurement of the scatter-to-primary ratio in mammography. *Medical Physics*, 27, 2000.
- [80] CAI W., NING R., and CONOVER D.L. Scatter correction using beam stop array algorithm for cone-beam CT breast imaging. *Proc. SPIE : Medical Imaging Conference*, 6142, 2006.
- [81] KALENDER W. Monte carlo calculations of x-ray scatter data for diagnostic radiology. *Physics in Medicine and Biology*, 26 :835–849, 1981.
- [82] RICHARDSON W.H. Bayesian-based iterative method of image restoration. *Journal of the Optical Society of America*, 62 :55–59, 1972.
- [83] KAWATA Y. and NIKI N. 3-d image reconstruction with veiling glare correction to improve the contrast of 3-d reconstructed vascular images. *IEEE Transactions On Nuclear Science*, 43 (1) :304–309, 1996.
- [84] COLIJN A. P. ZBIJEWSKI W. and BEEKMAN F. J. Monte carlo based scatter correction for cone-beam micro CT. *Proceedings of The 7th International Conference on Fully 3D Reconstruction In Radiology and Nuclear Medicine. Saint Malo, France. June 29-July 4, 2003*, 2003.
- [85] KARELLAS A., SURYANARAYANAN S., and VEDANTHAM S. Scatter imaging reducing device. International Application Published Under The Patent Cooperation Treaty (PCT), 07 2003. University of Massachusetts Medical Center.
- [86] OHNESORGE B., RUEHRNSCHOPF E., and KLINGENBECK-REGN K. R-ray examination system with identification of and compensation for subject-produced scattered radiation to reduce image artifacts. United States Patent, 09 1997. Siemens Aktiengesellschaft, Munich, Germany.
- [87] CHAO and YONG-SHENG. Apparatus and method for removing scatter from an x-ray image. European Patent Application, 07 1997. Advanced Opical Technologies, Inc. East Hartford, Connecticut 06118 (US).

Résumé

La tomographie X en géométrie conique permet de réaliser de la tomodensitométrie volumique par une simple rotation du système source-détecteur et d'obtenir des volumes reconstruits à résolution isotrope. Dans une telle géométrie, la détection est réalisée par des capteurs plans numériques. Une des principales limitations de ces derniers est que le rayonnement diffusé atteignant le capteur est bien plus important que pour les tomographes classiques à capteurs linéaires ou multibarrettes. Ce rayonnement diffusé crée des artefacts de sous-estimations des coefficients d'atténuation sur les images reconstruites. Dans cette thèse, nous proposons des méthodes de prétraitement des données et de correction du diffusé pour réaliser de la tomodensitométrie quantitative avec capteur plan et évaluons expérimentalement ces méthodes dans un contexte médical.

Une première partie décrit comment mettre en oeuvre un banc de tomographie comportant un capteur plan. A cet effet, un protocole d'acquisition assurant la reproductibilité des acquisitions est défini. Des méthodes de prétraitement numérique des acquisitions corrigeant les artefacts causés par le capteur sont proposées. Outre la correction des pixels défectueux, du niveau d'obscurité et de la non-uniformité de la réponse des différents pixels, des corrections indispensables à une bonne quantification sont développées. Elles comprennent la correction de la non-linéarité de la réponse des pixels et celle d'un signal parasite, appelé diffusé capteur, qui regroupe les phénomènes de diffusion X et optique ayant lieu à l'intérieur du capteur. Ces méthodes sont validées expérimentalement sur des fantômes représentatifs d'un thorax.

Dans une seconde partie, une nouvelle méthode de correction du rayonnement diffusé par l'objet examiné est proposée. Elle est basée sur une estimation des images de rayonnement diffusé associées à chaque angle de vue tomographique par un calibrage du diffusé généré par des objets de référence couplé à une modélisation analytique du diffusé du premier ordre. Cette méthode est validée sur des fantômes représentatifs de thorax dans une configuration du banc expérimental sans grille anti diffusante. Une adaptation de la méthode avec grille anti diffusante est proposée et évaluée expérimentalement.

Mots clés : Tomographie X en Géométrie Conique - Capteur Plan Numérique - Rayonnement Diffusé - Prétraitements

Résumé

La tomographie X en géométrie conique permet de réaliser de la tomodensitométrie volumique par une simple rotation du système source-détecteur et d'obtenir des volumes reconstruits à résolution isotrope. Dans une telle géométrie, la détection est réalisée par des capteurs plans numériques. Une des principales limitations de ces derniers est que le rayonnement diffusé atteignant le capteur est bien plus important que pour les tomographes classiques à capteurs linéaires ou multibarrettes. Ce rayonnement diffusé crée des artefacts de sous-estimations des coefficients d'atténuation sur les images reconstruites. Dans cette thèse, nous proposons des méthodes de prétraitement des données et de correction du diffusé pour réaliser de la tomodensitométrie quantitative avec capteur plan et évaluons expérimentalement ces méthodes dans un contexte médical.

Une première partie décrit comment mettre en oeuvre un banc de tomographie comportant un capteur plan. A cet effet, un protocole d'acquisition assurant la reproductibilité des acquisitions est défini. Des méthodes de prétraitement numérique des acquisitions corrigeant les artefacts causés par le capteur sont proposées. Outre la correction des pixels défectueux, du niveau d'obscurité et de la non-uniformité de la réponse des différents pixels, des corrections indispensables à une bonne quantification sont développées. Elles comprennent la correction de la non-linéarité de la réponse des pixels et celle d'un signal parasite, appelé diffusé capteur, qui regroupe les phénomènes de diffusion X et optique ayant lieu à l'intérieur du capteur. Ces méthodes sont validées expérimentalement sur des fantômes représentatifs d'un thorax.

Dans une seconde partie, une nouvelle méthode de correction du rayonnement diffusé par l'objet examiné est proposée. Elle est basée sur une estimation des images de rayonnement diffusé associées à chaque angle de vue tomographique par un calibrage du diffusé généré par des objets de référence couplé à une modélisation analytique du diffusé du premier ordre. Cette méthode est validée sur des fantômes représentatifs de thorax dans une configuration du banc expérimental sans grille anti diffusante. Une adaptation de la méthode avec grille anti diffusante est proposée et évaluée expérimentalement.

Mots clés : Tomographie X en Géométrie Conique - Capteur Plan Numérique - Rayonnement Diffusé - Prétraitements

