

## Dimensionnement d'un tomographe à haute énergie pour le contrôle non-destructif d'objets massifs

Marc Kistler

### ▶ To cite this version:

Marc Kistler. Dimensionnement d'un tomographe à haute énergie pour le contrôle non-destructif d'objets massifs. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Grenoble Alpes, 2019. Français. NNT: 2019GREAI060. tel-02442215

## HAL Id: tel-02442215 https://theses.hal.science/tel-02442215

Submitted on 16 Jan 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.

# Communauté UNIVERSITÉ Grenoble Alpes

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

### DOCTEUR DE LA COMMUNAUTE UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Spécialité : **MEP : Mécanique des fluides, Energétique, Procédés** Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

## Marc KISTLER

Thèse dirigée par Elsa MERLE, Professeur des universités, Grenoble INP,

et encadrée par Nicolas ESTRE, Ingénieur de recherche, CEA

préparée au sein du Laboratoire de Mesures Nucléaires

dans l'École Doctorale I-MEP2 - Ingénierie - Matériaux, Mécanique, Environnement, Energétique, Procédés, Production

# Dimensionnement d'un tomographe à haute énergie pour le contrôle non-destructif d'objets massifs

Thèse soutenue publiquement le **2 octobre 2019**, devant le jury composé de :

Monsieur Gilles BAN Professeur, ENSICAEN, Président

Madame Valérie KAFTANDJIAN Professeur, INSA Lyon, Rapporteur

Monsieur Christian MOREL Professeur, Université Aix-Marseille, Rapporteur

Madame Elsa MERLE Professeur, Grenoble INP, Directrice de thèse

Monsieur Vincent MOULIN Ingénieur de recherche, CEA Grenoble, Examinateur

Madame Solène VALTON Ingénieur, RX Solutions, Examinateur

Monsieur Nicolas ESTRE Ingénieur de recherche, CEA Cadarache, Invité



# Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu l'équipe d'encadrement de cette thèse : ma directrice de thèse Elsa Merle et mon encadrant Nicolas Estre. Ils n'ont pas choisi le thésard le plus facile, et ils y ont pourtant survécu. Je joins donc à ces remerciements toutes mes félicitations.

Je remercie Valérie Kaftandjian et Christian Morel, qui ont accepté la lourde responsabilité d'être rapporteurs de cette thèse. Merci pour votre lecture attentive et experte, ainsi que pour vos remarques très pertinentes. Je remercie également les autres membres du jury de soutenance : Solène Valton, Gilles Ban et Vincent Moulin.

Merci à l'équipe imagerie du LMN dans son intégralité : Léonie, David, Emmanuel, Daniel, Jean-Luc, Bernard, Christophe, Eric et Francis. Pour leurs conseils, retours d'expérience, avis d'experts sur mes travaux et résultats. Merci à Emmanuel et Daniel pour leur professionnalisme, leur expertise, leur disponibilité et leur bonne humeur lors des séances de mesure dans CINPHONIE.

Merci à la chef du LMN Fanny, qui sait se rendre disponible et à l'écoute malgré un emploi du temps digne d'une ministre.

Merci à Roberto et Thomas pour leur contribution à l'ambiance du bureau des thésards : studieuse quand il fallait, pleine d'entraide pour les tâches administratives, calme (surtout quand ils partaient et me laissaient enfin seul), humoristique mais avec des goûts partagés, sportive mais pas toujours, et parfois aussi festive, il faut bien!

Merci à tous ceux qui ont contribué, de près ou de loin, à mon intégration dans le laboratoire et à la bonne ambiance y régnant. Merci en particulier à Sophie, Princesse Christine, Rodolphe et Mehdi. Merci également à Caroline, Joël, Cyrille, Laurent et Pascal pour leurs conseils et encouragements sportifs.

Merci à mes amis grenoblois pour leur soutien et leur capacité à proposer sans arrêt des sorties, week-ends et événements sportifs en tout genre pour m'empêcher de travailler : Emma, PYG, Mathieu, Dood, Valentin, Zazou et tous les autres.

Merci à mes parents, ma soeur Claire, et tous les membres de ma famille, qui n'ont jamais cessé de croire en moi.

Enfin, merci à Tiphaine pour son soutien quotidien, qui m'a aidé bien plus qu'elle ne l'imagine.

# Table des matières

Re	emero	ciement	ts	i	
Та	Table des matières				
Ta	Table des figures vi Liste des tableaux xvi				
Li					
Glossaire				xix	
In	trodu	ction		1	
1	Ima	gerie p	ar rayons X	3	
-	1.1	Conte	xte	3	
		1.1.1	Historique	. 3	
		1.1.2	Essais non destructifs	. 4	
		1.1.3	Interaction photon-matière	. 4	
			1.1.3.1 Effet photoélectrique	. 6	
			1.1.3.2 Effet Compton	. 7	
			1.1.3.3 Création de paires	. 9	
	1.2	Princi	pe de la tomographie	. 10	
		1.2.1	Loi d'atténuation	. 10	
		1.2.2	Configuration et acquisition	. 11	
		1.2.3	Reconstruction	. 14	
		1.2.4	Tomodensitométrie	. 14	
	1.3	Applie	cation au contrôle des colis de déchets	. 15	
		1.3.1	CND au LMN et Super Contrôles	. 15	
		1.3.2	Cellule CINPHONIE	. 16	
		1.3.3	Tomographe initial : Mini Linatron et détecteur grand champ	. 18	
		1.3.4	Tomographe mis à jour	. 19	
	1.4	Outils	d'évaluation de qualité d'image	. 21	
		1.4.1	Fréquence spatiale	. 21	
		1.4.2	Fréquence limite de Shanon-Nyquist	. 22	
		1.4.3	Contraste	. 22	
		1.4.4	Bruit et Rapport Signal sur Bruit	. 23	
		1.4.5	Rapport contraste sur bruit	. 23	
		1.4.6	PSF	. 23	
		1.4.7	LSF	. 24	

	$1.5 \\ 1.6$	1.4.8 1.4.9 1.4.10 1.4.11 Caract Évalua	ESF MTF Flou Résolution éristiques g tion des flo	a spatiale	24 25 26 26 29 30
2	Eval	luation	des perfor	mances de la source X	33
	2.1	Généra	alités		33
		2.1.1	Photons e	t rayons X $\ldots$	33
		2.1.2	Accélérate	purs linéaires	34
		2.1.3	Présentati	on de l'accélérateur linéaire Saturne	34
	2.2	Evalua	tion des pe	erformances du Saturne par simulation	35
		2.2.1	Spectres e	t taches focales du faisceau d'électrons	35
			2.2.1.1	Spectres d'énergie des électrons	36
			2.2.1.2 A	Ajustement de la distribution spatiale des électrons par	
			0	louble gaussienne	36
		2.2.2	Spectres e	t taches focales du faisceau X	41
			2.2.2.1	Simulation MCNP de la tête d'irradiation de l'accèlérateur Saturne	41
			2.2.2.2	Spectre d'énergie du faisceau de photons	41
			2.2.2.3	Taches focales du faisceau X	42
		2.2.3	Débit de d	lose et énergie équivalente de dose	47
		2.2.4	Discussion		48
3	Fval	luation	des nerfor	mances des détecteurs	49
3	<b>Eva</b> l	l <b>uation</b> Préreo	<b>des perfor</b> uis à l'étud	mances des détecteurs le d'un détecteur	<b>49</b> 51
3	<b>Eva</b> l 3.1	luation Préreq 3.1.1	<b>des perfor</b> uis à l'étud Définition	<b>mances des détecteurs</b> le d'un détecteur	<b>49</b> 51 51
3	<b>Eval</b> 3.1	luation Préreq 3.1.1 3.1.2	<b>des perfor</b> uis à l'étud Définitions Analyse G	mances des détecteurs le d'un détecteur	<b>49</b> 51 51 51
3	<b>Eva</b> l 3.1	uation Préreq 3.1.1 3.1.2 3.1.3	<b>des perfor</b> uis à l'étud Définitions Analyse Q Efficacité	mances des détecteurs le d'un détecteur	<b>49</b> 51 51 51 51
3	<b>Eval</b> 3.1 3.2	Iuation           Préreq           3.1.1           3.1.2           3.1.3           Caract	<b>des perfor</b> uis à l'étud Définitions Analyse Q Efficacité érisation d	mances des détecteurs         le d'un détecteur         s utiles         AD         QAD         quantique de détection         u détecteur à base de semi-conducteurs CdTe	<b>49</b> 51 51 51 52 53
3	<b>Eval</b> 3.1 3.2	Iuation           Préreq           3.1.1           3.1.2           3.1.3           Caract           3.2.1	des perfor uis à l'étud Définitions Analyse Q Efficacité érisation d Descriptio	mances des détecteurs         le d'un détecteur         s utiles         s utiles         AD         QAD         quantique de détection         u détecteur à base de semi-conducteurs CdTe         n du détecteur	<b>49</b> 51 51 51 52 53 53
3	<b>Eva</b> l 3.1 3.2	Iuation           Préreq           3.1.1           3.1.2           3.1.3           Caract           3.2.1           3.2.2	des perfor uis à l'étud Définitions Analyse Q Efficacité cérisation d Descriptio Caractéris	mances des détecteurs         le d'un détecteur         s utiles         s utiles         QAD         quantique de détection         u détecteur à base de semi-conducteurs CdTe         n du détecteur         ation électrique des cartes d'acquisition	<b>49</b> 51 51 51 52 53 53 53 54
3	<b>Eva</b> l 3.1 3.2	Iuation           Préreq           3.1.1           3.1.2           3.1.3           Caract           3.2.1           3.2.2           3.2.3	des perfor uis à l'étud Définitions Analyse Q Efficacité érisation d Descriptio Caractéris Mesures se	mances des détecteurs         le d'un détecteur	<b>49</b> 51 51 52 53 53 54 58
3	<b>Eval</b> 3.1 3.2	Iuation           Préreq           3.1.1           3.1.2           3.1.3           Caract           3.2.1           3.2.2           3.2.3	des perfor uis à l'étud Définitions Analyse Q Efficacité cérisation d Descriptio Caractéris Mesures se 3.2.3.1	mances des détecteurs         le d'un détecteur	<b>49</b> 51 51 52 53 53 53 54 58 58
3	<b>Eva</b> l 3.1 3.2	uation         Préreq         3.1.1         3.1.2         3.1.3         Caract         3.2.1         3.2.2         3.2.3	des perfor uis à l'étud Définitions Analyse Q Efficacité érisation d Descriptio Caractéris Mesures se 3.2.3.1 ( 3.2.3.2 (	mances des détecteurs         le d'un détecteur         s utiles         s utiles         AD         quantique de détection         quantique de détection         u détecteur à base de semi-conducteurs CdTe         n du détecteur         ation électrique des cartes d'acquisition         ous irradiation         Offsets et bruits         Gamme dynamique	<b>49</b> 51 51 52 53 53 54 58 58 61
3	<b>Eval</b> 3.1 3.2	uation         Préreq         3.1.1         3.1.2         3.1.3         Caract         3.2.1         3.2.2         3.2.3	des perfor uis à l'étud Définitions Analyse Q Efficacité cérisation d Descriptio Caractéris Mesures se 3.2.3.1 ( 3.2.3.2 ( 3.2.3.3 H	mances des détecteurs         le d'un détecteur         s utiles         s utiles         AD         quantique de détection         u détecteur à base de semi-conducteurs CdTe         n du détecteur         ation électrique des cartes d'acquisition         ous irradiation         Diffsets et bruits         Gamme dynamique         Effet du recalage	<b>49</b> 51 51 52 53 53 53 54 58 61 62
3	<b>Eval</b> 3.1 3.2	uation         Préreq         3.1.1         3.1.2         3.1.3         Caract         3.2.1         3.2.2         3.2.3	des perfor uis à l'étud Définitions Analyse Q Efficacité érisation d Descriptio Caractéris Mesures se 3.2.3.1 ( 3.2.3.2 ( 3.2.3.3 H 3.2.3.4 H	mances des détecteurs         le d'un détecteur         s utiles         s utiles         QAD         quantique de détection         quantique de détection         u détecteur à base de semi-conducteurs CdTe         n du détecteur         ation électrique des cartes d'acquisition         ous irradiation         Offsets et bruits         Gamme dynamique         Effet du recalage         Evaluation de la résolution spatiale	<b>49</b> 51 51 52 53 53 54 58 61 62 64
3	Eval 3.1 3.2	uation         Préreq         3.1.1         3.1.2         3.1.3         Caract         3.2.1         3.2.2         3.2.3	des perfor uis à l'étud Définitions Analyse Q Efficacité cérisation d Descriptio Caractéris Mesures se 3.2.3.1 ( 3.2.3.2 ( 3.2.3.3 H 3.2.3.4 H 3.2.3.5 A	mances des détecteurs         le d'un détecteur         s utiles         s utiles         AD         quantique de détection         quantique de détection         u détecteur à base de semi-conducteurs CdTe         n du détecteur         ation électrique des cartes d'acquisition         ous irradiation         Offsets et bruits         Gamme dynamique         Effet du recalage         Evaluation de la résolution spatiale         Atténuation du signal : DQE et RSB	<b>49</b> 51 51 52 53 53 54 58 58 61 62 64 68
3	Eval 3.1 3.2	Iuation           Préreq           3.1.1           3.1.2           3.1.3           Caract           3.2.1           3.2.2           3.2.3	des perfor uis à l'étud Définitions Analyse Q Efficacité érisation d Descriptio Caractéris Mesures se 3.2.3.1 ( 3.2.3.2 ( 3.2.3.3 H 3.2.3.4 H 3.2.3.5 A Récapitula	mances des détecteurs         le d'un détecteur         s utiles         s utiles         QAD         quantique de détection         quantique de détection         u détecteur à base de semi-conducteurs CdTe         n du détecteur         ation électrique des cartes d'acquisition         ous irradiation         Offsets et bruits         Gamme dynamique         Effet du recalage         Evaluation de la résolution spatiale         Atténuation du signal : DQE et RSB         atif des performances	<b>49</b> 51 51 52 53 53 54 58 61 62 64 68 71
3	Eval 3.1 3.2 3.3	Iuation           Préreq           3.1.1           3.1.2           3.1.3           Caract           3.2.1           3.2.2           3.2.3	des perfor uis à l'étud Définitions Analyse Q Efficacité cérisation d Descriptio Caractéris Mesures se 3.2.3.1 ( 3.2.3.2 ( 3.2.3.2 ( 3.2.3.3 H 3.2.3.4 H 3.2.3.5 H Récapitula cérisation d	mances des détecteurs         le d'un détecteur         s utiles         s utiles         AD         quantique de détection         u détecteur à base de semi-conducteurs CdTe         u détecteur à base de semi-conducteurs CdTe         n du détecteur         ation électrique des cartes d'acquisition         ous irradiation         Diffsets et bruits         Gamme dynamique         Effet du recalage         Evaluation de la résolution spatiale         Atténuation du signal : DQE et RSB         atif des performances         u détecteur CdWO <sub>4</sub>	<b>49</b> 51 51 52 53 53 54 58 58 61 62 64 68 71 71
3	Eval 3.1 3.2 3.3	Iuation           Préreq           3.1.1           3.1.2           3.1.3           Caract           3.2.1           3.2.2           3.2.3	des perfor uis à l'étud Définitions Analyse Q Efficacité cérisation d Descriptio Caractéris Mesures se 3.2.3.1 ( 3.2.3.2 ( 3.2.3.2 ( 3.2.3.3 H 3.2.3.4 H 3.2.3.5 A Récapitula cérisation d	mances des détecteurs         le d'un détecteur         s utiles         s utiles         QAD         quantique de détection         u détecteur à base de semi-conducteurs CdTe         u détecteur à base de semi-conducteurs CdTe         n du détecteur         ation électrique des cartes d'acquisition         ous irradiation         Diffsets et bruits         Gamme dynamique         Effet du recalage         Evaluation de la résolution spatiale         Atténuation du signal : DQE et RSB         u détecteur CdWO <sub>4</sub> n du détecteur	<b>49</b> 51 51 52 53 54 58 61 62 64 68 71 71 71
3	Eval 3.1 3.2 3.3	Juation           Préreq           3.1.1           3.1.2           3.1.3           Caract           3.2.1           3.2.2           3.2.3	des perfor uis à l'étud Définitions Analyse Q Efficacité cérisation d Descriptio Caractéris Mesures se 3.2.3.1 ( 3.2.3.2 ( 3.2.3.2 ( 3.2.3.3 H 3.2.3.4 H 3.2.3.5 H Récapitula cérisation d Descriptio Mesures se	mances des détecteursle d'un détecteurs utiless utiles $(AD)$ quantique de détectionu détecteur à base de semi-conducteurs CdTeu détecteurn du détecteuration électrique des cartes d'acquisitioncous irradiationOffsets et bruitsCamme dynamiqueEffet du recalageEvaluation de la résolution spatialeAtténuation du signal : DQE et RSBu détecteur CdWO4n du détecteurn du détecteurn du détecteuratif des performancesu détecteurcous irradiationn du détecteurcous irradiationatif des performancesatif des performances <td><b>49</b> 51 51 52 53 53 54 58 58 61 62 64 68 71 71 71 73</td>	<b>49</b> 51 51 52 53 53 54 58 58 61 62 64 68 71 71 71 73
3	Eval 3.1 3.2 3.3	Juation           Préreq           3.1.1           3.1.2           3.1.3           Caract           3.2.1           3.2.2           3.2.3	des perfor uis à l'étud Définitions Analyse Q Efficacité cérisation d Descriptio Caractéris Mesures se 3.2.3.1 ( 3.2.3.2 ( 3.2.3.2 ( 3.2.3.3 H 3.2.3.4 H 3.2.3.5 A Récapitula cérisation d Descriptio Mesures se 3.3.2.1 (	mances des détecteursle d'un détecteurs utiles $AD$ $AD$ $AD$ $Qantique$ de détection $quantique$ de détection $u$ détecteur à base de semi-conducteurs CdTe $n$ du détecteur $ation$ électrique des cartes d'acquisition $ous$ irradiation $Dffsets$ et bruits $Dffsets et bruits$ $Camme dynamique$ $Effet du recalage$ $Atténuation de la résolution spatialeatif des performancesu détecteurCdWO_4u détecteurDffsets et bruitsu détecteurdu détecteurdWO_4u détecteurdWO_4u détecteurdWO_4u détecteurdu détecteurdWO_4u détecteurdWO_4du détecteurdWO_4du détecteurdWO_4du détecteurdWO_4du détecteurdWO_4$	<ul> <li>49</li> <li>51</li> <li>51</li> <li>52</li> <li>53</li> <li>53</li> <li>54</li> <li>58</li> <li>58</li> <li>61</li> <li>62</li> <li>64</li> <li>68</li> <li>71</li> <li>71</li> <li>73</li> <li>74</li> </ul>
3	Eval 3.1 3.2 3.3	uation         Préreq         3.1.1         3.1.2         3.1.3         Caract         3.2.1         3.2.2         3.2.3	des perfor uis à l'étud Définitions Analyse Q Efficacité cérisation d Descriptio Caractéris Mesures se 3.2.3.1 ( 3.2.3.2 ( 3.2.3.3 H 3.2.3.4 H 3.2.3.5 H Récapitula cérisation d Descriptio Mesures se 3.3.2.1 ( 3.3.2.2 S	mances des détecteursle d'un détecteurs utiles $AD$ quantique de détectionquantique de détectionu détecteur à base de semi-conducteurs CdTen du détecteuration électrique des cartes d'acquisitioncous irradiationOffsets et bruitsGamme dynamiqueEffet du recalageEvaluation de la résolution spatialeAtténuation du signal : DQE et RSBu détecteurcdWO4n du détecteurcous irradiationcous irradiationcous irradiationcous intervalcous intervalcous irradiationcous irradiation <t< td=""><td><ul> <li>49</li> <li>51</li> <li>51</li> <li>52</li> <li>53</li> <li>53</li> <li>54</li> <li>58</li> <li>58</li> <li>61</li> <li>62</li> <li>64</li> <li>68</li> <li>71</li> <li>71</li> <li>73</li> <li>74</li> <li>75</li> </ul></td></t<>	<ul> <li>49</li> <li>51</li> <li>51</li> <li>52</li> <li>53</li> <li>53</li> <li>54</li> <li>58</li> <li>58</li> <li>61</li> <li>62</li> <li>64</li> <li>68</li> <li>71</li> <li>71</li> <li>73</li> <li>74</li> <li>75</li> </ul>
3	Eval 3.1 3.2 3.3	uation         Préreq         3.1.1         3.1.2         3.1.3         Caract         3.2.1         3.2.2         3.2.3	des perfor uis à l'étud Définitions Analyse Q Efficacité cérisation d Descriptio Caractéris Mesures se 3.2.3.1 ( 3.2.3.2 ( 3.2.3.2 ( 3.2.3.4 H 3.2.3.5 A Récapitula cérisation d Descriptio Mesures se 3.3.2.1 ( 3.3.2.2 S 3.3.2.3 H	mances des détecteursle d'un détecteurs utiles $AD$ quantique de détectionu détecteur à base de semi-conducteurs CdTen du détecteuration électrique des cartes d'acquisitioncous irradiationDffsets et bruitsGamme dynamiqueEffet du recalageEvaluation de la résolution spatialeatif des performancesu détecteuru détecteurCdWO4n du détecteurSaturationDffsets et bruitsatif des performancesstif des performancessu détecteurCdWO4cous irradiationSaturation et gamme dynamiqueSaturation de la résolution spatialeSaturation de la résolution spatiale	<ul> <li>49</li> <li>51</li> <li>51</li> <li>52</li> <li>53</li> <li>53</li> <li>54</li> <li>58</li> <li>58</li> <li>61</li> <li>62</li> <li>64</li> <li>68</li> <li>71</li> <li>71</li> <li>73</li> <li>74</li> <li>75</li> <li>76</li> </ul>
3	Eval 3.1 3.2 3.3	uation         Préreq         3.1.1         3.1.2         3.1.3         Caract         3.2.1         3.2.2         3.2.3	des perfor uis à l'étud Définitions Analyse Q Efficacité cérisation d Descriptio Caractéris Mesures se 3.2.3.1 (C 3.2.3.2 (C 3.2.3.3 H 3.2.3.4 H 3.2.3.5 A Récapitula cérisation d Descriptio Mesures se 3.3.2.1 (C 3.3.2.2 S 3.3.2.2 S 3.3.2.3 H 3.3.2.4 A	mances des détecteursle d'un détecteurs utiles $AD$ quantique de détectionu détecteur à base de semi-conducteurs CdTen du détecteuration électrique des cartes d'acquisitionous irradiationOffsets et bruitsGamme dynamiqueEffet du recalageEvaluation de la résolution spatialeatif des performancesu détecteurcdtecteurdétecteurdétecteurCdWO4n du détecteurcdif des performancesu détecteurcdurationcous irradiationcous irradiationcous irradiationcous detecteurCdWO4n du détecteurcous irradiationcous irradiation<	<ul> <li>49</li> <li>51</li> <li>51</li> <li>52</li> <li>53</li> <li>54</li> <li>58</li> <li>58</li> <li>61</li> <li>62</li> <li>64</li> <li>68</li> <li>71</li> <li>71</li> <li>73</li> <li>74</li> <li>75</li> <li>76</li> <li>78</li> </ul>

	3.4	Caractérisation du détecteur horizontal CsI	81
		3.4.1 Description du detecteur	81
		3.4.2 Mesures sous irradiation	82
		3.4.2.1 Offsets et bruits	84
		$3.4.2.2$ Plein nux, saturation et gamme dynamique $\ldots$	84 97
		2.4.2.3 Evaluation de la resolution spatiale	01
		2.4.2. Attenuation du signal. DQL et RSD	90
	35	Drégisions des performances futures avec l'accélératour Saturne	92 02
	0.0	3.5.1 Paramètres du détoctour CsI idéal	92
		3.5.2 MTE et résolution spatiale	92 93
		3.5.3 DOE et BSB	95
	3.6	Discussion	97
4	Ima	gerie bi-énergie : principes et méthode retenue pour la caractérisation	
	des	colis de déchets	99
	4.1	État de l'art	99
		4.1.1 Historique	99
		4.1.2 Définitions	102
		4.1.2.1 Numéro atomique effectif $Z_{eff}$	102
		4.1.2.2 Densité électronique	104
		4.1.3 Méthodes de traitement et de reconstruction en tomographie bi-	
		énergie	105
		4.1.3.1 Rapport des coefficients d'attenuation linéiques $\mu$	105
		4.1.3.2 Decomposition en double effet	100
	4.9	4.1.3.3 Decomposition en materiaux de base	109
	4.2	Application de la tomographie bi-energie a naute energie	109
		4.2.1 Decomposition en double ener à naute energie	109
		do pairos	112
		4221 Correspondence en énergie	110
		4.2.2.1 Correspondence en Z	115
		$423$ Évaluation de $a_{1}$ et Z	118
		4.2.4 Validation des formules par comparaison aux valeurs tabulées	119
		4.2.4.1 Indépendance en énergie	119
		4.2.4.2 Correspondance des courbes de calibration	120
	4.3	Développement de l'algorithme de minimisation	120
		4.3.1 Algorithme de Levenberg-Marquardt	120
		4.3.2 Développement d'un programme de décomposition	121
		4.3.3 Initialisation des valeurs $A_C$ et $A_{CP}$	122
	4.4	Mesure du taux d'hydrogène dans des colis homogènes	124
5	Vali	dation de la méthode de tomographie bi-énergie par simulation	127
	5.1	Géométrie, source et détecteur composant le système tomographique	127
	5.2	Courbes de calibration	128
		5.2.1 Fantômes de calibration utilisés	128
		5.2.2 Influence du type de source	130
		5.2.3 Influence de la matrice	132
		5.2.4 Influence de l'effet photoélectrique	134

Bi	Bibliographie 1		199	
F	Desc	cription	du code de simulation MODHERATO	197
E	<b>Ana</b> E.1 E.2 E.3	<b>Iyse QA</b> Semi-ce Scintill Ecran	<b>AD</b> des détecteurs étudiésonducteurs CdTeateur CdWO4 segmentéhorizontal de CsI	<b>193</b> 193 194 195
D	Corr CdT	espond e	ances des voies et capteurs du détecteur à semi-conducteurs	191
С	LSF	des po	ints de fonctionnement de l'accélérateur Saturne	173
В	Plan	d'impl	antation du tomographe final dans CINPHONIE	171
Α	Desc	cription	des principaux colis de déchets contrôlés par le LMN	165
Aı	nnex	es		163
Co	onclus	ion et	perspectives	159
	5.5	5.4.2 Discuss	Dépendance au rapport signal sur bruit	$\begin{array}{c} 153 \\ 156 \end{array}$
	5.4	5.3.3 Évalua 5.4.1	Exemple de correction de la densite pour des éléments lourds tion de la robustesse de la méthode de décomposition	148 149 149
		5.3.1 5.3.2	$\begin{array}{c} Calcul \ de \ Z_{eff} & \ldots & $	145 146
	5.3	5.2.7 Évalua	Courbes de calibration : discussion $\ldots \ldots \ldots$	$142 \\ 144$
		$5.2.5 \\ 5.2.6$	Influence de la densité des inserts	$\frac{136}{140}$
		FOF	Influence de la demoité des incents	196

# Table des figures

1.1.1	Portrait de Wilhelm Röntgen et première radiographie de la main d'Anna Bertha Röntgen [1]	3
1.1.2	Spectre X d'un accélérateur linéaire (haut) aligné sur les régions de prédo-	0
	minance des trois principaux effets d'interaction photon-matière en fonc-	
	tion de l'énergie des photons et du numéro atomique Z du matériau (bas)	_
	$\begin{bmatrix} 2 \end{bmatrix} \dots \dots$	5
1.1.3	Sections efficaces des interactions photon-matière en fonction de l'énergie pour le carbone (Z=6) et le plomb (Z=82) : diffusions Rayleigh ( $\sigma_{coh}$ ) et Compton ( $\sigma_{coh}$ ) effet photoélectrique ( $\sigma$ ) eréction de paires ( $\kappa_{coh}$ et $\kappa_{ch}$ )	
	absorption photo-nucléaire ( $\sigma_{\rm ph}$ ) et section efficace totale ( $\sigma_{\rm tot}$ ) [3]	6
1.1.4	Effet photoélectrique : absorption du photon incident et éjection d'un	
	photoélectron [4]	7
1.1.5	Effet Compton : éjection de l'électron de recul et émission du photon	
	diffusé [4] $\ldots$	8
1.1.6	Sections efficaces différentielles angulaires de l'effet Compton en fonc- tion de l'angle de diffusion $\theta$ pour différentes énergies du photon incident	
	(barn/sr/électron) (adapté de [5])	9
1.1.7	Création de paire électron-positron : absorption du photon incident et	0
101	emission d'un electron et d'un positron $[4]$	9
1.2.1	Representation d'une configuration experimentale d'acquisition tomogra-	11
199	Différentes géométries possibles pour un système de temographie : <i>narallel</i>	11
1.2.2	beam, fan beam et cone beam [6]	12
1.2.3	Coupe tomographique et sinogramme d'un objet test cylindrique compor-	
	tant des inserts d'air dans une matrice de beton. Simulations MODHE-	
	RATO (Modelisation flaute Energie pour la Radiographie et la Tomogra- phie, voir appave $\mathbf{F}$ ) [7, 8]	12
191	$\begin{array}{c} \text{Illustration du principe de rétroprojection } \begin{bmatrix} 0 \end{bmatrix} \end{array}$	10 1/
1.2.4 131	Spectrométrie gamma (gauche) et interrogation neutronique active et pas-	14
1.0.1	sive (droite) d'un colis dans la cellule SYMETRIC (CEA Cadarache)	17
1.3.2	Vue panoramique de la cellule CINPHONIE en septembre 2018	17
1.3.3	Détails de la configuration initiale du tomographe (de gauche à droite) :	
	Mini Linatron, banc 2 t et détecteur grand champ	18
1.3.4	Présentation d'un colis CBF-C1 de 1.3 t contrôlé au LMN en 2014 : (a)	
	photo du colis; (b) radiographie; (c,d) coupes tomographiques	18
1.3.5	Vue 3D du banc mécanique 5 t chargé d'un colis C1 (ø 140 cm, H 130 cm)	20
1.3.6	Vue de la cellule CINPHONIE avec le nouveau banc mécanique chargé	
	d'un colis CBF-C2, le Mini Linatron et le détecteur grand champ	20

1.3.7	Présentation d'un colis CBF-C2 de 2.7 t contrôlé au LMN en 2017 : (a) photo du colis ; (b) radiographie ; (c) coupe tomographique ; (d) recons- truction tomographique 3D des déchets	91
1 4 1	Schéma des principes de cycle et de fréquence spatiale d'un signal périodique	$\frac{21}{22}$
1 4 2	Calcul du contraste d'un signal	22
1/1/2	Mâme image d'une mire pour différentes valeurs de rapport signal sur bruit	$\frac{22}{24}$
1.4.0	Drincipo do la MTE [10]	24 95
1.4.5	Effet d'un flou gaussien de FWHM = 10 pixels sur un motif sinusoïdal continu de période 50, 20 et 10 pixels. Les valeurs extrêmes en bord de profils sont des artefacts.	27
1.4.6	Effet d'un flou gaussien de FWHM = 10 pixels sur un motif en créneau continu de période 50, 20 et 10 pixels. Les valeurs extrêmes en bord de profils sont des artéfacts.	28
1.4.7	Effet d'un flou gaussien de FWHM = 10 pixels sur un motif d'une paire de barres de période 50, 20 et 10 pixels. Les valeurs extrêmes en bord de profils sont des artéfacts.	28
1.4.8	MTF et contrastes pour différents motifs en fonction de la fréquence spa- tiale, pour un flou gaussien de 10 pixels	29
1.5.1	Schéma de principe d'un tomographe en géométrie éventail (vue en coupe de dessus)	29
1.6.1	Illustration de l'évaluation des LSF source, détecteur et objet dans les différents plans du tomographe. En haut, cas théorique d'un détecteur ponctuel et d'une source étendue. Au milieu, cas théorique d'un détecteur étendu et d'une source ponctuelle. En bas, cas réaliste d'un détecteur et	
	d'une source étendus.	31
2.1.1	Accélérateur linéaire Saturne installé dans la cellule CINPHONIE	34
2.1.2	Schéma de la ligne de faisceau de l'accélérateur Saturne [11]	35
2.2.1	Spectres d'énergie des faisceaux d'électrons	37
2.2.2	Histogramme 2D de la distribution spatiale des électrons en entrée de cible pour le point de fonctionnement 15 MeV / 0.3 mm. L'échelle de couleur correspond au nombre d'électrons	38
2.2.3	PSF radiales du faisceau d'électrons pour les différents points de fonction- nement du Saturne à 9, 12 et 15 MeV. Sur les graphiques, les distributions ont leur amplitude normée à 1 afin que les échelles soient identiques	39
2.2.4	PSF radiales du faisceau d'électrons pour les différents points de fonction- nement du Saturne à 18 et 20 MeV. Sur les graphiques, les distributions ont leur amplitude normée à 1 afin que les échelles soient identiques.	40
2.2.5	Géométrie de la simulation MCNP de la tête d'irradiation du Saturne	42
2.2.6	Spectres d'énergie normalisés des faisceaux de photons pour chaque éner- gie aux points de fonctionnement avec une tache focale de 1 mm	42
2.2.7	Géométrie de la simulation MCNP d'évaluation des taches focales du Sa- turne	43
2.2.8	Signaux bruts normalisés (gauche) et ESF (droite) pour la simulation du point de fonctionnement 15 MeV / 0.3 mm	44
229	Schéma du passage du plan du détection au plan source	45

2.2.10	Evaluation de la tache focale de la source Saturne au point de fonctionne- ment 15 MeV / 0.3 mm : (1) ESF issue de la simulation ; (2) LSF discrète et son ajustement en double gaussienne ; (3) MTF totale discrète et ajus- tée ; (4) MTF totale, détecteur et source ; (5) LSF source. Les amplitudes des LSF sont normées à 1 afin que les échelles soient identiques	46
3.0.1	Géométries d'acquisition tomographique utilisées pour les trois détec- teurs : parallel beam pour les CdTe, fan beam circulaire pour les CdWO <sub>4</sub>	-
0.0.1	et fan beam plate pour les écrans de Csl	50
3.2.1	Vue de dessus du détecteur CdTe et ses différents composants	53
3.2.2	Configuration réelle (gauche) et de calibration en laboratoire (droite)	55
3.2.3	Dispositif expérimental pour la caractérisation des cartes d'acquisition	55
3.2.4	Courbes de calibration de la voie 8 (C4) avec correction du rapport des pentes	55
3.2.5	Courbes de calibration des voies 4 (B4) (gauche) et 8 (C4) (droite) sans correction du rapport des pentes	56
3.2.6	Offsets en gain bas (gauche) et haut (droite) des voies à vide	56
3.2.7	Bruit des voies à vide	57
3.2.8	Schéma de la configuration expérimentale des mesures sous irradiation avec le détecteur CdTe en géométrie translation-rotation (vue en coupe	
	de dessus)	58
3.2.9	Comparaison des bruits électroniques et de valeur nette sur une mesure noire	59
3.2.10	Comparaison des offsets du gain bas en mesures à vide et avec les capteurs	59
3.2.11	Comparaison des offsets du gain haut en mesures à vide et avec les capteurs	60
3.2.12	Comparaison du bruit en mesures à vide, avec les capteurs et sous flux X	61
3.2.13	Gamme dynamique intrinsèque pour chaque capteur CdTe	62
3.2.14	Valeurs du moniteur pour la mesure en plein flux	63
3.2.15	Valeurs en sortie du capteur central pour la mesure en plein flux avec et sans recalage	63
3.2.16	GIQI Duplex (Crédit · NDT Supply)	64
3.2.17	Signal en sortie du capteur principal pour l'IQI Duplex	65
3.2.18	Signal pour l'IQI Duplex sans et avec binning double	65
3.2.19	LSF et MTF simulées avec MCNP et MODHERATO (plan détecteur). Les	67
3.2.20	Comparaison des mesures expérimentales et de la simulation MODHE-	67
2 0 01	Canformation des brienes de planch a com les manues d'atténuation	07
3.2.21	Configuration des briques de plomb pour les mésures d'attenuation	68
3.2.22	lations avec et cans effect expérimental	68
2 9 92	2 DOE intringèque du détenteur à base de CdTe	60
2 2 2 24	PSB moguré du centeur principal des CdTe et PSB issu de l'analyse OAD	09
J.Z.Z4	en fonction de l'épaisseur de plomb travorsée	70
221	Plan de la caméra linéaire à $CdWO$ , sogmenté (l'are de corele rouge décrit	10
0.0.1	le positionnement des aiguilles) (Crédit $\cdot$ X-Scan Imaging)	79
339	Vue du détecteur CdWO4 testé (gauche) et image brute en sortie d'ac-	14
5.5.2	quisition (droite) (chaque ligne correspond à l'acquisition d'un tir)	73

3.3.3	Offsets du CdWO <sub>4</sub> pour différentes combinaisons temps d'intégration et de gain $\dots$	74
3.3.4	Bruits mesurés pour le $CdWO_4$	75
3.3.5	Configuration de la mesure de l'ESF des CdWO <sub>4</sub> avec une brique de cuivre	76
3.3.6	ESF, LSF et MTF totale, de la source et du détecteur $CdWO_4$ dans le plan détecteur. Les amplitudes des LSF sont normées à 1 afin que les échelles soient identiques.	77
3.3.7	Comparaison des mesures expérimentales et de la simulation MODHE- RATO pour l'IQI avec le détecteur CdWO <sub>4</sub>	79
3.3.8	Comparaison des mesures du $CdWO_4$ avec des briques de plomb aux si- mulations avec et sans offset expérimental	79
3.3.9	DQE intrinsèque du détecteur CdWO <sub>4</sub>	80
3.3.10	RSB mesuré des CdWO <sub>4</sub> et RSB issu de l'analyse QAD en fonction de	
0.0.10	l'épaisseur de plomb traversée	81
3.4.1	Schéma de présentation du détecteur composé d'un écran horizontal de CsI filmé par une caméra : vue de face (gauche) et de profil (droite)	82
3.4.2	Configuration du détecteur horizontal CsI. Gauche : vue arrière, boîte noire ouverte et mire placée au niveau du CsI pour calibration de la caméra (haut); centre : écran de CsI placé horizontalement dans la boîte; droite : vue avant, collimation en tungstène surmontée d'une partie du blindage	
	en plomb (le faisceau laser représente le faisceau X)	83
3.4.3	Image brute issue de l'acquisition de l'écran de CsI en plein flux et profils acquis selon les 2 axes : profil unique longitudinal (haut) et profil sommé transversal (gaucho)	85
311	Profile de signal des mesures poire et avec 30 cm de plomb	86
3 4 5	Profile de bruit des mesures noire et avec 30 cm de plomb	86
3.4.6	ESF, LSF et MTF totales, de la source et du détecteur CsI (plan détec- teur). Les amplitudes des LSF sont normées à 1 afin que les échelles soient	00
3.4.7	Identiques	87
	1 afin que les échelles soient identiques	89
3.4.8	LSF et MTF simulées de la dispersion de l'énergie déposée par les photons dans l'écran de CsI (étape 3 - plan détecteur). Les amplitudes des LSF sont normées à 1 afin que les échelles soient identiques.	89
3.4.9	MTF des trois étapes de dispersion (3 : dispersion de l'énergie; 5 : disper- sion optique dans l'écran; 8 : dispersion optique dans la caméra) et MTF totale du détecteur CsI (plan détecteur)	90
3 / 10	Comparaison des mesures du CsI avec des briques de plomb aux simula-	50
J.4.10	tions avec et sans offset expérimental	90
3.4.11	DQE intrinsèque du détecteur CsI	91
3.4.12	2 RSB mesuré du CsI et RSB issu de l'analyse QAD en fonction de l'épais- seur de plomb traversée	92
3.5.1	Schéma de présentation du détecteur idéal composé d'écrans horizontaux de CsI placés bout à bout et filmés par des caméras : vue de face (gauche) et de profil (droite)	05
		30

3.5.2	MTF des trois étapes de dispersion (3 : dispersion de l'énergie; 5 : disper- sion optique dans l'écran; 8 : dispersion optique dans la caméra) et MTF totale du détectour CsL idéal (plan détectour)	03
3.5.3	MTF des détecteurs et des points de fonctionnement du Saturne à 15 MeV dans le plan objet du tomographe final	. 93 . 94
3.5.4	Comparaison des DQE intrinsèques (gauche) et en plein flux Saturne (droite) des trois détecteurs (plan objet)	. 96
3.5.5	Rapports signal sur bruit attendus avec le Saturne pour les trois détec- teurs, en fonction de l'épaisseur de béton traversée, pour des fréquences spatiales de 0 et 1 cycle/mm (plan objet)	. 97
4.1.1	Configuration du système du CEA LETI [12]	. 100
4.1.2	Coupes tomographiques en densité (gauche) et numéro atomique (droite) [12]	. 101
4.1.3	Radiographie colorisée d'un container après segmentation (orange pour les matériaux organiques, vert pour les organiques-inorganiques, bleu pour les inorganiques et violet pour les substances lourdes) [13]	101
4.1.4	Courbes du $Z_{eff}$ de l'eau, du PVC (( $C_2H_3Cl$ ) <sub>n</sub> ), du polyéthylène (( $C_2H_4$ ) <sub>n</sub> ) et de l'oxyde de plomb (PbO) en fonction de l'énergie des photons, calcu-	. 101
	lées à partir des sections efficaces [14] et de l'équation 4.1.4	. 103
4.1.5	Exemple de courbes du rapport des coefficients d'atténuation pour deux spectres BE différents, avec et sans filtration avec du polyéthylène, en fanction de Z [15]	100
4.1.6	Résultats issus de simulations [16] : (a) fantôme représentant la boîte crâ- nienne); (b) profil d'une reconstruction tomographique conventionnelle; (c) profil d'une reconstruction tomographique de la partie photoélectrique $a_{\rm P}$ : (d) profil d'une reconstruction tomographique de la partie effet Comp-	. 100
	$\operatorname{ton} a_{\mathrm{C}}$	. 108
4.2.1	Spectres X simulés de l'accélérateur Saturne à 9 et 15 MeV $\ . \ . \ . \ .$	. 110
4.2.2	Ensemble des principales sections efficaces d'interaction photon-matière pour quatre éléments entre 0.1 et 20 MeV [14]	. 111
4.2.3	Contribution de l'effet photoélectrique à la section efficace totale d'inter-	
4.0.4	action photon-matière pour des éléments purs [14]	. 111
4.2.4	sections efficaces totales de creation de paires pour quatre elements purs : valeurs tabulées et courbes du cas de non écrantage	112
4.2.5	Sections efficaces XCOM pour $Z = 1$ à $Z = 82$ en fonction de l'énergie, une courbe par Z, normalisées pour des photons de 5 MeV : création de paires dans le champ du noyau (haut gauche), dans le champ électronique (haut droite) et totale (bas) (la courbe rouge correspond à la fonction	• • • • •
100	d'ajustement retenue)	. 114
4.2.6	Sections efficaces ACOM normalisées pour des photons de 5 MeV en fonc- tion de l'énergie pour quatre éléments purs et courbes d'ajustement poly- nomial correspondentes	115
4.2.7	Sections efficaces totales de création de paires XCOM à 5–10 et 15 MeV	. 110
1.4.1	en fonction du numéro atomique pour quelques matériaux de calibration	. 116
4.2.8	Sections efficaces totales de création de paires XCOM à 5, 10 et 15 MeV	
	nomial correspondantes	. 116

4.2.9	Sections efficaces totales de création de paires pour quatre éléments purs : valeurs tabulées, courbes d'ajustement polynomial et courbes du cas de	
	non écrantage	117
4.2.10	) Droite de calibration de référence de la densité électronique $\rho_e$ en fonction de $a_C$	118
4.2.11	Droite de calibration de référence du numéro atomique Z en fonction du rapport $a_{CP}/a_{C}$	118
4.2.12	Section efficace de l'effet Compton divisée par la formule de Klein-Nishina $f_{KN}(E)$ en fonction de l'énergie pour plusieurs éléments purs (valeurs XCOM)	
	Le numéro atomique est indiqué entre parenthèses	119
4.2.13	Section efficace de la création de paires divisée par $f_{CP}(E)$ en fonction de l'énergie pour plusieurs éléments purs (valeurs XCOM)	119
4.2.14	Comparaison de la droite de référence $Z = f(a_{CP}/a_C)$ (éq. 4.2.20) à des points d'éléments purs (valeurs XCOM)	120
4.3.1	Fonction de l'équation 4.3.2 à minimiser tracée en fonction de $A_C$ et $A_{CP}$ - vue d'ensemble (gauche) et zoom sur la partie centrale (droite) où sont	100
4.4.1	effectuées les initialisations	123
	tériaux et courbe d'approximation correspondante	125
5.1.1	Géométrie des simulations MODHERATO (vue de dessus) $\hfill\hfilt$	128
5.2.1	Sinogramme et coupe tomographique du fantôme standard (source Sa- turne 9 MeV)	129
5.2.2	$a_{\rm C}$ et $a_{\rm CP}$ en fonction du numéro atomique pour les simulations avec sources mono-énergétiques et Saturne, et points de référence correspondants	s131
5.2.3	Rapport $a_{CP}/a_C$ en fonction du numéro atomique pour les simulations avec sources mono-énergétiques et Saturne, et courbe de référence correspondante	e131
5.2.4	Coefficient d'atténuation Compton $a_C$ en fonction de la densité électro- nique $\rho_e$ pour les simulations avec sources mono-énergétiques et Saturne,	
	et courbe de référence correspondante	132
5.2.5	Coupe tomographique du fantôme sans matrice (source Saturne 9 MeV) .	132
5.2.0	a <sub>C</sub> et a <sub>CP</sub> en fonction du numero atomique pour les simulations de fait- tômes avec et sans matrice béton, et points de référence correspondants	133
5.2.7	Rapport $a_{CP}/a_C$ en fonction du numéro atomique pour les simulations de fontômes avec et sans matrice béton, et courbe de référence correspondente	100
528	Coefficient d'atténuation Compton ac en fonction de la densité électro-	5100
0.2.0	nique $\rho_e$ pour les simulations de fantômes avec et sans matrice béton, et courbe de référence correspondante	133
5.2.9	$a_{\rm C}$ et $a_{\rm CP}$ en fonction du numéro atomique pour les simulations de fan- têmes ques et sons metrice béten, ques et sons effet photoélectrique, et	100
	points de référence correspondents	135
5210	Bapport a <sub>CP</sub> /a <sub>C</sub> en fonction du numéro atomique pour les simulations de	100
0.2.10	fantômes avec et sans matrice béton, avec et sans effet photoélectrique et comparaison à la courbe de référence correspondente	135
5.2.11	Coefficient d'atténuation Compton $a_{\alpha}$ en fonction de la densité électro-	100
J. <u>.</u> .11	nique $\rho_e$ pour les simulations de fantômes avec et sans matrice béton, avec et sans effet photoélectrique et comparaison à la courbe de référence	
	correspondante	135

5.2.12	Coupe tomographique du fantôme avec matrice béton et inserts de plomb (source Saturne 9 MeV)	136
5.2.13	$a_{\rm C}$ et $a_{\rm CP}$ en fonction de la densité électronique pour des inserts de plomb de différentes densités et pour les quatre configurations de simulation	137
5.2.14	Rapport $a_{CP}/a_C$ fonction de la densité électronique pour des inserts de plomb de différentes densités et pour les quatre configurations de simulation	n137
5.2.15	Rapports $a_{CP}/a_C$ en fonction du numéro atomique pour les matériaux de calibration en configuration avec matrice et avec effet photoélectrique, pour différentes densités et courbe de référence correspondante $\ldots \ldots$ .	139
5.2.16	Coefficient d'atténuation Compton $a_C$ en fonction de la densité électro- nique pour les matériaux de calibration en configuration avec matrice et avec effet photoélectrique, pour différentes densités et courbe de référence correspondante	. 139
5.2.17	Profils normalisés de coupes tomographiques 9 MeV, 15 MeV, Compton et création de paires	140
5.2.18	Coupe tomographique du fantôme avec matrice béton et inserts d'alumi- nium (source Saturne 9 MeV)	. 141
5.2.19	Coefficients d'atténuation linéiques $\mu$ 9 et 15 MeV et coefficients d'atténuation Compton et création de paires des inserts d'aluminium en fonction de la distance au centre du colis, normalisés aux valeurs à 48 cm $\ldots$ .	141
5.3.1	Coupe tomographique du fantôme avec matrice béton et inserts de maté- riaux composés (source Saturne 9 MeV)	144
5.3.2	Courbes du $Z_{eff}$ de l'eau, du PVC, du polyéthylène et de l'oxyde de plomb en fonction de l'énergie des photons, calculé à partir des sections efficaces XCOM et des équations de référence 5.3.1 et 5.3.2	145
5.3.3	Diagramme $(\rho_e, Z)$ représentant les évaluations de $\rho_e$ et $Z_{eff}$ des matériaux composés contenus dans les inserts du fantôme composé pour les quatre configurations, ainsi que les valeurs de référence $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	146
5.3.4	Diagramme ( $\rho_e$ , Z) représentant les évaluations de $\rho_e$ et Z <sub>eff</sub> des matériaux composés les plus légers, ainsi que les valeurs de référence	147
5.3.5	Ecarts relatifs de $Z_{eff}$ et $\rho_e$ pour chaque composé par rapport aux valeurs de référence $\ldots \ldots \ldots$	. 147
5.3.6	Coefficient k de la courbe de calibration $a_C = k \times \rho_e$ en fonction du numéro atomique Z	149
5.4.1	Diagramme ( $\rho_e$ , Z) des matériaux composés pour différentes simulations du sinogramme HE avec des spectres d'électrons mono-énergétiques et valeurs initiales pour les spectres 9 et 15 MeV du Saturne	150
5.4.2	Diagramme ( $\rho_e$ , Z) des matériaux composés les plus légers pour différentes simulations du sinogramme HE et valeurs initiales pour les spectres 9 et 15 MeVdu Saturne	. 151
5.4.3	Diagramme ( $\rho_e$ , Z) des matériaux composés pour différentes simulations du sinogramme BE avec des spectres d'électrons mono-énergétiques et valeurs initiales pour les spectres 9 et 15 MeV du Saturne	151
5.4.4	Diagramme ( $\rho_e$ , Z) des matériaux composés les plus légers pour différentes simulations du sinogramme BE et valeurs initiales pour les spectres 9 et 15 MeV du Saturne	152
	15 Mey du Saturne	104

5.4.5	Ecarts relatifs de $Z_{eff}$ et $\rho_e$ par rapport à la simulation initiale pour chaque matériau composé, en fonction de l'énergie du faisceau d'électrons variable, pour une variation du sinogramme HE (haut) et du sinogramme	
	$BE (bas) \ldots \ldots$	. 153
5.4.6	Détails des sinogrammes 9 MeV pour 100, 50, 25, 10 et 5 tirs (de gauche à droite et de haut en bas)	. 154
5.4.7	Diagramme ( $\rho_e$ , Z) des matériaux composés pour 100, 50, 25, 10 et 5 tirs et les valeurs de référence	. 154
5.4.8	Diagramme ( $\rho_e$ , Z) des matériaux composés les plus légers pour 100, 50, 25, 10 et 5 tirs et les valeurs de référence	155
5.4.9	Ecarts relatifs de $Z_{eff}$ et $\rho_e$ pour chaque composé par rapport aux valeurs de référence	. 155
A.1	Fût 200 L	. 165
A.2	Colis 870 L	. 166 167
А.3 А.4	Colis CBF-C2	107
A.5	Colis C4	. 169
A.6	Colis C1	. 170
B.1	Schéma d'implantation du tomographe final dans CINPHONIE	. 172
C.1	Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point	1 - 4
$C_{2}$	de fonctionnement 9 MeV / 0.5 mm	. 174
0.2	de fonctionnement 9 MeV / 1 mm	. 175
C.3	Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point	
<b>a</b> 4	de fonctionnement 9 MeV / 1.5 mm	. 176
C.4	Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point de fonctionnement 12 MeV $/ 0.2 \text{ mm}$	177
C.5	Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point	. 111
	de fonctionnement 12 MeV / $0.5 \text{ mm} \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots$	. 178
C.6	Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point	
07	de fonctionnement 12 MeV / 1 mm	. 179
C.7	Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point de fonctionnement 12 MeV / 1.4 mm	180
C.8	Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point	. 100
	de fonctionnement 15 MeV / 0.3 mm	. 181
C.9	Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point	
C 10	de fonctionnement 15 MeV / $0.5 \text{ mm}$	. 182
C.10	Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point de fonctionnement 15 MeV / 1 mm	183
C.11	Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point	. 100
	de fonctionnement 15 MeV / 1.6 mm	. 184
C.12	Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point	
0.10	de fonctionnement 18 MeV / $0.3 \text{ mm}$	. 185
C.13	Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point de fonctionnement 18 MeV / 1 mm	186
		. TOO

Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point	
de fonctionnement 18 MeV / 1.5 mm	187
Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point	
de fonctionnement 20 MeV / 0.5 mm	188
Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point	
de fonctionnement 20 MeV / 1 mm	189
Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point	
de fonctionnement 20 MeV / 1.5 mm	190
Correspondances des voies et capteurs du détecteur à semi-conducteurs	
CdTe	192
	104
Diagramme QAD du detecteur a semi-conducteurs CdTe	194
Diagramme QAD du détecteur à scintillateur segmenté $CdWO_4$	195
Diagramme QAD du détecteur à écran de CsI	196
	Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point de fonctionnement 18 MeV / 1.5 mm

# Liste des tableaux

$1.1 \\ 1.2$	Combinaisons possibles des interactions photon-matière	5
	d'être contrôlés par le LMN (Données ANDRA [17])	16
1.3	Caractéristiques principales du banc mécanique 5 t	19
2.1	Points de fonctionnement simulés et correspondant au cahier des charges du LINAC Saturne	36
2.2	Tableau récapitulatif des caractéristiques simulées du faisceau d'électrons en entrée de cible pour chaque point de fonctionnement de l'accélérateur	
2.3	Saturne	41
2.4	Caractéristiques du faisceau de photons en sortie de cible et flous (FWHM LSF) de la source dans les plans source et objet de CINPHONIE pour	40
2.5	chaque point de fonctionnement de l'accélérateur Saturne Energie équivalente de dose, courant moyen et débit de dose attendus pour	45
	chaque point de fonctionnement de l'accélérateur Saturne	47
3.1	Résumé des paramètres QAD pour le détecteur CdTe	54
3.2	Numéro de capteur, rapport des pentes, saturation, offsets et bruit pour chaque voie	57
3.3	Valeurs moyennes d'offset et de bruit pour chaque capteur pour les me- sures noires	60
3.4	Moyenne et bruit du signal du capteur principal sans et avec recalage	63
3.5	Caractéristiques géométriques de l'IQI Duplex	64
3.6	Contraste relatif sur les paires de l'IQI Duplex en binning double	66
3.7	Paramètres d'ajustement des LSF simulées avec MCNP (simulation ini- tiale) et avec MODHERATO (simulation pour comparaison et ajustement	
	à la mesure expérimentale avec l'IQI Duplex)	66
3.8	Résumé des paramètres QAD pour le détecteur $CdWO_4$	71
3.9	Paramètres d'ajustement expérimentaux des LSF et MTF du détecteur $CdWO_4$ dans le plan détecteur	77
3.10	Paramètres finaux des LSF et MTF du CdWO₄ dans le plan détecteur	78
3.11	Résumé des paramètres QAD pour le détecteur CsI	83
3.12	Signal et bruit moyenné sur tous les pixels pour les mesures noire et avec	
	30 cm de plomb	84
3.13	Paramètres d'ajustement expérimentaux des LSF et MTF du détecteur	
	CsI dans le plan détecteur	88

3.14	Paramètres d'ajustement expérimentaux des LSF et MTF de la caméra
	Zyla 5.5 à $f_{\#} = 1.4$ (plan capteur)
3.15	Paramètres d'ajustement expérimentaux des LSF et MTF de la dispersion des particules de haute énergie dans l'écran de CsI (plan détecteur) 89
3.16	Fréquences spatiales limites et résolutions spatiales pour chaque configu- ration source-détecteur étudiée (plan objet)
4.1	Valeurs de $Z_{eff}$ en fonction de la définition choisie pour l'eau, le PVC, le polyéthylène et l'oxyde de plomb
5.1	Paramètres de la source, du détecteur et de l'acquisition pour les simula- tions MODHERATO
5.2	Caractéristiques des éléments purs constituant les inserts du fantôme stan- dard 130
5.3	Coefficients du polynôme d'ajustement de la courbe de calibration $a_{CP}/a_C = f(Z)$ et Z <sub>max</sub> pour chaque configuration 143
5.4	Coefficients de la courbe de calibration $a_C = k \times \rho_e$ pour chaque configuration 143
5.5	Caractéristiques des matériaux composés constituant les inserts du fan-
5.6	tome compose $\ldots$ 144 Comparaison des définitions usuelles de Z <sub>eff</sub> aux valeurs de référence et évaluées par simulation pour l'eau, le PVC, le polyéthylène et l'oxyde de
	plomb
5.7	Courant crête pour chaque simulation permettant d'obtenir le même débit
	de dose que les projections d'origine à 1 m de la cible
5.8	RSB de la région d'intérêt des sinogrammes 9 et 15 MeV pour chaque simulation

# Glossaire

ADC	Analog-to-Digital Converter	
ADU	Analog-to-Digital Unit	
ANDRA	Agence Nationale pour la Gestion des Déchets Radioactifs	
BE	Basse Energie. En imagerie bi-énergie, désigne la mesure, l'acquisition, le sinogramme ou le spectre correspondant à la mesure effectuée avec le spectre le plus bas en énergie.	
CBF	Coque (ou Conteneur) en Béton-Fibres	
CINPHONIE	Cellule d'Interrogation PHOtonique et NeutronIquE. Cellule expérimentale au sein de l'INB Chicade du centre du CEA Cadarache, dans laquelle est installé le système d'imagerie opéré par le LMN.	
CND	Contrôle Non Destructif	
DED	Débit Equivalent de Dose	
DQE	Detective Quantum Efficiency	
END	Essai(s) Non Destructif(s)	
ESF	Edge Spread Function	
FA-VL	Faible Activité à Vie Longue	
FMA-VC	Faible et Moyenne Activité à Vie Courte	
FWHM	Full Width at Half Maxium, largeur à mi-hauteur	
GDI	Gamme Dynamique Intrinsèque	
НА	Haute Activité	
HDR	High Dynamic Range	
HE	Haute Energie. En imagerie bi-énergie, désigne la mesure, l'acquisition, le sinogramme ou le spectre correspondant à la mesure effectuée avec le spectre le plus haut en énergie.	

INB	Installation Nucléaire de Base	
IQI	Indicateur de Qualité d'Image	
LETI	Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'information	
LINAC	Accélérateur linéaire	
LMN	Laboratoire de Mesures Nucléaires	
LSF	Line Spread Function	
MA-VL	Moyenne Activité à Vie Longue	
MODHERATO	Modélisation Haute Energie pour la Radiographie et la Tomographie	
MTF	Modulation Transfer Function	
PSF	Point Spread Function	
QAD	Quantum Accounting Diagram	
RCB	Rapport Contraste sur Bruit	
RDP	Rapport De Pente	
RDG	Rapport De Gain	
RS	Résolution Spatiale	
RSB	Rapport Signal sur Bruit	
Saturne	LINAC de haute énergie utilisé comme source X pour le tomographe de CINPHONIE	
SCO	Super-COntrôles	
TFA	Très Faible Activité	
VTC	Vie Très Courte	

# Introduction

En France, la gestion des déchets nucléaires est assurée par l'ANDRA (Agence Nationale pour la gestion des Déchets Radioactifs). Dans le cadre de leur stockage définitif dans des centres dédiés, ces déchets sont conditionnés dans des colis, classés par familles en fonction de leur activité radiologique et de la durée de vie des radionucléides qu'ils contiennent : haute activité à vie longue (HA), moyenne activité et faible activité à vie longue (MA-VL et FA-VL), faible et moyenne activité à vie courte (FMA-VC), très faible activité (TFA) et vie très courte (VTC). Ces colis proviennent pour environ 90% de leur volume de l'industrie électronucléaire et de la recherche.

Les critères d'acceptation de ces colis dans les centres de stockage portent notamment sur les matériaux autorisés dans les colis, la masse fissile maximale admise, l'activité alpha, mais également l'état général du colis (épaisseur suffisante de la coque et centrage du déchet, absence de fissures et de bulles d'air dans la matrice de confinement, remplissage suffisant du colis, etc.).

La vérification de la conformité des colis nécessite donc la mise en place de contrôles. Dans cette perspective, les méthodes non destructives (spectrométrie gamma, comptage neutronique, imagerie photonique, interrogation photonique active) sont privilégiées – quand elles sont applicables – aux méthodes destructives (carottage, découpe), car en principe plus simples, plus sécurisées et moins coûteuses à mettre en place.

Au centre CEA de Cadarache, le Laboratoire de Mesures Nucléaires (LMN) réalise ce type de mesures. Il exploite notamment un dispositif d'imagerie haute énergie dans la cellule CINPHONIE, au sein de l'INB CHICADE. Du fait des dimensions et de la densité importante des colis à contrôler (entre 60 et 140 cm de béton à inspecter), il est nécessaire d'utiliser des photons de haute énergie (> 1 MeV).

Une évolution majeure du tomographe a été initiée en 2015 avec un double objectif : augmenter les capacités de prise en charge des objets pouvant être tomographiés (passer de 80 à 140 cm) tout en améliorant si possible la résolution spatiale du système d'origine (millimétrique).

La mise à jour consiste alors à remplacer les trois éléments principaux du tomographe : la source de photons, le système de détection et le banc mécanique permettant le déplacement des objets. Ce dernier est déjà en fonctionnement depuis début 2017, tandis que la nouvelle source, un accélérateur linéaire d'énergie maximale comprise entre 15 et 20 MeV, connaît actuellement des difficultés de mise en service. Cette contrainte nous a conduits à caractériser cette nouvelle source par simulation, à défaut de la caractérisation expérimentale initialement prévue.

Le premier objectif de ces travaux de thèse a ainsi consisté à évaluer les performances attendues du nouveau tomographe. L'atteinte de cet objectif passe d'une part par une étude des caractéristiques de la nouvelle source de photons. En parallèle, le développement d'un système de détection adapté doit permettre d'obtenir *in fine* des performances en termes de résolution spatiale et de capacité d'accueil d'objets de grand volume permettant de caractériser des colis d'un diamètre maximal de 140 cm.

Le second objectif concerne le développement d'une nouvelle technique de caractérisation par imagerie haute-énergie : la tomographie bi-énergie. En acquérant deux mesures successives d'un même objet à deux énergies moyennes différentes, il est possible d'accéder à une meilleure discrimination des matériaux : à la mesure classique de la densité s'ajoute une évaluation du numéro atomique du matériau. L'imagerie bi-énergie a fait l'objet d'importantes recherches dans les domaines de la santé et des contrôles aux frontières, démontrant l'intérêt majeur de ces techniques. Une première étude de l'application de l'imagerie bi-énergie au contrôle des colis de déchets nucléaires avait été menée précédemment au laboratoire. Il en était ressorti des résultats encourageants concernant la reconstruction du numéro atomique pour les éléments légers (Z < 60), avec un écart aux valeurs théoriques inférieur à 1.5. La reconstruction des éléments lourds restait cependant très imprécise. De plus, cette méthode était sensible au phénomène de durcissement de spectre.

La nouvelle méthode développée durant cette thèse est basée sur le traitement itératif de projections acquises successivement à deux énergies de faisceau différentes. Elle vise à améliorer la précision d'évaluation du numéro atomique (et donc l'identification des matériaux) tout en étant plus robuste vis-à-vis du durcissement de spectre.

#### Ce mémoire comporte cinq chapitres.

Le premier rassemble des éléments de mise en contexte du travail de thèse : historique, activités du laboratoire, mise à jour du tomographe. Des notions techniques essentielles sont également exposées : interactions rayonnement matière et outils d'imagerie.

Le deuxième chapitre s'attache à présenter les études menées sur l'évaluation par simulation des performances attendues de la nouvelle source de photons du tomographe.

Le troisième chapitre concerne l'étude de trois détecteurs spécifiques à l'imagerie haute énergie et candidats au remplacement du système de détection actuel du tomographe. Cette étude regroupe des résultats issus de simulations et de mesures expérimentales, qui permettent de valider l'analyse de chaque détecteur et d'en extrapoler les performances dans l'hypothèse d'une utilisation avec la nouvelle source de photons.

Dans le quatrième chapitre, nous présentons un état de l'art de l'imagerie bi-énergie, de même que les notions de numéro atomique effectif et de densité électronique. La méthode de décomposition en double effet développée pour l'application à la tomographie haute énergie est ensuite détaillée, de même qu'une méthode de mesure du taux d'hydrogène dans des colis homogènes.

Enfin, le cinquième et dernier chapitre met en place et teste la méthode de décomposition au moyen de simulations détaillées et à partir des caractéristiques attendues du tomographes définies préalablement aux chapitres 2 et 3. Les performances obtenues sur la reconstruction du numéro atomique et la densité électroniques pour des matériaux composés sont données, ainsi qu'une évaluation de la robustesse de la méthode vis-à-vis de la précision des données d'entrée.

La conclusion regroupe et synthétise l'ensemble des résultats obtenus, d'une part dans l'évaluation des performances du nouveau tomographe, et d'autre part dans son utilisation pour des caractérisations par imagerie bi-énergie.

## Chapitre 1

## Imagerie par rayons X

Dans ce premier chapitre, des éléments de mise en contexte sont exposés en premier lieu, avant une présentation du principe de la tomographie. Suite à cela, l'application de l'imagerie X au contrôle de colis de déchets nucléaires est expliquée dans le cadre des activités du laboratoire. Enfin, la dernière section présente les outils et notions d'imagerie nécessaires à l'étude de la source de photons et des systèmes de détection.

### 1.1 Contexte

#### 1.1.1 Historique

En 1895, le physicien allemand Wilhelm Röntgen (figure 1.1.1, photo de gauche) fait la découverte d'un rayonnement invisible et pénétrant la matière à la suite d'une série d'expériences avec un tube de Crookes. Rayonnement inconnu jusqu'alors, il le nomme « rayon X » en référence à l'inconnue mathématique. Le 22 décembre, il produit la première radiographie constituée de la main de son épouse Anna Bertha Röntgen (figure 1.1.1, photo de droite). Il publie ses découvertes dans la foulée [18], et obtiendra à ce titre le premier prix Nobel de physique en 1901.



FIGURE 1.1.1 – Portrait de Wilhelm Röntgen et première radiographie de la main d'Anna Bertha Röntgen [1]

Dès lors, la radiographie X trouve directement des applications dans le domaine médical, mais aussi pour des applications plus originales, telles que des fluoroscopes disponibles dans les magasins de chaussures permettant de déterminer sa pointure. En 1979, Cormack et Hounsfield reçoivent le prix Nobel de médecine pour le développement de la tomodensitométrie à usage médical, avec l'invention du premier scanner. L'unité de mesure des tomographies médicales porte d'ailleurs le nom du deuxième inventeur. La tomographie s'exporte à l'industrie une dizaine d'années plus tard, conjointement au développement de nouvelles technologies permettant son essor (puissance de calcul des ordinateurs, capteurs CCD, détecteurs *flat panel*). On la retrouve maintenant dans de nombreux secteurs tels que l'aéronautique, le spatial, l'automobile, la fonderie, l'agroalimentaire et les industries minière et pétrolière.

#### 1.1.2 Essais non destructifs

Au milieu du XXème siècle, les essais non destructifs (END) voient le jour pour détecter les défauts dans les pièces de l'industrie lors des examens de fabrication ou de maintenance. Emergent alors plusieurs techniques telles que les ultrasons, courants de Foucault, ressuage, magnétoscopie et rayons X. Une seconde application se développe à partir des années 80 : la caractérisation des matériaux.

Le développement de nouveaux équipements et méthodes d'imagerie par rayons X a principalement lieu dans le domaine de la santé, bien plus que dans le domaine industriel. En effet, la plupart des nouvelles techniques sont dans un premier temps développées pour la médecine, qui offre un marché plus important. Ce n'est qu'assez récemment que ces techniques ont commencé à être adaptées aux besoins de l'industrie.

L'imagerie par rayons X possède de nombreux avantages. Tout d'abord, l'information est directement sous forme d'image, ce qui la rend interprétable intuitivement. De plus, cette technique est utilisable sans restriction sur le type d'objet (présence de soudures, de vide, de plusieurs couches de matériaux, nature des matériaux), contrairement aux ultrasons ou aux courants de Foucault par exemple. Elle vient alors en complément, voire en remplacement de ces techniques conventionnelles. Elle permet également d'effectuer des mesures géométriques sur des éléments externes comme internes, ce qui peut être appliqué à de la vérification de conformité à un cahier des charges. Enfin, elle peut être utilisée pour des mesures de suivi dynamique, comme par exemple pour l'étude de l'évolution temporelle d'écoulements de fluides. Cependant, la nécessité d'accéder à au moins deux faces de l'objet pour placer la source et le détecteur peut s'avérer être une limite d'utilisation lorsque la configuration de l'objet ou son emplacement ne le permettent pas. De même, un objet excessivement épais et/ou dense atténuerait trop le flux de photons, conduisant à des acquisitions inexploitables. Enfin, le principal inconvénient des techniques d'imagerie par rayons X concerne la mise en place et le suivi de normes de radioprotection, ce qui peut s'avérer contraignant.

#### 1.1.3 Interaction photon-matière

Dans la matière, les photons peuvent interagir par trois différents modes, et avec trois différentes composantes de l'atome, comme le présente le tableau 1.1. Parmi les combinaisons possibles, les trois processus prédominants aux énergies considérées ici sont :

- l'effet photoélectrique (1a);
- l'effet Compton, ou diffusion incohérente ou inélastique<sup>1</sup> (3a);
- la création de paires électron-positron (1c).

<sup>1.</sup> Dans ce mémoire, la qualification inélastique suit la définition de la mécanique quantique, où une collision est dite inélastique quand l'état quantique des particules (comme leur énergie) change [19, 20].

Mode d'interaction	Composante de l'atome
(1) Absorption complète	(a) Le nuage électronique
(2) Diffusion élastique	(b) Les nucléons
(3) Diffusion inélastique	(c) Le champ électrique du noyau ou des électrons

TABLE 1.1 – Combinaisons possibles des interactions photon-matière

La figure 1.1.2 présente les régions de prédominance de ces trois effets en fonction de l'énergie des photons et du numéro atomique du matériau ainsi qu'un spectre X typique issu d'un accélérateur linéaire (voir chapitre 2).



FIGURE 1.1.2 – Spectre X d'un accélérateur linéaire (haut) aligné sur les régions de prédominance des trois principaux effets d'interaction photon-matière en fonction de l'énergie des photons et du numéro atomique Z du matériau (bas) [2]

La région d'intérêt pour notre étude se situe entre 200 keV et 20 MeV. En effet, les sources de photons que nous utilisons présentent un spectre continu jusqu'à leur énergie maximale et la partie basse du spectre non filtré est non négligeable.

Ainsi, les trois effets sont *a priori* à prendre en compte. Globalement, l'effet Compton est l'interaction majoritaire sur le spectre d'intérêt pour tous les matériaux entre 1 et 5 MeV, mais également pour les numéros atomiques faibles et moyens ( $Z \leq 40$  environ) aux extrémités du spectre. L'effet photoélectrique apparaît pour les Z moyens à élevés à basse énergie, mais il devient négligeable au-delà du MeV pour laisser la place à la production de paires électron-positron qui vient rejoindre et concurrencer l'effet Compton.

Deux autres processus, moins probables, mais néanmoins possibles pour certaines gammes d'énergies, peuvent être cités :

- la diffusion Rayleigh, appelée aussi diffusion simple ou diffusion cohérente (2a) pour des énergies inférieures à 100 keV : le photon est dévié de sa trajectoire sans perte d'énergie. La distribution de l'angle de diffusion étant restreinte aux petits angles, la diffusion Rayleigh peut créer du flou sur l'image produite par le détecteur;
- l'absorption photo-nucléaire (1b) pour des énergies supérieures à 7 MeV environ : le photon est absorbé par le noyau et une particule est émise (proton, neutron, particule  $\alpha$ ). La photofission fait partie de ces réactions et sera mise en œuvre dans la cellule CINPHONIE grâce à l'accélérateur Saturne [21].

Les graphiques de la figure 1.1.3 représentent les sections efficaces des interactions photon-matière pour un élément léger (carbone) et un élément lourd (plomb). Il en ressort que la diffusion Rayleigh et l'absorption photo-nucléaire sont négligeables dans notre domaine d'énergie. C'est pourquoi ils ne seront pas pris en compte dans cette étude.



FIGURE 1.1.3 – Sections efficaces des interactions photon-matière en fonction de l'énergie pour le carbone (Z=6) et le plomb (Z=82) : diffusions Rayleigh ( $\sigma_{\rm coh}$ ) et Compton ( $\sigma_{\rm incoh}$ ), effet photoélectrique ( $\tau$ ), création de paires ( $\kappa_{\rm n}$  et  $\kappa_{\rm e}$ ), absorption photo-nucléaire ( $\sigma_{\rm ph}$ ) et section efficace totale ( $\sigma_{\rm tot}$ ) [3]

Précisons enfin que cette section concerne les éléments purs. Le cas des éléments composés sera traité dans le chapitre 4.

#### 1.1.3.1 Effet photoélectrique

Le photon incident cède son énergie à un électron de l'atome. Cet électron, appelé photoélectron, est alors éjecté de l'atome avec une énergie cinétique égale à la différence entre l'énergie du photon  $h\nu$  et l'énergie de liaison W de l'électron à sa couche atomique. Le schéma de la figure 1.1.4 illustre cette interaction.



FIGURE 1.1.4 – Effet photoélectrique : absorption du photon incident et éjection d'un photoélectron [4]

Pour se stabiliser, l'atome procède à une réorganisation interne par deux phénomènes en compétition :

- la vacance produite par l'éjection de l'électron est complétée par un électron d'une couche supérieure, produisant un rayon X de fluorescence qui est caractéristique du matériau;
- l'énergie d'excitation de l'atome est suffisante pour être transférée à un électron de la couche supérieure, qui est alors éjecté à une énergie caractéristique du matériau. On parle de l'émission d'un électron Auger.

Le calcul exact de la section efficace de l'effet photoélectrique est complexe car elle dépend de l'état d'énergie de l'atome. Cependant, l'approximation de Born dans le cas non relativiste permet de l'approximer pour des photons dont l'énergie est comprise entre les énergies de liaison des couches K, L et M et l'énergie d'un électron au repos  $m_ec^2$ , soit environ 511 keV [22] :

$$\sigma_{\rm PE} = \frac{32\pi r_{\rm e}^2}{3} \alpha^4 \sqrt{2} \times Z^5 \times \varepsilon^{-7/2}$$
(1.1.1)

avec  $\alpha \sim 1/137$  la constante de structure fine,  $r_e \sim 2.82 \times 10^{-13}$  cm le rayon classique de l'électron et  $\varepsilon$  l'énergie réduite du photon incident :

$$\varepsilon = \frac{E_{\rm ph}}{m_{\rm e}c^2} \tag{1.1.2}$$

Une seconde formule existe pour des énergies plus élevées ( $\varepsilon \gg 1$ ) :

$$\sigma_{\rm PE} = 4\pi r_{\rm e}^2 \alpha^4 \times Z^5 \times \varepsilon^{-1} \tag{1.1.3}$$

Les équations 1.1.1 et 1.1.3 de la section efficace permettent de comprendre que l'effet photoélectrique est plus efficace à basse énergie ( $\sigma \propto \varepsilon^{-7/2}$  ou  $\varepsilon^{-1}$ ) et pour des matériaux lourds ( $\sigma \propto Z^5$ ), caractéristiques qui sont également visibles sur la figure 1.1.2.

#### 1.1.3.2 Effet Compton

Le photon incident entre en collision avec un électron de l'atome. Cet électron de recul est éjecté et un photon est émis avec une énergie plus faible à un angle  $\theta$  par rapport à la trajectoire initiale du photon incident. L'angle  $\theta$  peut prendre toutes les valeurs possibles

entre 0 et  $180^{\circ}$ , tandis que l'électron est émis avec un angle inférieur à  $90^{\circ}$  par rapport au photon primaire. Le schéma de la figure 1.1.5 illustre cette interaction.



FIGURE 1.1.5 – Effet Compton : éjection de l'électron de recul et émission du photon diffusé [4]

L'équation suivante donne le lien entre l'énergie du photon diffusé  $E_{diff}$  et l'angle de diffusion  $\theta$ :

$$E_{diff} = \frac{E_{ph}}{1 + \varepsilon \left(1 - \cos\theta\right)} \tag{1.1.4}$$

Le calcul de la section efficace de l'effet Compton a été effectué par Klein et Nishina [23] en considérant l'électron comme libre. La section efficace différentielle angulaire en fonction de l'angle de diffusion  $\theta$  est donnée par l'équation 1.1.5. Elle est exprimée en barn/sr/électron<sup>2</sup>.

$$\left(\frac{d\sigma_{\rm C}}{d\Omega}\right)_{\rm KN} = r_{\rm e}^2 \frac{1+\cos^2\theta}{2} \frac{1}{\left[1+\varepsilon\left(1-\cos\theta\right)\right]^2} \left[1+\frac{\varepsilon^2\left(1-\cos\theta\right)^2}{\left(1+\cos^2\theta\right)\left[1+\varepsilon(1-\cos\theta)\right]}\right] \quad (1.1.5)$$

avec  $r_e^2 \sim 7.95 \times 10^{-2}$  barn,  $\varepsilon$  l'énergie réduite du photon incident. La figure 1.1.6 présente la section efficace différentielle angulaire en fonction de l'angle de diffusion pour différentes énergies du photon incident. On remarquera que plus l'énergie du photon est élevée, plus la section efficace différentielle est concentrée dans un angle de diffusion restreint. Les photons de haute énergie sont donc peu déviés, ce qui contribue à augmenter le bruit photonique dû au rayonnement diffusé.

La section efficace totale s'obtient en intégrant la section efficace différentielle sur  $4\pi$  sr et en la multipliant par le nombre d'électrons par atome, soit Z :

$$\sigma_{\rm C}(\varepsilon, Z) = 2\pi r_{\rm e}^2 \times f_{\rm KN}(\varepsilon) \times Z \tag{1.1.6}$$

avec  $f_{KN}(\varepsilon)$  la fonction de Klein-Nishina :

$$f_{KN}(\varepsilon) = \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^2} \left[ \frac{2(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} ln(1+2\varepsilon) \right] + \frac{1}{2\varepsilon} ln(1+2\varepsilon) - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2}$$
(1.1.7)

2. 1 barn =  $10^{-24}$  cm<sup>2</sup>



FIGURE 1.1.6 – Sections efficaces différentielles angulaires de l'effet Compton en fonction de l'angle de diffusion  $\theta$  pour différentes énergies du photon incident (barn/sr/électron) (adapté de [5])

#### 1.1.3.3 Création de paires

La création de paires électron-positron peut se produire dans le champ électrique du noyau ou du cortège électronique, avec une prépondérance pour le premier cas. Le photon incident est complètement absorbé et l'interaction donne lieu à la matérialisation d'une paire électron-positron. Le positron est rapidement freiné par le milieu et s'annihile avec un électron, créant une paire de photons d'annihilation  $e^+e^-$  de 511 keV émis dans deux directions opposées. Le schéma de la figure 1.1.7 illustre cette interaction.



FIGURE 1.1.7 – Création de paire électron-positron : absorption du photon incident et émission d'un électron et d'un positron [4]

La création de paires dans le champ du noyau n'est possible que pour des photons incidents dont l'énergie est supérieure à  $2m_ec^2$  soit 1.022 MeV. L'énergie seuil pour une création de paires dans le champ du nuage électronique vaut le double.

Le calcul exact de la section efficace de la création de paires fait quant à lui intervenir l'électrodynamique quantique. L'approximation de Born permet cependant d'obtenir une formule analytique de la section efficace différentielle [22] :

$$d\sigma = 4Z^{2}r_{e}^{2}\alpha \frac{dE_{+}}{(E_{ph})^{3}} \left\{ \left(E_{+}^{2} + E_{-}^{2}\right) \left[\frac{\phi_{1}(\xi)}{4} - \frac{1}{3}\ln(Z) - f(Z)\right] + \frac{2}{3}E_{+}E_{-}\left[\frac{\phi_{2}(\xi)}{4} - \frac{1}{3}\ln(Z) - f(Z)\right] \right\} \quad (1.1.8)$$

avec  $E_{ph}$  l'énergie du photon incident,  $E_+$  et  $E_-$  les énergies totales respectivement du positron et de l'électron créés,  $\xi$  le paramètre de l'approximation de Born,  $\phi_1$  et  $\phi_2$  les fonctions d'écrantage et f(Z) le facteur de correction de l'approximation de Born pour tenir compte de l'interaction coulombienne lors de l'émission de l'électron dans le champ électrique du noyau.

Deux cas distincts permettent alors d'obtenir une formule analytique pour la section efficace totale : le cas de non écrantage des électrons sur le champ du noyau, lorsque  $m_ec^2 \ll E \ll 137 m_ec^2 Z^{-1/3}$ , et le cas d'écrantage total lorsque  $E \gg 137 m_ec^2 Z^{-1/3}$ . Leurs formules respectives sont :

$$\sigma_{\text{C.Paires}}(\text{E}, \text{Z}) = 4\text{Z}^2 \alpha r_{\text{e}}^2 \left[ \frac{7}{9} \left( \ln \frac{2\text{E}}{\text{m}_{\text{e}}\text{c}^2} - f(\text{Z}) \right) - \frac{109}{54} \right]$$
(1.1.9)

$$\sigma_{\text{C.Paires}}(\text{E}, \text{Z}) = 4\text{Z}^2 \alpha r_{\text{e}}^2 \left[ \frac{7}{9} \left( \ln \left( 183\text{Z}^{-1/3} \right) - \text{f}(\text{Z}) \right) - \frac{1}{54} \right]$$
(1.1.10)

### 1.2 Principe de la tomographie

La tomographie par absorption de rayons X est une technique non destructive qui permet la reconstruction d'images en coupes d'un objet à trois dimensions. Contrairement à la radiographie, la tomographie ne juxtapose pas les informations sur l'objet en une image 2D, en y perdant au passage une importante quantité d'informations. Elle reconstruit sa composition interne en un volume, dans lequel il est possible de visualiser n'importe quel plan de coupe.

#### 1.2.1 Loi d'atténuation

Par interaction d'un faisceau de photons avec la matière traversée, une partie des rayons est absorbée ou diffusée. En effet, d'après la loi de Beer-Lambert, l'intensité d'un faisceau parallèle de photons monochromatiques d'énergie E transmise par une épaisseur L de matière vaut :

$$\phi = \phi_0 \cdot \exp\left(-\int_0^{\mathcal{L}} \mu(\mathbf{l}, \mathbf{E}) d\mathbf{l}\right)$$
(1.2.1)

avec  $\phi_0$  le flux du faisceau incident et  $\mu$  le coefficient d'atténuation linéique. Ce dernier est lié à la probabilité d'interaction par unité de longueur, et c'est la grandeur de base que l'on cherche à évaluer en tomographie. Son unité est le cm<sup>-1</sup> et il est relié à la section efficace totale d'interaction photon-matière  $\sigma$ :

$$\mu(\rho, \mathbf{Z}, \mathbf{E}) = \sigma(\mathbf{Z}, \mathbf{E}) \times \frac{\rho N_{\mathbf{A}}}{\mathbf{A}(\mathbf{Z})}$$
(1.2.2)

avec $\rho$  la masse volumique du matériau,  $N_{\rm A}$  la constante d'Avogadro et A la masse atomique.

Le coefficient d'atténuation massique est également utilisé, et correspond au coefficient d'atténuation linéique divisé par la densité  $\rho : \mu/\rho$ . Son unité est le cm<sup>2</sup>/g.

Dans le cas d'un faisceau de photons polychromatiques, la loi de Beer-Lambert devient :

$$\phi = \int_{0}^{E_{\text{max}}} \phi(E) dE = \int_{0}^{E_{\text{max}}} \phi_0 \cdot S(E) \cdot \exp\left(-\int_{0}^{L} \mu(l, E) dl\right) dE$$
(1.2.3)

avec S(E) le spectre de la source de photons et  $E_{max}$  l'énergie maximale des photons.

#### 1.2.2 Configuration et acquisition

Un système d'acquisition tomographique par transmission est composé de quatre éléments indispensables :

- une source de photons;
- un système de détection;
- un système mécanique de manipulation de l'objet;

— une chaîne informatique de contrôle, d'acquisition, de reconstruction et d'analyse. Le schéma de la figure 1.2.1 présente une configuration expérimentale classique. L'objet à tomographier, placé entre la source et le détecteur, atténue le faisceau de photons incident. Le faisceau atténué est détecté et acquis par le détecteur. La synchronisation entre la source, le détecteur et le déplacement de l'objet est assurée par l'ordinateur de contrôle. Cette synchronisation est d'autant plus importante lorsque la source fonctionne en mode pulsé, ce qui est le cas des accélérateurs linéaires (voir chapitre 2).



FIGURE 1.2.1 – Représentation d'une configuration expérimentale d'acquisition tomographique

Une acquisition tomographique consiste alors en une série de mesures des atténuations de l'objet pour un nombre important d'angles de rotation entre l'objet et le couple sourcedétecteur. Plus le nombre d'acquisitions est élevé, plus le pas angulaire sera petit et plus la reconstruction finale sera précise. Il existe plusieurs techniques d'acquisition qui sont dépendantes de la configuration géométrique du tomographe. Ces géométries sont listées ci-dessous par ordre de complexité, mais également par ordre chronologique de développement :

— géométrie parallèle (*parallel beam*);

- géométrie en éventail (fan beam);

— géométrie conique (*cone beam*).

Les schémas de la figure 1.2.2 reproduisent ces différentes géométries.



FIGURE 1.2.2 – Différentes géométries possibles pour un système de tomographie : parallel beam, fan beam et cone beam [6]

La première concerne le cas de l'utilisation d'un détecteur élémentaire unique, c'està-dire qu'il acquiert un pixel à la fois. Il est alors placé face à une source en pinceau fortement collimatée horizontalement et verticalement. Cette géométrie nécessite une série de translations et rotations de la part de l'objet ou du couple source-détecteur afin de couvrir l'ensemble de l'objet.

La mise en place de plusieurs détecteurs élémentaires côte à côte, qui forment alors un détecteur linéaire ou 1D, permet d'accélérer l'acquisition. La source X doit alors produire un faisceau en éventail, c'est-à-dire pincé verticalement par une collimation mais ayant un angle d'émission horizontal. Cet assemblage de détecteurs peut être plat ou incurvé, c'est-à-dire en arc de cercle avec la source comme centre de l'arc. Si le nombre de détecteurs est suffisant pour couvrir entièrement le champ de vue, une simple rotation pourra suffire. On se trouve alors dans le cas de la géométrie *fan beam*.

Ces deux premières géométries couvrent une fine épaisseur verticale de l'objet pour chaque acquisition. Il faudra alors effectuer des acquisitions pour chaque coupe d'intérêt, voire pour l'objet entier si cela est requis.

La géométrie *cone beam* permet à ce titre de faciliter et accélérer encore plus l'acquisition tomographique d'un objet entier et non d'une coupe en enregistrant pour chaque angle une radiographie 2D complète. Pour cela, une source produisant un faisceau conique et un détecteur plan ou 2D sont nécessaires. Si la hauteur du détecteur est suffisante, une simple rotation suffira. Dans le cas contraire, elle devra être combinée à un déplacement vertical simultané. On parle alors de tomographie hélicoïdale.

La collimation des détecteurs élémentaires et linéaires permet de réduire le rayonnement diffusé détecté, ce qui conduit à des mesures moins bruitées. C'est ce type de détecteurs que nous étudierons au chapitre 3. Lorsque la région d'intérêt dans les objets est plus large que le champ de vue transverse du tomographe, des techniques d'extension du champ de vue permettent de tomographier de larges objets en conservant les détecteurs en place [24, 25]. Ces méthodes ont notamment fait l'objet de développements adaptés au système d'imagerie du LMN et s'appliquent aux détecteurs 2D comme aux détecteurs 1D.

En complément à la mesure de l'atténuation du flux par l'objet, une acquisition sans objet, aussi appelée mesure à blanc, est systématique en tomographie. On calcule alors le logarithme du rapport de ces deux mesures :

$$\ln\left(\frac{\int \phi_0 \cdot \mathbf{S}(\mathbf{E}) \cdot \mathbf{R}(\mathbf{E}) d\mathbf{E}}{\int \phi(\mathbf{E}) \cdot \mathbf{R}(\mathbf{E}) d\mathbf{E}}\right)$$
(1.2.4)

avec R(E) la réponse spectrale du détecteur.

Ces mesures forment des profils d'atténuation successifs, qui sont empilés pour former un sinogramme. La figure 1.2.3 en donne un exemple. L'axe horizontal correspond à la position transverse sur le détecteur, tandis que l'axe vertical correspond à l'angle de la mesure. Une zone d'atténuation uniforme, correspondant à un matériau homogène et situé hors du centre de rotation de l'objet, décrit alors sur une telle image une sinusoïde verticale.



FIGURE 1.2.3 – Coupe tomographique et sinogramme d'un objet test cylindrique comportant des inserts d'air dans une matrice de béton. Simulations MOD-HERATO (Modélisation Haute Energie pour la Radiographie et la Tomographie, voir annexe F) [7, 8]

Dans le cas d'une source mono-énergétique, la dépendance en énergie du rapport 1.2.4 se simplifie, ce qui permet d'obtenir l'égalité suivante (voir équation 1.2.1) :

$$\ln\left(\frac{\phi_0}{\phi}\right) = \int_0^{\mathcal{L}} \mu(\mathbf{l}) d\mathbf{l}$$
(1.2.5)

Le second terme de cette équation est la transformée de Radon de la fonction à deux dimensions  $\mu(\mathbf{x}, \mathbf{y})$  que l'on cherche à reconstruire. L'algorithme de rétroprojection filtrée (voir section suivante) permet de réaliser l'inverse de cette transformée et d'obtenir *in fine* la distribution 2D du coefficient d'atténuation linéique. Chaque pixel d'un sinogramme correspond donc à  $\int_0^L \mu(l) dl$  traduit en nuances de gris, avec L l'épaisseur de l'objet le long du faisceau en question.
Dans le cas plus général de sources spectrales (polychromatiques), la simplification de l'équation 1.2.4 est impossible, et la projection calculée ne revient pas à effectuer la transformée de Radon de  $\mu(x,y)$ . En pratique, bien que la rétroprojection de ces sinogrammes soit donc mathématiquement inexacte, la reconstruction est tout de même réalisée. Elle contient alors des artefacts de reconstruction dont l'importance est variable suivant les matériaux composant l'objet et le spectre de la source.

### 1.2.3 Reconstruction

Le principe de base de la reconstruction d'une coupe tomographique est de répartir, pour chaque acquisition et donc chaque profil d'atténuation, la valeur de cette atténuation sur tout le champ de reconstruction. Puis, en sommant sur chaque voxel, l'image finale correspond à la répartition en deux dimensions de l'atténuation. Pour une meilleure compréhension, le principe est illustré par la figure 1.2.4.



FIGURE 1.2.4 – Illustration du principe de rétroprojection [9]

L'algorithme de reconstruction le plus répandu est celui par rétroprojection filtrée (*Fil*tered Back Projection, FBP) [26]. Adapté aux géométries parallel beam et fan beam, cet algorithme filtre les profils d'atténuation en appliquant un filtre rampe dans le domaine fréquentiel préalablement à une rétroprojection classique. Une extension de cet algorithme, appelée méthode FDK [27], est disponible pour les reconstructions 3D en géométrie cone beam. Notons qu'il existe un grand nombre d'autres techniques de reconstruction, qu'elles soient analytiques, algébriques, itératives, etc.

### 1.2.4 Tomodensitométrie

Pour des énergies de l'ordre du MeV, l'effet Compton prédomine dans les interactions rayonnement-matière (voir section 1.1.3). La section efficace est donc proportionnelle au numéro atomique Z et comme le rapport Z/A vaut environ 1/2 pour la plupart des éléments, le coefficient  $\mu/\rho$  est considéré comme constant au premier ordre<sup>3</sup>. Le coefficient d'atténuation  $\mu$ obtenu par mesure tomographique permet alors d'en déduire la densité  $\rho$ , qui lui est proportionnelle [9]. On parle de tomodensitométrie.

### 1.3 Application au contrôle des colis de déchets

### 1.3.1 CND au LMN et Super Contrôles

Le LMN effectue des contrôles non destructifs (CND) de colis de déchets nucléaires pour des besoins internes au CEA, mais également à la demande de l'ANDRA dans le cadre de Super-COntrôles (SCO) [28]. Ces contrôles visent à vérifier la conformité des colis envoyés par les producteurs de déchets nucléaires sur la base de colis échantillons issus de lots. Ces colis, principalement classés de faible et moyenne activité à vie courte (FMA-VC), sont destinés au centre de stockage en surface de l'Aube (CSA) et doivent ainsi respecter les spécificités propres à ce type de stockage.

Le contrôle de colis de déchets nucléaires par imagerie X est une activité historique du CEA, initialement basée au centre de Grenoble [12, 29]. Il existe de rares autres études sur la caractérisation physique de déchets nucléaires, la plus importante ayant été développée initialement par le LLNL (Lawrence Livermore National Laboratory) [30], puis transférée à l'entreprise BioImaging Research (actuel Varian). Le système développé consistait en une plateforme de tomographie active et passive mobile, qui était installée dans la remorque d'un camion [31]. Plus récemment, le projet européen CHANCE (*Characterization of conditioned nuclear waste for its safe disposal in Europe*) [32] a notamment pour objectif de développer de nouvelles techniques pour la caractérisation des colis de déchets : calorimétrie, tomographie muonique et analyse du dégazage des colis.

Les colis susceptibles d'être contrôlés de manière non destructive ont des dimensions et masses variées suivant le type de déchets qu'ils contiennent et leur producteur : de 0.2 à 2.3 m<sup>3</sup>, avec un diamètre de 60 à 140 cm et une densité apparente très variable (de l'ordre de 1 pour des boues jusqu'à environ 8 pour des métaux). Leur masse peut ainsi atteindre plusieurs tonnes.

De même, leur contenu varie fortement :

- mélanges homogènes tels que des boues séchées ou des concentrats cimentés, issus du traitement d'effluents liquides;
- objets en vrac issus d'opérations de maintenance ou de démantèlement : gants, vinyles, outils, etc.;
- déchets compactés : pièces métalliques, matières plastiques, etc.

Les déchets en vrac et compactés sont fixés dans une matrice à base de ciment permettant de garantir une épaisseur de confinement. L'ensemble est coulé dans une coque en acier ou en béton.

Plusieurs types de colis sont susceptibles d'être contrôlés par le LMN :

- Fûts de 100 L et 200 L;
- Coques en béton-fibre CBF-C1 et CBF-C2 produits par le centre de traitement des déchets de la Hague;
- Colis en béton C1 et C4 produits par EDF;

<sup>3.</sup> Cette approximation n'est pas valable pour les matériaux ou mélanges fortement hydrogénés, pour les quels Z/A >~1/2.

— Colis 500 L et 870 L produits par le CEA.

Le catalogue descriptif des familles de déchets produit par l'ANDRA [17] recense les informations (quantité, producteur, lieu de stockage, dimensions, masse, etc.) et détaille la nomenclature de l'ensemble des catégories de colis de déchets radioactifs. Les principales informations concernant les colis cités ci-dessus sont regroupées dans le tableau 1.2. Un descriptif de chaque catégorie est également disponible en annexe A.

Colia	Descriptif	Hauteur	Diamètre	Masse moyenne
Cons	Descriptin	(mm)	(mm)	(t)
200 L	Fût métallique	915	600	0.4
870 L	avec matrice béton	1167	980	1.85
CBF-C1	Coque béten fibre	1200	840	1.3
CBF-C2	Coque beton-nore	1500	1000	2.5
C4	Coque béton	1300	1100	3.1
C1		1300	1400	4.4

TABLE 1.2 – Informations principales sur les catégories de colis de déchets susceptibles d'être contrôlés par le LMN (Données ANDRA [17])

Les CND de colis de déchets nucléaires ont pour objectif une triple caractérisation : physique, élémentaire et radiologique.

Dans un premier temps, une caractérisation physique par imagerie X (radiographie et tomographie) apporte des informations générales sur l'objet telles que sa densité, la répartition interne des déchets, la qualité de l'éventuelle matrice (présence de bulles d'air ou de fissures) ou la présence de matériaux interdits (liquides, déchets organiques, conteneurs plombés, etc.).

La caractérisation élémentaire, qui consiste en la recherche d'éléments spécifiques tels que des quantités d'uranium, de plutonium ou de produits toxiques, s'effectue par spectrométrie gamma ou par interrogation neutronique active ou passive (figure 1.3.1). Associée à cela, une mesure en spectrométrie gamma ou par photofission permet une caractérisation radiologique dans le but d'identifier la matière radioactive et de quantifier la masse fissile éventuellement présente.

L'ensemble de ces techniques de mesure sont complémentaires et permettent *in fine* de fournir un rapport complet sur les caractéristiques du colis.

### 1.3.2 Cellule CINPHONIE

CINPHONIE est une cellule d'irradiation souterraine située sur le centre du CEA Cadarache. Elle a été conçue pour l'imagerie haute énergie sur des colis de déchets nucléaires. Avec sa surface au sol de  $9 \times 6$  m<sup>2</sup>, elle peut accueillir des objets d'une masse allant jusqu'à 5 t [33]. Le dispositif complet comporte un accélérateur linéaire faisant face à un détecteur, tous deux disposés sur leurs supports respectifs. Un banc mécanique de manutention des objets à tomographier est situé entre la source et le détecteur. Afin d'acheminer les objets depuis le rez-de-chaussée jusqu'au niveau de la cellule, une table élévatrice est également en place. Une vue d'ensemble de la cellule et de ses équipements est présentée en figure 1.3.2.



FIGURE 1.3.1 – Spectrométrie gamma (gauche) et interrogation neutronique active et passive (droite) d'un colis dans la cellule SYMETRIC (CEA Cadarache)



FIGURE 1.3.2 – Vue panoramique de la cellule CINPHONIE en septembre 2018

### 1.3.3 Tomographe initial : Mini Linatron et détecteur grand champ

Le tomographe initial était constitué de [33] :

- un accélérateur linéaire produisant un spectre d'électrons d'énergie maximale 9 MeV, appelé Mini Linatron. Il produit en sortie un faisceau de photons d'énergie moyenne 2.6 MeV (évalué dans le chapitre 3) pour un débit de dose de 15 Gy/min à 1 m de la source;
- un banc mécanique capable d'accueillir des objets d'une masse maximale de 2 t ;
- un détecteur plan composé d'un écran de Gadox (oxysulfure de gadolinium,  $Gd_2O_2S$ ) de grande taille :  $80 \times 60 \text{ cm}^2$ . Les photons visibles émis par l'écran sont réfléchis par un miroir incliné à  $45^\circ$  et renvoyés sur une caméra. Ce détecteur est appelé détecteur grand champ.

Des photos de ces composants sont présentées en figure 1.3.3.



FIGURE 1.3.3 – Détails de la configuration initiale du tomographe (de gauche à droite) : Mini Linatron, banc 2 t et détecteur grand champ

La source et le détecteur contribuent à une résolution spatiale d'environ 1.5 mm. Le facteur limitant la qualité des acquisitions est néanmoins le banc mécanique, dont la précision est faible. Les coupes tomographiques présentées sur la figure 1.3.4, sur lesquelles il est difficile de distinguer des contours net, illustrent cette faible qualité d'image.



FIGURE 1.3.4 – Présentation d'un colis CBF-C1 de 1.3 t contrôlé au LMN en 2014 : (a) photo du colis ; (b) radiographie ; (c,d) coupes tomographiques

De plus, la charge maximale du banc et le débit de dose du Mini Linatron limitent la capacité d'accueil à des objets d'une épaisseur maximum équivalente à 1 m de béton en terme d'atténuation.

### 1.3.4 Tomographe mis à jour

Le LMN a lancé il y a quelques années un programme d'amélioration des performances du tomographe. L'objectif est de pouvoir accueillir des objets d'épaisseurs allant jusqu'à 1.4 m de béton (tels que des colis de déchets de la catégorie C1), tout en améliorant la résolution spatiale. Cette mise à jour a débuté avec l'installation d'un nouveau banc mécanique, conçu par la société Défi Systèmes, qui est en fonctionnement depuis 2017. Le paragraphe suivant détaille les caractéristiques de ce dernier.

En parallèle a été lancée la restauration d'un accélérateur linéaire appelé Saturne, d'énergie maximale 20 MeV. Son étude annonce des performances en termes de débit de dose, d'énergie et de résolution très intéressantes, comme le détaille le chapitre 2. Une telle source de photons permettra la mise en place de techniques de caractérisation par imagerie bi-énergie telles que décrites dans les chapitres 4 et 5.

Enfin, une étude du dimensionnement d'un système de détection adéquat fait l'objet du chapitre 3. L'objectif est d'obtenir des performances optimales en termes d'efficacité de détection, de gamme dynamique et de résolution spatiale.

Un plan d'implantation des équipements finaux est donné en annexe B.

#### Nouveau banc mécanique

Le tableau 1.3 résume les caractéristiques principales mesurées du nouveau banc mécanique. Les précisions de vitesse et de déplacement sont en adéquation avec les objectifs visés pour cette nouvelle version du tomographe. La figure 1.3.5 présente une vue 3D du banc mécanique.

	Capacité charge	5 t
Objet	Diamètre max	1.5 m
	Hauteur max	1.5 m
	Course maximale	2.1 m
Translation	Vitesse	5-150  mm/s
	Erreur de positionnement	$\pm 40\mu\mathrm{m}$
	Fluctuation vitesse	$\pm 1.5\%$
	Course maximale	1.5 m
Flóration	Vitesse	0.2-50  mm/s
	Erreur de positionnement	$\pm 100\mu{ m m}$
	Fluctuation vitesse	$\pm 2\%$
	Course maximale	360°
Botation	Vitesse	$1 - 12^{\circ}/s$
	Erreur de positionnement	$\pm 0.01^{\circ}$
	Fluctuation vitesse	$\pm 7\%$

TABLE 1.3 – Caractéristiques principales du banc mécanique 5 t



FIGURE 1.3.5 – Vue 3D du banc mécanique 5 t chargé d'un colis C1 (ø 140 cm, H 130 cm)

La figure 1.3.6 présente une vue de la cellule CINPHONIE avec le Mini Linatron, le détecteur grand champ et le nouveau banc mécanique chargé d'un colis CBF-C2 à caractériser. La figure 1.3.7 détaille les résultats de cet examen. Le gain en netteté visible sur les coupes tomographiques par rapport à celles de la figure 1.3.4 illustre l'amélioration de la qualité par le seul changement de banc. Les performances finales du tomographe une fois la source et le détecteur remplacés n'en seront que meilleures.



FIGURE 1.3.6 – Vue de la cellule CINPHONIE avec le nouveau banc mécanique chargé d'un colis CBF-C2, le Mini Linatron et le détecteur grand champ

La thèse s'inscrit dans ce contexte de mise à jour du tomographe et a pour objectif dans sa première partie d'évaluer les performances de cette configuration finale. Pour ce faire, l'étude de l'accélérateur Saturne et de systèmes de détection font l'objet des deux chapitres suivants. Mais avant cela, il est nécessaire de définir certains termes et notions d'imagerie.



FIGURE 1.3.7 – Présentation d'un colis CBF-C2 de 2.7 t contrôlé au LMN en 2017 : (a) photo du colis ; (b) radiographie ; (c) coupe tomographique ; (d) reconstruction tomographique 3D des déchets

### 1.4 Outils d'évaluation de qualité d'image

Nous utiliserons dans la suite de ce travail principalement trois indicateurs de qualité d'image (ou d'une chaîne d'imagerie X). Ces indicateurs sont les suivants :

- le contraste,
- le bruit,
- la résolution spatiale.

À partir de ces indicateurs, nous pouvons en construire d'autres qui seront détaillés par la suite (Rapport Signal sur Bruit RSB, Efficacité Quantique de Détection DQE, etc.). Ces indicateurs ont deux principales fonctions. Ils permettent tout d'abord de comparer deux images, sources ou détecteurs entre eux pour en déduire lequel présente les meilleures performances; cette fonction est utilisée dans les chapitres 2 et 3. Ils peuvent également servir à comparer des mesures expérimentales aux résultats attendus; cette utilisation trouvera également son intérêt dans le chapitre 3. Afin de définir ces indicateurs, plusieurs notions sont préalablement détaillées.

### 1.4.1 Fréquence spatiale

La fréquence spatiale est une grandeur qui s'exprime en nombre de cycles (ou périodes) par unité de distance, typiquement le millimètre. Un cycle correspond sur une mire de type créneau à l'alternance d'une zone blanche et d'une zone noire. Pour ce type de mire, on peut également parler de paire de lignes (lp pour *line pairs*). Le schéma de la figure 1.4.1 illustre ce principe de cycle.

Ainsi, pour un signal périodique de période p<br/>, la fréquence spatiale  $\nu$  correspondante vaut :

$$\nu = \frac{1}{p} \tag{1.4.1}$$



FIGURE 1.4.1 – Schéma des principes de cycle et de fréquence spatiale d'un signal périodique

La notion de fréquence spatiale est importante, car comme nous le verrons dans les sections suivantes, le « flou » des images ou des éléments composant une chaîne d'imagerie X est traité dans le domaine de Fourier, où la dimension spatiale devient la fréquence spatiale. Plus le « flou » dans l'image est faible (l'image est nette), plus les hautes fréquences seront présentes dans la représentation de Fourier.

Notons enfin qu'outre le créneau, l'autre type de signal périodique couramment utilisé est la sinusoïde.

### 1.4.2 Fréquence limite de Shanon-Nyquist

Le théorème de Shanon-Nyquist indique que pour échantillonner un signal périodique correctement, *i.e.* sans perte d'information, la fréquence d'échantillonnage doit être au moins le double de la fréquence maximale contenue dans le signal périodique à échantillonner. Énoncé dans l'autre sens, il indique que pour un pas d'échantillonnage défini (par exemple, un détecteur pixélisé), seules les fréquences  $\nu < \frac{1}{2 \times \text{pas}}$  seront correctement mesurées. Cette fréquence limite est appelée fréquence de Shanon-Nyquist. En pratique et dans la suite de cette étude, nous vérifierons toujours que cette limite soit respectée.

### 1.4.3 Contraste

Le contraste est utilisé pour rendre compte de la discernabilité d'un motif par rapport à une valeur de fond. Il peut être relatif ou absolu. Son calcul est illustré sur la figure 1.4.2 ci-dessous.



FIGURE 1.4.2 – Calcul du contraste d'un signal

L'écart « pic-vallée » m du motif est tout d'abord extrait. La valeur maximale de l'image (blanc) est notée  $M_1$ , la valeur maximale du motif  $M_2$ . La valeur minimale du motif et de l'image est la même : 0.

Le contraste *absolu* est défini par le ratio :

$$Contraste absolu = \frac{m}{M_1}$$
(1.4.2)

Le contraste *relatif* est quant à lui défini par le ratio :

$$Contraste relatif = \frac{m}{M_2}$$
(1.4.3)

### 1.4.4 Bruit et Rapport Signal sur Bruit

Le bruit correspond à l'écart-type d'une série de mesures. Physiquement, il représente la contribution des signaux parasites au signal final : plus le bruit est élevé, plus la qualité du signal est détériorée. Le bruit d'une mesure correspond de ce fait à la plus petite unité discernable d'un signal : il est impossible de discerner deux valeurs dont l'écart est inférieur au bruit.

Le rapport signal sur bruit (RSB) est un indice de qualité physique du signal. Il représente la capacité de ce dernier à « sortir » du bruit. C'est un paramètre sans dimension, dont la définition est :

$$RSB = \frac{Signal moyen}{Ecart-type du signal}$$
(1.4.4)

La figure 1.4.3 donne un aperçu de la qualité d'une image suivant la valeur du RSB. De gauche à droite et de haut en bas sont présentées l'image originale d'une mire ISO 12233, puis pour des valeurs de RSB respectives de 30, 15, 10, 5 et 1. Sur ces images, chaque pixel est codé par un nombre flottant entre 0 (noir) et 1 (blanc). Le bruit est ajouté avec le logiciel ImageJ [34]. Il s'agit d'un bruit gaussien dont on règle l'écart-type. Les valeurs de RSB données sont calculées à partir de la valeur du blanc (1) : pour le RSB de 30 par exemple, cela correspond à l'ajout d'un bruit gaussien d'écart-type  $\sigma = 1/30$ . L'échelle de gris des images est ajustée automatiquement aux valeurs minimum et maximum de l'image, soit entre 0 et 1 pour l'image d'origine. Les valeurs seront cependant différentes pour les images bruitées.

### 1.4.5 Rapport contraste sur bruit

Le rapport de contraste sur bruit (RCB) combine les deux indicateurs précédents. Il rend compte de la capacité d'un motif spatial ou d'un élément de l'image à sortir du bruit. Dans le cas d'un profil tel que sur la figure 1.4.2, il s'agirait du rapport  $M_2/B$ , B étant le bruit évalué autour du motif. La notion de RCB est détaillée dans la norme NF EN ISO 15708-1 :2019.

### 1.4.6 PSF

La fonction de dispersion ponctuelle (*Point Spread Function*, PSF) est la fonction mathématique décrivant la réponse d'un système à un signal d'entrée ponctuel, et qui traduit par exemple l'effet d'étalement d'un point lumineux mesuré par un détecteur. Elle donne



FIGURE 1.4.3 – Même image d'une mire pour différentes valeurs de rapport signal sur bruit

ainsi la distribution spatiale du signal lors d'une étape d'interaction (par exemple, lorsque des photons incidents déposent leur énergie dans un scintillateur). Cette fonction à deux dimensions, définie en chaque point du plan de mesure, est cependant difficile à mesurer, car il faudrait réussir à produire une source ponctuelle unidirectionnelle pour impacter le détecteur.

### 1.4.7 LSF

La fonction de dispersion linéique (*Line Spread Function*, LSF) est souvent utilisée préférentiellement à la PSF car plus facilement mesurable. La LSF correspond à la projection de la PSF sur un plan normal au détecteur :

$$LSF(\mathbf{x}) = \int PSF(\mathbf{x}, \mathbf{y}) d\mathbf{y}$$
(1.4.5)

Il existe donc une infinité de LSF pour chaque PSF, suivant le plan dans lequel on se place. Celle qui nous intéressera est celle située dans le plan de coupe tomographique, c'est-à-dire dans le plan horizontal.

### 1.4.8 ESF

La fonction de dispersion d'un front (Edge Spread Function, ESF) permet une évaluation de la LSF par une méthode relativement simple : la radiographie ou la tomographie d'un objet présentant un bord parfaitement usiné (ou du moins dont la qualité d'usinage est en adéquation avec le « flou » que l'on cherche à estimer) [REF Méthode ESF]. L'ESF est définie comme l'intégrale de la LSF :

$$\mathrm{ESF}(\mathbf{x}') = \int_{-\infty}^{\mathbf{x}'} \mathrm{LSF}(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$$
(1.4.6)

Ainsi, à partir d'une mesure expérimentale de l'ESF, la LSF correspondante est déduite par dérivation.

### 1.4.9 MTF

La fonction de transfert de modulation (Modulation Transfer Function, MTF)  $T(\nu)$ est une fonction de transfert réelle et positive permettant d'évaluer les performances de résolution d'un dispositif lorsqu'un signal (optique, électronique, acoustique) le traverse. Elle exprime la perte de contraste lors de la diffusion du signal et consiste en une fonction dépendant de la fréquence spatiale. Elle correspond à l'amplitude de la transformée de Fourier de la LSF, et à l'amplitude de la transformée de Fourier 2D de la PSF :

$$T(\nu) = |TF(LSF(x))| = |TF_{2D}(PSF(x,y))|$$

$$(1.4.7)$$

Lorsqu'un signal traverse un système d'imagerie, il est atténué de manière inégale suivant ses composantes dans le domaine des fréquences, d'où l'intérêt de la transformée de Fourier.

La figure 1.4.4 présente le principe d'atténuation d'un signal (composé de différentes fréquences) par un système d'imagerie. On voit que plus les fréquences sont élevées, plus l'amplitude associée est atténuée. Cette variation d'atténuation est définie par la MTF si le signal en entrée est sinusoïdal. Sur ce même schéma on remarque plusieurs zones :

- Dans la zone verte, aux basses fréquences, le signal est atténué sans toutefois changer fondamentalement sont « impact » dans l'image. Il est encore possible de faire des mesures quantitatives dans cette zone.
- Dans la zone bleue, l'atténuation du signal devient importante et l'analyse d'image à ces fréquence sera surtout qualitative.
- Dans la zone rouge, le signal aura quasiment disparu, sauf éléments particuliers de l'image présentant un très fort contraste (par exemple l'image d'une étoile prise par un télescope à fort grossissement : l'étoile est détectée mais on ne mesure que sa figure de diffraction).



FIGURE 1.4.4 – Principe de la MTF [10]

La MTF a une utilité supplémentaire dans le calcul du flou total d'une chaîne d'imagerie. En effet, le calcul de la LSF totale dans le domaine spatial consiste à convoluer les différentes LSF de chaque élément, ce qui revient mathématiquement à multiplier les MTF entre elles (lors du passage dans l'espace de Fourier) :

 $LSF_{tot} = LSF_1 \otimes LSF_2 \otimes LSF_3 \leftrightarrow MTF_{tot} = MTF_1 \times MTF_2 \times MTF_3$ (1.4.8)

L'évaluation est donc beaucoup plus simple car à partir de la MTF totale, on peut obtenir la LSF totale en appliquant la transformée de Fourier inverse. À noter que dans le cas particulier de flous gaussiens, *i.e.* de LSF intégrées à partir de PSF gaussiennes, la convolution des LSF revient à sommer quadratiquement les largeurs à mi-hauteur (*Full Width at Half Maximum*, FWHM) de chaque gaussienne.

Il existe des normes encadrant notamment la mesure de la résolution spatiale<sup>4</sup>, de même que des comparaisons des différentes techniques de mesure de la MTF [35]. Les méthodes de mesure de la LSF et de la MTF retenues seront détaillées dans les chapitres 2 et 3, respectivement pour la source et les détecteurs.

### 1.4.10 Flou

En imagerie, la notion de flou ou d'étalement spatial peut avoir plusieurs définitions. Dans notre étude, il est pris comme égal à la largeur à mi-hauteur de la LSF.

### 1.4.11 Résolution spatiale

La résolution spatiale est, avec le contraste et le bruit, un des trois concepts définissant la qualité d'une image ou d'une chaîne d'imagerie. Elle représente le degré de finesse (au sens spatial) qui sera accessible *qualitativement* dans l'image, c'est-à-dire la fréquence limite au-delà de laquelle le signal mesuré sera trop atténué pour être exploité correctement.

La résolution spatiale est associée à une valeur de contraste minimal. Par exemple, ont peut la définir comme la fréquence limite pour laquelle un certain signal périodique aura un niveau de contraste de X % (X variant en général entre 3 et 20%). Il est tentant de choisir un niveau de contraste très faible (par exemple 3 à 5 %) car ce choix rendra parfaitement compte de la limite réelle du système à transférer les plus hautes fréquences. Pourtant, en pratique, il est souvent difficile d'évaluer avec précision de tels niveaux car le bruit perturbe la mesure. À l'inverse, choisir un niveau de contraste assez grand (par exemple 30%) garantira une mesure peu bruitée mais ne rendra pas fidèlement compte du transfert des hautes fréquences.

Enfin, la définition de la résolution spatiale dépend du type d'objets ou de motifs que l'on souhaite mesurer : suivant qu'il s'agisse de lignes, de créneaux ou de points, une même résolution spatiale mènera à des contrastes différents. Il est donc important, une fois que la résolution spatiale a été définie, d'en évaluer l'impact sur différents motifs pour avoir une idée de la variabilité possible dans les images. C'est ce qui est présenté dans la suite de ce paragraphe.

Dans le cadre de ce travail, la résolution spatiale est définie comme la période d'un signal sinusoïdal atténué à 10 % de contraste. Autrement dit, il s'agit de l'inverse de la fréquence pour laquelle la MTF vaut 10% :

$$RS = \frac{1}{\nu_l(MTF = 10\%)}$$
(1.4.9)

Elle s'exprime en unité de longueur.

Il est à noter que la résolution spatiale définie ici n'est pas liée à la *Résolution Spatiale de base*  $(SR_b)$  définie dans la norme NF EN ISO 17636-2 :2013, qui concerne plus l'évaluation de la taille effective d'un pixel d'un détecteur ou d'une image. Elle se rapproche plutôt de la notion d'*unsharpness* (traduit par indice de flou) de la norme NF EN ISO 19232-5 :2018, sans toutefois lui être équivalente puisque cette dernière concerne des paires de fils radiographiés et non un signal sinusoïdal.

<sup>4.</sup> NF EN ISO 15708-1 :2019

Des exemples sont à présents donnés pour illustrer la variabilité de la résolution spatiale en fonction du motif étudié.

Des images synthétiques de  $200 \times 100$  pixels ont été produites. Dans chacune d'elles, un motif périodique est représenté : une sinusoïde continue (figure 1.4.5), un créneau continu (figure 1.4.6) et une paire de barres (figure 1.4.7). L'échelle de niveau de gris est fixe et correspond à une intensité de pixel de -1 pour le noir et +1 pour le blanc. Dans chaque figure, la première ligne d'images représente les motifs originaux, pour des périodes de 50, 20 et 10 pixels (correspondant respectivement à des fréquences spatiales 0.02, 0.05 et  $0.1 \text{ pixel}^{-1}$ ). Ces images sont ensuite floutées à l'aide du logiciel ImageJ [34] en appliquant un flou gaussien de FWHM 10 pixels. Les niveaux de gris des images obtenues ne sont pas modifiés et sont présentés avec la même échelle. Enfin, la dernière ligne représente le profil horizontal obtenu pour chaque image floutée, à partir duquel le contraste est calculé. Dans le cas des motifs continus, le contraste est absolu alors que dans le cas d'une simple paire, il peut être absolu ou relatif. Il est d'usage de plutôt utiliser le contraste relatif dans le cas des paires (c'est aussi ce qui est fait dans la norme NF EN ISO 19232-5 :2018).

Il apparaît ainsi que pour un même flou et pour des signaux de même période, les contrastes sont différents suivant le type de motif d'origine.



FIGURE 1.4.5 – Effet d'un flou gaussien de FWHM = 10 pixels sur un motif sinusoïdal continu de période 50, 20 et 10 pixels. Les valeurs extrêmes en bord de profils sont des artefacts.

La figure 1.4.8 présente la MTF correspondant à un flou gaussien de 10 pixels. Sur le même graphique sont représentées les valeurs des contrastes obtenus sur les trois motifs précédents pour les fréquences spatiales 0.02, 0.05, 0.083 et 0.1 mm<sup>-1</sup>. Sont également ajoutés les contrastes obtenus à ces mêmes fréquences pour une paire de points dont la taille d'origine est d'un pixel et dont la distance correspond à la période considérée.

Comme attendu, les contrastes obtenus sur les motifs sinusoïdaux correspondent exactement aux valeurs de la MTF calculée. Les trois autres motifs présentent des contrastes supérieurs quelle que soit la fréquence. Notons toutefois qu'à haute fréquence, tous les contrastes sont équivalents. La variabilité la plus forte est dans la zone intermédiaire, lorsque la MTF chute fortement. Ainsi, à la fréquence de 0.05 pixel<sup>-1</sup>, le contraste variera du simple à plus du double suivant le motif. La résolution spatiale telle que définie dans notre étude est représentée sur la figure par les lignes pointillées. Il apparaît qu'à cette



 $\label{eq:FIGURE 1.4.6-Effet d'un flou gaussien de FWHM = 10 pixels sur un motif en créneau continu de période 50, 20 et 10 pixels. Les valeurs extrêmes en bord de profils sont des artéfacts.$ 



FIGURE 1.4.7 – Effet d'un flou gaussien de FWHM = 10 pixels sur un motif d'une paire de barres de période 50, 20 et 10 pixels. Les valeurs extrêmes en bord de profils sont des artéfacts.



FIGURE 1.4.8 – MTF et contrastes pour différents motifs en fonction de la fréquence spatiale, pour un flou gaussien de 10 pixels

fréquence, le contraste sera de l'ordre de 15 % pour un motif linéaire (deux barres) et d'environ 25 % pour un motif ponctuel. Enfin, précisons que pour un flou gaussien, la résolution spatiale vaut :

$$RS_{flou gaussien} = 1.25 \times FWHM$$
 (1.4.10)

### 1.5 Caractéristiques géométriques d'une chaîne d'imagerie par rayons X

Comm expliqué en section 1.2.2, une chaîne d'imagerie X (radiographie ou tomographie) se compose d'une source émettrice de rayonnements et d'un détecteur. Entre les deux est placé l'objet à imager. Les distances entre ces trois éléments vont définir pour partie les performances de la chaîne, car d'elles dépendront la taille maximale de l'objet et la résolution spatiale accessible sur celui-ci.

Le schéma de principe d'un tomographe en géométrie éventail, vue de dessus, est donné sur la figure 1.5.1.



FIGURE 1.5.1 – Schéma de principe d'un tomographe en géométrie éventail (vue en coupe de dessus)

Le tomographe est composé d'une source placée au point S et d'un détecteur centré sur le point D. Un objet est placé au centre du tomographe, au point O. La projection de l'atténuation du faisceau par l'objet est représentée par le profil gris sur le détecteur.

On définit alors trois plans orthogonaux à l'axe optique, qui correspond à la droite reliant le point source au centre du détecteur : le plan source, le plan objet et le plan détecteur. La section de l'objet est élargie au niveau de la projection sur le détecteur : c'est l'effet de grandissement radiographique dû au faisceau en éventail, exprimé par le facteur de grandissement G. Ainsi, un objet de largeur L, placé dans le plan objet, aura une largeur apparente  $L \times G$  dans le plan détecteur. A l'inverse, un pixel de détecteur de taille p correspondra à un pixel de taille p/G dans le plan de l'objet.

Le facteur de grandissement G est calculé comme le rapport de la distance sourcedétecteur (SD) sur la distance source-objet (SO) :

$$G = \frac{SD}{SO} \tag{1.5.1}$$

Si l'objet est placé près de la source, alors  $G \gg 1$ : on parlera d'un fort grandissement. Cette configuration concerne souvent les micro-tomographes. A l'inverse, si  $G \sim 1$ , il s'agira d'un faible grandissement. Dans le cas de la tomographie haute énergie avec accélérateurs, le grandissement est généralement intermédiaire, compris entre 1 et 2.

Dans le cas de la cellule CINPHONIE mise à jour, les distances SD et SO valent respectivement 2975 mm et 1930 mm (voir annexe B) et G vaut alors 1.54.

Enfin, notons que pour les tomographes à géométrie translation-rotation, où l'échantillonnage des projections est assuré par la translation de l'objet dans le plan objet, le faisceau équivaut à un faisceau parallèle et il n'y a pas de grandissement (G = 1). C'est le cas du détecteur CdTe étudié dans le chapitre 3.

## 1.6 Évaluation des flous dans les différents plans d'un tomographe

La géométrie du tomographe, et en particulier le facteur de grandissement G, doit également être prise en compte dans l'évaluation du flou ou de la résolution spatiale.

Comme défini précédemment, le flou est la largeur à mi-hauteur de la LSF, fonction d'étalement d'une ligne. Si cette LSF est évaluée dans le plan objet, le flou et la résolution spatiale (via le calcul de la MTF) correspondants rendront compte de la performance du tomographe dans le plan objet et donc les valeurs spatiales données auront une correspondance directe sur l'objet (par exemple, on pourra séparer deux points de x mm avec un contraste de y %). In fine, on s'intéressera donc toujours à la LSF dans le plan objet car c'est là que la correspondance à la performance sur l'objet physique est directe.

Comme cette LSF dans le plan objet n'est pas toujours directement mesurable, ou que l'on veut pouvoir évaluer les différentes contributions (de la source, du détecteur) en vue d'une amélioration, on peut évaluer la LSF dans les plans source et détecteur, puis les « ramener » dans le plan objet pour enfin les convoluer. La résultante est alors la LSF dans le plan objet. Le passage d'un plan à un autre est défini par le facteur de grandissement G et est illustré sur la figure 1.6.1.

Pour simplifier l'analyse, nous considérons à présent des LSF gaussiennes.

Dans le premier cas, le détecteur est supposé parfait du point de vue du flou : il est donc ponctuel. La dispersion de la source est quant à elle définie par la distribution  $LSF_{src}$ , gaussienne de largeur à mi-hauteur  $FWHM_{src} = f$ . L'étalement dans le plan objet sera



FIGURE 1.6.1 – Illustration de l'évaluation des LSF source, détecteur et objet dans les différents plans du tomographe. En haut, cas théorique d'un détecteur ponctuel et d'une source étendue. Au milieu, cas théorique d'un détecteur étendu et d'une source ponctuelle. En bas, cas réaliste d'un détecteur et d'une source étendus.

alors uniquement dû à la source :  $LSF_{obj} = LSF'_{src}$ . Le passage de  $LSF_{src}$  à  $LSF'_{src}$  consiste uniquement en un changement d'échelle géométrique, et  $LSF'_{src}$  est donc également une distribution gaussienne de largeur à mi-hauteur :

FWHM'<sub>src</sub> = 
$$f \times \frac{OD}{SD} = f \times \frac{SD - SO}{SD} = f \times \left(1 - \frac{SO}{SD}\right) = f \times \left(1 - \frac{1}{G}\right) = f \times \frac{G - 1}{G}$$
 (1.6.1)

A l'inverse, dans le deuxième cas, la source est supposée parfaitement ponctuelle alors que l'élément détecteur est étendu. Cet étalement,  $LSF_{det}$ , est une fonction gaussienne de largeur à mi-hauteur  $FWHM_{det} = d$ . On voit que l'étalement dans le plan objet est cette fois dû uniquement au détecteur :  $LSF_{obj} = LSF'_{det}$ . Le passage de  $LSF_{det}$  à  $LSF'_{det}$ est également purement géométrique et  $LSF'_{det}$  est donc une distribution gaussienne de largeur à mi-hauteur :

$$FWHM'_{det} = d \times \frac{SO}{SD} = \frac{d}{G}$$
(1.6.2)

Finalement, dans le troisième cas, la source et le détecteur sont réalistes et présentent chacun un étalement. Par extension des deux cas précédents, l'étalement dans le plan objet  $LSF_{obj}$  est la convolution des deux contributions, source et détecteur, dans le plan objet :

$$LSF_{obj} = LSF'_{src} \otimes LSF'_{det}$$
(1.6.3)

Dans le cas particulier des distributions gaussiennes présenté ici,  $LSF_{obj}$  sera également une distribution gaussienne de largeur à mi-hauteur :

$$FWHM_{obj} = \sqrt{FWHM'_{src}^2 + FWHM'_{det}^2}$$
(1.6.4)

$$FWHM_{obj} = \frac{1}{G}\sqrt{(f \times (G-1))^2 + d^2}$$
(1.6.5)

Nous remarquons par la forme de la dernière équation, que cela revient à calculer les LSF dans le plan détecteur puis de ramener la résultante dans le plan objet en divisant par G. Notons également que la grandeur  $f \times (G - 1)$ , qui correspond au flou de la source dans le plan détecteur, est également usuellement appelée *flou géométrique* dans la norme ISO 5576 :1997.

Pour le cas général d'étalements suivant des distributions non gaussiennes, il est pratique de raisonner à partir des MTF. L'évaluation de la LSF dans le plan objet suit alors les différentes étapes :

- 1. Évaluation des LSF source et détecteur dans leur plan propre,
- 2. Calcul des MTF correspondantes en prenant le module de la transformée de Fourier à une dimension de chaque LSF (numériquement ou analytiquement),
- 3. « Passage » des MTF source et détecteur dans le même plan objet en appliquant un facteur d'échelle sur les fréquences spatiales. Pour la MTF source, les fréquences spatiales sont multipliées par  $\frac{G}{G-1}$ . Pour la MTF détecteur, les fréquences spatiales sont multipliées par G.
- 4. Multiplication des deux MTF. La résultante est la MTF totale dans le plan objet :  $MTF_{obj} = MTF'_{src} \times MTF'_{det}.$
- 5. Calcul de la transformée de Fourier inverse pour obtenir la LSF totale dans le plan objet :  $LSF_{obj} = TF^{-1} (MTF_{obj})$ .

Conformément aux définitions données aux paragraphes précédents, le flou du tomographe sera la largeur à mi-hauteur de  $LSF_{obj}$  alors que la résolution spatiale sera donnée par l'inverse de la fréquence spatiale telle que  $MTF_{obj} = 0.1$ .

Le cadre de ce travail de thèse, les principales définitions et concepts utiles en imagerie ayant été exposés, l'étude des performances du tomographe peut débuter. Elle commence dans le chapitre suivant avec la présentation des travaux concernant la nouvelle source de photons.

### **Chapitre 2**

# Evaluation des performances de la source X

L'imagerie par transmission (radiographie, tomographie) nécessite une source de photons qui peut prendre plusieurs formes : radio-isotopes, tubes X, accélérateurs linéaires. Le nouveau système d'imagerie installé dans la cellule CINPHONIE met en œuvre un accélérateur de haute énergie dont les caractéristiques sont données dans ce chapitre.

### 2.1 Généralités

### 2.1.1 Photons et rayons X

Les photons correspondent à une radiation électromagnétique pouvant avoir une large gamme de fréquence, énergie ou longueur d'onde, ces trois grandeurs physiques étant reliées par l'équation :

$$E_{\rm ph} = h\nu = h\frac{c}{\lambda} \tag{2.1.1}$$

avec  $E_{ph}$  l'énergie du photon, h la constante de Planck,  $\nu$  la fréquence du photon, c la célérité de la lumière dans le vide et  $\lambda$  la longueur d'onde du photon.

Les photons utiles en imagerie ont habituellement une énergie comprise entre 1 keV et 20 MeV environ suivant les applications. Dans cette étude, nous nous intéressons à la zone supérieure, soit entre 200 keV et 20 MeV. Le type de source utilisé et donc la gamme d'énergie sont adaptés aux caractéristiques de l'objet à imager, notamment ses dimensions et sa densité.

La dénomination des photons indique l'origine de leur production :

- les rayons X de fluorescence sont générés par un changement de couche des électrons dans l'atome;
- les rayons  $\gamma$  sont émis lors de transitions nucléaires, typiquement lors des décroissances radioactives;
- les photons d'annihilation sont produits lors de la réaction d'annihilation entre un positron et un électron : deux photons de 511 keV sont émis dans des directions opposées. Cet effet peut résulter notamment de la création d'une paire électronpositron (voir section 1.1.3.3). Ces photons sont utilisés en tomographie par émission de positrons (Positron Emission Tomography, PET);

— le rayonnement de freinage ou *Bremsstrahlung* (en allemand) émis lorsqu'une particule chargée (principalement des électrons) est soumise à une accélération ou une décélération.

Par abus de langage et par convention, on appelle *source* X tout appareil émettant du Bremsstrahlung. A basse énergie (< 600 keV), il s'agit des tubes X, et à haute énergie, des accélérateurs linéaires. De même, les photons émis par ces appareils sont appelés *rayons* X, alors même qu'ils ne proviennent pas d'une transition atomique.

### 2.1.2 Accélérateurs linéaires

Le principe de fonctionnement d'un accélérateur linéaire (LINAC) est le suivant : un canon à électrons produit le faisceau primaire d'électrons, qui est accéléré par un champ électrique dans une succession de cavités accélératrices. En sortie de ces cavités, le faisceau d'électrons vient frapper une cible en élément lourd (typiquement du tungstène ou du tantale) et produire un faisceau X par rayonnement de freinage. Ce faisceau possède alors un spectre d'énergie continu entre 0 et l'énergie maximale des électrons. Contrairement aux tubes X qui fonctionnent majoritairement en continu, un LINAC fonctionne en mode pulsé avec des tirs brefs (4  $\mu$ s à 250 Hz pour le Saturne).

### 2.1.3 Présentation de l'accélérateur linéaire Saturne

L'accélérateur linéaire Saturne est une source de photons de haute énergie destinée à compléter le système d'imagerie nouvelle génération en cours d'installation dans la cellule CINPHONIE. C'est un accélérateur linéaire issu du domaine médical, qui a été repris par le CEA pour des applications en contrôle non destructif à haute énergie. L'accélérateur, installé dans CINPHONIE, est visible sur la figure 2.1.1.



FIGURE 2.1.1 – Accélérateur linéaire Saturne installé dans la cellule CINPHONIE

La rénovation du Saturne a été opérée conjointement par les entreprises PMB et Thales. PMB a conçu la tête d'irradiation contenant la cible en tungstène qui produit le faisceau X par rayonnement de freinage. Thales a rénové le reste de l'équipement, qui comporte la ligne faisceau composée du canon à électrons, des sections accélératrices et du système de focalisation, mais également le klystron pour la production de la puissance HF et les baies de puissance.

La particularité du LINAC Saturne est de comporter deux sections accélératrices, comme cela est visible sur le schéma de la ligne de faisceau de la figure 2.1.2. Les réglages de la répartition de la puissance et du déphasage entre les deux sections ainsi que le courant du canon à électrons permettent de moduler à la fois l'énergie et la dose du faisceau d'électrons. La tache focale du faisceau est modulée par des bobines de focalisation entourant les sections accélératrices (visibles en jaune sur la figure 2.1.2) ainsi qu'un triplet de quadrupôles placé en sortie de la seconde section accélératrice.



FIGURE 2.1.2 – Schéma de la ligne de faisceau de l'accélérateur Saturne [11]

## 2.2 Evaluation des performances du Saturne par simulation

Des résultats de simulations de dynamique faisceau concernant la production, l'accélération et la focalisation du faisceau d'électrons fournis par Thales [11] permettent d'évaluer les performances attendues concernant le faisceau de photons. Ces résultats sont donnés pour différents points de fonctionnement de l'accélérateur listés dans le tableau 2.1. Précisons que les énergies dont il est question dans ce tableau sont des valeurs tronquées à l'unité des énergies équivalentes de dose, dont la signification est expliquée dans la section 2.2.3. Chaque résultat de simulation consiste en un fichier texte contenant des données en entrée de cible de chaque électron simulé : position, énergie, phase et divergence. Chaque fichier contient ces informations pour environ 380 électrons.

### 2.2.1 Spectres et taches focales du faisceau d'électrons

Le traitement des simulations du faisceau d'électrons a pour objectif de fournir les caractéristiques des sources d'électrons de chaque point de fonctionnement, qui seront des données d'entrée implémentées dans des simulations MCNP<sup>1</sup> [36]. Ces dernières permet-

<sup>1.</sup> MCNP (Monte-Carlo N-Particule) est un code de simulation du transport de particules développé par le Laboratoire National de Los Alamos (USA).

Energies (MeV)	Taches focales (FWHM) du faisceau d'électrons (mm)					
9	X	0.5	1	1.5		
12	0.2	0.5	1	1.4		
15	0.3	0.5	1	1.6		
18	0.3	Х	1	1.5		
20	X	0.5	1	1.5		

TABLE 2.1 – Points de fonctionnement	simulés et	$\operatorname{correspondant}$	au cahier	$\cdot des$	charges	du
LINAC Saturne						

tront alors de simuler le faisceau de photons émis par rayonnement de freinage lors du bombardement de la cible en tungstène par le faisceau d'électrons. De ces simulations seront enfin extraites les caractéristiques du faisceau de photons : spectres et étalement.

Mais avant cela, les résultats des simulations du faisceau d'électrons incident sont à traiter de façon à en extraire les caractéristiques du faisceau pour chaque point de fonctionnement, à savoir le spectre en énergie et la tache focale (allure et largeur à mi-hauteur). Pour cela, un programme de post-traitement fournit en sortie :

- le spectre en énergie;
- l'allure de la PSF radiale;
- les paramètres d'ajustement de la PSF avec une formule analytique;
- un fichier source au format MCNP.

### 2.2.1.1 Spectres d'énergie des électrons

Bien que ces spectres soient évalués pour chaque point de fonctionnement, il a été observé qu'ils sont en fait indépendants de la tache focale. Il n'y a également pas de corrélation entre la position des électrons et leur énergie, ce qui signifie que l'on peut attribuer la même distribution en énergie à toute la distribution spatiale. Les spectres sont regroupés sur la figure 2.2.1, de même que l'énergie moyenne et l'écart-type des pics d'émission. Chacun est représenté dans un histogramme de 125 canaux entre 0 et 25 MeV, soit avec un pas de 200 keV. Le pic d'énergie le plus fin est à 12 MeV, car la première section accélératrice est dimensionnée pour cette énergie des électrons. Dans la configuration 12 MeV, la seconde cavité est alors déphasée de 90°, ce qui permet de regrouper les électrons de chaque tir.

### 2.2.1.2 Ajustement de la distribution spatiale des électrons par double gaussienne

Les données sur la position spatiale des électrons permettent de tracer la PSF du faisceau d'électrons à l'entrée de la cible en tungstène. La figure 2.2.2 donne un exemple de la distribution spatiale des ces électrons pour le point de fonctionnement 15 MeV / 0.3 mm.

Les PSF radiales sont regroupées dans les figures 2.2.3 et 2.2.4. Chaque point de fonctionnement a fait l'objet d'un ajustement spécifique du nombre et de la largeur des canaux, afin d'optimiser l'ajustement et d'obtenir un  $\chi^2/ndf$  proche de 1.

Nous précisons ici un point important pour la suite du manuscrit. L'ensemble des fonction d'ajustement des ESF, PSF, LSF et MTF présentées sont tracées telles que leur amplitude maximale est égale à 1. Cette action permet de faciliter la comparaison visuelle des courbes sur les graphiques (toutes les LSF et MTF valent 1 en 0).



FIGURE 2.2.1 – Spectres d'énergie des faisceaux d'électrons



 $\label{eq:Figure 2.2.2} \mbox{-Histogramme 2D de la distribution spatiale des électrons en entrée de cible pour le point de fonctionnement 15 MeV / 0.3 mm. L'échelle de couleur correspond au nombre d'électrons. }$ 

Ces points sont ajustés à une fonction analytique constituée de la somme de deux gaussiennes dont le maximum est ajusté à 1:

$$PSF(r) = \frac{N_1 \cdot \exp\left(\frac{-r^2}{2\sigma_1^2}\right) + (1 - N_1) \cdot \exp\left(\frac{-r^2}{2\sigma_2^2}\right)}{2\pi \left(N_1 \sigma_1^2 + (1 - N_1) \sigma_2^2\right)}$$
(2.2.1)

avec trois paramètres à ajuster :

- largeur à mi-hauteur de la première gaussienne : FWHM<sub>1</sub> =  $2\sqrt{2\ln(2)\sigma_1}$
- largeur à mi-hauteur de la seconde gaussienne : FWHM<sub>2</sub> =  $2\sqrt{2\ln(2)\sigma_2}$
- amplitude de la première gaussienne :  $N_1$

Ajuster une PSF avec une telle fonction a une concordance physique : la première gaussienne, d'importance majoritaire (N<sub>1</sub> > 0.5), est étroite et ajuste le pic central, tandis que la seconde gaussienne, de moindre amplitude, est plus large et permet de prendre en compte l'étalement du signal en-dehors du pic central. Cette fonction a également l'avantage de fournir des expressions analytiques de la LSF et de la MTF associées :

$$LSF(x) = \frac{N_1 \cdot \sigma_1 \cdot \exp\left(\frac{-x^2}{2\sigma_1^2}\right) + (1 - N_1) \cdot \sigma_2 \cdot \exp\left(\frac{-x^2}{2\sigma_2^2}\right)}{\sqrt{2\pi} \left(N_1 \cdot \sigma_1^2 + (1 - N_1) \cdot \sigma_2^2\right)}$$
(2.2.2)

$$MTF(\nu) = \frac{N_1 \cdot \sigma_1^2 \cdot \exp\left(-2\pi^2 \cdot \sigma_1^2 \cdot \nu^2\right) + (1 - N_1) \cdot \sigma_2^2 \cdot \exp\left(-2\pi^2 \cdot \sigma_2^2 \cdot \nu^2\right)}{N_1 \cdot \sigma_1^2 + (1 - N_1) \cdot \sigma_2^2}$$
(2.2.3)

Enfin, une telle distribution est facilement implantable dans MCNP<sup>2</sup>.

Malgré une faible statistique, l'ajustement des PSF avec une double gaussienne donne de bonnes concordances comme l'attestent les valeurs de  $\chi^2$ /ndf pour chaque graphique des figures 2.2.3 et 2.2.4.

Le tableau 2.2 regroupe les caractéristiques du faisceau d'électrons pour chaque point de fonctionnement : tache focale (FWHM de la PSF), et paramètres d'ajustement de la PSF.

<sup>2.</sup> Distribution gaussienne : type 41 dans MCNP 6.1 [36]



FIGURE 2.2.3 – PSF radiales du faisceau d'électrons pour les différents points de fonctionnement du Saturne à 9, 12 et 15 MeV. Sur les graphiques, les distributions ont leur amplitude normée à 1 afin que les échelles soient identiques.



FIGURE 2.2.4 – PSF radiales du faisceau d'électrons pour les différents points de fonctionnement du Saturne à 18 et 20 MeV. Sur les graphiques, les distributions ont leur amplitude normée à 1 afin que les échelles soient identiques.

F (MoV)	$TF_{thq} (\mathrm{mm})$	TF (mm)	PSF faisceau d'électrons			
			$FWHM_1 (mm)$	$FWHM_2 (mm)$	$N_1$	
	0.5	0.59	$0.50\pm0.06$	$1.29\pm0.09$	$0.75 \pm 0.06$	
9	1	1.05	$1.01\pm0.06$	$1.9 \pm 0.3$	$0.93 \pm 0.06$	
	1.5	1.42	$1.2 \pm 0.1$	$3.5 \pm 0.1$	$0.74 \pm 0.04$	
	0.2	0.24	$0.23\pm0.01$	$0.86\pm0.05$	$0.95 \pm 0.01$	
19	0.5	0.53	$0.43\pm0.05$	$1.28\pm0.06$	$0.73 \pm 0.04$	
12	1	1.02	$0.84\pm0.08$	$2.7 \pm 0.1$	$0.74 \pm 0.03$	
	1.4	1.42	$1.1 \pm 0.1$	$3.1 \pm 0.1$	$0.64 \pm 0.05$	
	0.3	0.30	$0.22\pm0.04$	$0.54\pm0.03$	$0.59 \pm 0.09$	
15	0.5	0.51	$0.41\pm0.05$	$1.11\pm0.04$	$0.68\pm0.05$	
10	1	1.04	$0.81\pm0.09$	$2.53\pm0.09$	$0.68 \pm 0.05$	
	1.6	1.57	$1.5 \pm 0.1$	$4.0 \pm 0.7$	$0.90\pm0.05$	
	0.3	0.27	$0.19\pm0.03$	$0.49\pm0.02$	$0.55\pm0.08$	
18 20	1	1.05	$0.86\pm0.09$	$2.5 \pm 0.1$	$0.73 \pm 0.04$	
	1.5	1.56	$1.52\pm0.08$	$6\pm 2$	$0.96 \pm 0.02$	
	0.5	0.59	$0.5 \pm 0.1$	$1.2 \pm 0.2$	$0.8 \pm 0.1$	
	1	0.90	$0.8 \pm 0.1$	$2.2 \pm 0.2$	$0.75 \pm 0.07$	
	1.5	1.15	$1.09\pm0.07$	$4.7 \pm 0.7$	$0.93 \pm 0.02$	

 

 TABLE 2.2 – Tableau récapitulatif des caractéristiques simulées du faisceau d'électrons en entrée de cible pour chaque point de fonctionnement de l'accélérateur Saturne

Nous pouvons dégager une tendance générale des résultats de ce tableau : la première gaussienne (étroite) a une FWHM 3 à 4 fois plus faible que la seconde gaussienne (large), et son maximum  $N_1$  avoisine en moyenne 0.7. Ces valeurs sont utilisées pour définir la source pour les simulations MCNP dont il est question dans la partie suivante.

### 2.2.2 Spectres et taches focales du faisceau X

### 2.2.2.1 Simulation MCNP de la tête d'irradiation de l'accélérateur Saturne

La simulation MCNP dont il est question consiste à reproduire la tête d'irradiation du Saturne à partir des plans de construction. La cible en tungstène ( $\rho = 19.3 \text{ g/cm}^3$ ) est un cylindre de 4 mm de rayon et de 5 mm d'épaisseur. Elle est contenue dans une collimation en plomb, visible en bleu sur la figure 2.2.5. L'ensemble est entouré d'un blindage en polyéthylène. La protection dans l'axe du faisceau est percée d'une ouverture pyramidale. La source d'électrons est simulée au niveau de l'entrée de la cible.

### 2.2.2.2 Spectre d'énergie du faisceau de photons

Les spectres X sont évalués en enregistrant le flux de photons en fonction de l'énergie entre 0.2 et 25 MeV, avec un pas de 200 keV, pour un courant moyen de 100  $\mu$ A et à 1 m de la cible au centre du faisceau. Les simulations ont révélé que les spectres X sont indépendants de la tache focale, tout comme les spectres électroniques. La figure 2.2.6 présente ainsi les spectres X normalisés pour chaque énergie aux points de fonctionnement avec une tache focale de 1 mm. Afin d'obtenir des spectres de bonne qualité et très peu



FIGURE 2.2.5 – Géométrie de la simulation MCNP de la tête d'irradiation du Saturne

bruités aux hautes énergies (qui concernent une faible proportion des photons émis), les simulations sont lancées pour  $10^{10}$  électrons. Toutes les interactions photon-matière sont prises en compte. De tels paramètres aboutissent à des temps de calcul équivalent en monocoeur à environ 2700 h par point de fonctionnement.



FIGURE 2.2.6 – Spectres d'énergie normalisés des faisceaux de photons pour chaque énergie aux points de fonctionnement avec une tache focale de 1 mm

### 2.2.2.3 Taches focales du faisceau X

Afin d'évaluer les taches focales du Saturne, deux simulations sont nécessaires pour chaque point de fonctionnement :

- une première en plein flux, c'est-à-dire sans objet placé le long de la trajectoire des rayons X;
- une seconde en ajoutant un coin infiniment absorbant, parfaitement droit et aligné avec l'axe du faisceau de façon à en obstruer la moitié.

Un tel coin simule le passage instantané d'un matériau très dense à un matériau très léger, et donc un changement brusque de la quantité de signal transmise. Ce signal est acquis <sup>3</sup> à 10 cm de la cible et fractionné avec un pas d'échantillonnage adapté à la tache

<sup>3.</sup> Sous MCNP, un score (tally) peut être estimé sur une grille à une, deux ou trois dimensions (mesh tally). Ici, il s'agit d'un mesh tally F1 (courant surfacique de photons) à une dimension selon l'axe transverse Y.

Tache focale	Pas d'échantillonnage	Pas d'échantillonnage	
(mm)	plan détection $(\mu m)$	plan source $(\mu m)$	
$\leq 0.5$	200/300	53.3/80	
1	400	107	
1.5	600	160	

focale du point de fonctionnement : les valeurs sont répertoriées dans le tableau 2.3. La figure 2.2.7 présente un schéma de la géométrie de la simulation.

TABLE 2.3 – Pas d'échantillonnage en fonction de la tache focale du point de fonctionnement



FIGURE 2.2.7 – Géométrie de la simulation MCNP d'évaluation des taches focales du Saturne

La normalisation du signal simulé avec le coin par le signal en plein flux permet de supprimer l'effet de la distribution angulaire du flux, et d'obtenir ainsi l'ESF. La figure 2.2.8 présente les données brutes de dose et l'ESF qui en découle pour le point de fonctionnement 15 MeV /  $0.3~\rm{mm}.$ 

Un programme a été développé pour post-traiter ces simulations. L'ESF est évaluée telle que décrit ci-dessus, puis la LSF est obtenue par dérivation point par point de l'ESF :

$$LSF(y_i) = \frac{ESF(y_{i+1}) - ESF(y_i)}{\Delta y}$$
(2.2.4)

Une fois la LSF normalisée, elle est ajustée avec une fonction double gaussienne, à la manière de la PSF du faisceau d'électrons (voir section 2.2.1.2) :

$$LSF(y) = \frac{N_1 \cdot \exp\left(\frac{-y^2}{2\sigma_1^2}\right) + (1 - N_1) \cdot \exp\left(\frac{-y^2}{2\sigma_2^2}\right)}{\sqrt{2\pi} \left(N_1 \sigma_1 + (1 - N_1) \sigma_2\right)}$$
(2.2.5)

Les paramètres issus de l'ajustement (FWHM<sub>1</sub>,FWHM<sub>2</sub> et  $N_1$ ) permettent également de calculer analytiquement la MTF correspondante :

$$MTF(\nu) = \frac{N_1 \cdot \sigma_1 \cdot \exp\left(-2\pi^2 \cdot \sigma_1^2 \cdot \nu^2\right) + (1 - N_1) \cdot \sigma_2 \cdot \exp\left(-2\pi^2 \cdot \sigma_2^2 \cdot \nu^2\right)}{N_1 \cdot \sigma_1 + (1 - N_1) \cdot \sigma_2}$$
(2.2.6)



FIGURE 2.2.8 – Signaux bruts normalisés (gauche) et ESF (droite) pour la simulation du point de fonctionnement 15 MeV / 0.3 mm

Notons qu'ici la variable  $N_1$  correspond à l'amplitude de la première gaussienne de la LSF, contrairement aux équations 2.2.1, 2.2.2 et 2.2.3 précédentes pour lesquelles  $N_1$  est l'amplitude de la première gaussienne de la PSF. Les équations sont par conséquent différentes.

Le passage dans le domaine fréquentiel permet de prendre en compte le pas d'échantillonnage. En effet, il intervient dans l'évaluation du flou total simulé :

$$MTF_{\text{évaluée}} = MTF_{\text{source}} \times MTF_{\text{détection}}$$
(2.2.7)

La LSF de la détection est apparentée à une fonction porte de la largeur d'un bin, ce qui correspond à un détecteur parfait. Une LSF porte donne une MTF en sinus cardinal absolu :

$$LSF(x) = \Box\left(\frac{x}{a}\right) \leftrightarrow MTF(\nu) = |\operatorname{sinc}(\pi a\nu)|$$
 (2.2.8)

avec a la largeur de la porte, *i.e.* le pas d'échantillonnage (voir tableau 2.3).

La MTF de la source correspond ainsi au rapport de la MTF totale sur la MTF de la détection. Cette nouvelle MTF est à nouveau ajustée avec une fonction double gaussienne telle que l'équation 2.2.6, qui permet de revenir dans le domaine spatial et de tracer *in fine* la LSF propre à la source et d'évaluer son flou *via* la mesure de la FWHM. Ces paramètres sont ramenés dans le plan source du tomographe *via* le facteur  $F_{source}$ . La figure 2.2.9 détaille ce changement de plan.

L'ensemble des courbes, séries de points et paramètres d'ajustement liés à ce traitement sont répertoriés dans une image telle que celle de la figure 2.2.10 pour le point de fonctionnement 15 MeV / 0.3 mm. La superposition des courbes des MTF totale et source sur le graphique (4) indique que la prise en compte du flou de la détection influe très peu sur le résultat. Elle est cependant maintenue dans un souci de rigueur du post-traitement. Les séries de graphiques associés à tous les points de fonctionnement sont en annexe C.

Le tableau 2.4 regroupe les caractéristiques du faisceau de photons pour chaque point de fonctionnement : paramètres de la LSF et de la MTF et flous dans le plan source et dans le plan objet pour la configuration finale de CINPHONIE. Le passage d'un plan à un autre s'effectue grace au facteur de grandissement G (voir sections 1.5 et 1.6).

La tendance des paramètres  $FWHM_1$ ,  $FWHM_2$  et  $N_1$  est identique à celle des paramètres du faisceau d'électrons. Il est à remarquer que les valeurs de flou dans le plan



FIGURE 2.2.9 – Schéma du passage du plan du détection au plan source

Е	$TF_{thq}$	$TF_{e-}$	$FWHM_1$	$FWHM_2$	λ	Flou plan	Flou plan
(Mev)	(mm)	(mm)	(mm)	(mm)	$IV_1$	source	objet
9	0.5	0.59	0.552	1.468	0.772	0.64	0.22
	1	1.05	0.969	2.750	0.869	1.06	0.37
	1.5	1.42	0.951	2.226	0.501	1.38	0.48
	0.2	0.24	0.221	0.758	0.717	0.28	0.10
19	0.5	0.53	0.432	1.124	0.707	0.53	0.19
12	1	1.02	0.927	2.356	0.815	1.04	0.36
	1.4	1.42	1.096	3.045	0.786	1.27	0.45
	0.3	0.30	0.253	0.623	0.753	0.30	0.11
15	0.5	0.51	0.416	1.109	0.772	0.49	0.17
10	1	1.04	0.839	2.176	0.741	1.00	0.35
	1.6	1.57	1.138	2.695	0.561	1.56	0.55
18	0.3	0.27	0.208	0.533	0.723	0.25	0.09
	1	1.05	0.888	2.619	0.817	1.01	0.35
	1.5	1.56	1.097	2.870	0.641	1.43	0.50
20	0.5	0.59	0.472	1.121	0.672	0.59	0.21
	1	0.90	0.786	2.476	0.821	0.89	0.31
	1.5	1.15	1.033	3.733	0.832	1.17	0.41

TABLE 2.4 – Caractéristiques du faisceau de photons en sortie de cible et flous (FWHM LSF) de la source dans les plans source et objet de CINPHONIE pour chaque point de fonctionnement de l'accélérateur Saturne



FIGURE 2.2.10 – Evaluation de la tache focale de la source Saturne au point de fonctionnement 15 MeV / 0.3 mm : (1) ESF issue de la simulation; (2) LSF discrète et son ajustement en double gaussienne; (3) MTF totale discrète et ajustée; (4) MTF totale, détecteur et source; (5) LSF source. Les amplitudes des LSF sont normées à 1 afin que les échelles soient identiques.

source sont très proches des flous des faisceaux d'électrons, ce qui permet d'en déduire que la dispersion est faible dans la cible : les électrons ont un parcours négligeable par rapport à l'étalement du faisceau. On peut également observer que des flous sur objet de l'ordre de 100  $\mu$ m sont attendus sur certaines des plus petites taches focales.

La mesure expérimentale des taches focales de sources X fait l'objet de normes. On peut notamment citer la norme IEC 62976 :2017, dont les techniques de mesure seront appliquées lors de la caractérisation du Saturne.

### 2.2.3 Débit de dose et énergie équivalente de dose

L'énergie équivalente de dose est définie comme l'énergie permettant d'obtenir le même débit de dose que le spectre X. Elle est calculée à partir de la formule empirique de Milcamps [37] :

$$D = 9 \cdot 10^{-4} \cdot I \cdot \frac{E_{dose}^{2.54}}{d^2}$$
(2.2.9)

avec D le débit de dose en Gy/min, I le courant moyen en  $\mu A$ ,  $E_{dose}$  l'énergie équivalente de dose en MeV et d la distance à la source en m.

Le courant moyen est une valeur de réglage de l'accélérateur fournie par Thales. Le débit de dose est évalué à l'aide d'une simulation MCNP du flux de rayons sX à 1 m de la cible et des facteurs de conversion fluence / équivalent de dose pour photons CIPR74 [38]. Le tableau 2.5 regroupe les énergies équivalentes de dose, courants moyens et débits de dose à 1 m de la cible pour chaque point de fonctionnement.

Е	E <sub>dose</sub>	$\mathrm{TF}_{\mathrm{thq}}$	Courant moyen	Débit de dose à 1 m
(MeV)	(MeV)	(mm)	$(\mu A)$	(Gy/min)
		0.5	49	$9.75\pm0.02$
9	9.2	1	91	$18 \pm 0.1$
		1.5	130	$25.8\pm0.1$
		0.2	20	$9.28\pm0.04$
19	12.8	0.5	46	$21.4\pm0.1$
12	12.0	1	82	$37.9 \pm 0.2$
		1.4	102	$46.6 \pm 0.2$
15	15.3	0.3	20	$18.7\pm0.1$
		0.5	46	$42.9 \pm 0.3$
10		1	82	$76.3\pm0.5$
		1.6	102	$94.4 \pm 0.7$
	18.9	0.3	20	$30.5 \pm 0.3$
18		1	84	$127 \pm 1$
		1.5	104	$156 \pm 1$
		0.5	50	$112 \pm 1$
20	20.4	1	70	$156 \pm 1$
		1.5	70	$150 \pm 2$

 

 TABLE 2.5 – Energie équivalente de dose, courant moyen et débit de dose attendus pour chaque point de fonctionnement de l'accélérateur Saturne

Il ressort de ce tableau que deux stratégies de mesures sont envisageables avec le Saturne :

- si l'on souhaite une mesure avec la meilleure résolution spatiale, il convient de choisir les points de fonctionnement avec des petites taches focales. Le débit de dose est alors restreint, notamment afin d'éviter une surchauffe de la cible;
- si l'objet à tomographier est épais, il faudra alors privilégier les points de fonctionnement avec un débit de dose plus élevé, et donc une tache focale plus grande.

### 2.2.4 Discussion

Ces résultats de simulations des faisceaux X produits par le LINAC Saturne aux points de fonctionnement prévus donnent un aperçu des performances attendues pour cet accélérateur. Ainsi, suivant les points de fonctionnement, un flou de la source de l'ordre de 100  $\mu$ m dans le plan objet est attendu. En parallèle, des taches focales plus importantes permettront d'atteindre des débits de dose à 1 m supérieurs à 100 Gy/min.

Ces résultats sont à mettre en regard des performances du banc mécanique décrit dans le chapitre précédent et des performances des différents systèmes de détection présentés dans le chapitre suivant. En effet, les trois composants du tomographe doivent présenter des performances concordantes afin d'assurer une augmentation des performances globales du système, que ce soit en termes de résolution spatiale ou de capacité d'accueil d'objets volumineux et denses. Ces résultats seront également utilisés en données d'entrée des simulations tomographiques pour le développement de méthodes de tomographie bi-énergie dans le chapitre 5.

## Chapitre 3

## Évaluation des performances des détecteurs

À l'issue de l'étude des performances attendues pour l'accélérateur Saturne, il convient de choisir un système de détection adapté à ses capacités et aux objectifs fixés pour le tomographe. Ces objectifs sont de pouvoir effectuer une mesure de coupe tomographique sur des colis d'un diamètre de 140 cm (colis C1) en une durée d'acquisition inférieure à 30 min, tout en gardant un rapport signal sur bruit supérieur ou égal à 10. En parallèle, il est également primordial de maintenir une résolution spatiale dans le plan détecteur cohérente avec celle de la source et la précision du banc mécanique, et donc *a minima* inférieure au millimètre.

À titre de comparaison, le détecteur actuel du tomographe, un écran de Gadox plan combiné avec une caméra (détecteur grand champ, voir section 1.3.3), possède en utilisation avec le Mini Linatron une résolution spatiale de 1.5 mm dans le plan objet. Ce couple source-détecteur est capable de mesurer des profils d'atténuation sur des épaisseurs maximales de 1 m de béton en géométrie décentrée [39, 24, 25]. Une telle acquisition nécessite en revanche environ 3 h de mesure.

Trois détecteurs sont comparés dans ce chapitre. Bien qu'ils mesurent tous des profils d'atténuation 1D, leur système de détection et leur géométrie d'acquisition sont différents, chaque configuration présentant ses avantages et inconvénients.

Le premier est un détecteur direct composé d'une série de 25 capteurs en semi-conducteurs CdTe séparés par une collimation en plomb. Les pixels de ce détecteur sont donc non jointifs et en nombre restreint, ce qui impose d'effectuer les mesures en géométrie *parallel beam*, c'est-à-dire en combinant translations et rotations du colis.

Le second détecteur étudié est indirect et consiste en une caméra linéaire à scintillateur  $CdWO_4$  segmenté. Les pixels sont jointifs et formés d'aiguilles de cristal réparties sur un arc de cercle et orientées vers la cible de la source (voir figure 3.3.1). Ces aiguilles sont reliées à une matrice linéaire de photodiodes par un réseau de fibres optiques. Ce détecteur est disponible dans une largeur suffisante pour pouvoir se passer de translations. De ce fait, il peut opérer en géométrie *fan beam* circulaire.

Enfin, le dernier détecteur, également indirect, est basé sur plusieurs écrans de CsI placés horizontalement côte à côte. Ils sont irradiés sur la tranche et filmés par des caméras placées au-dessus. L'utilisation de plusieurs écrans permet ici aussi de se passer de translations. Les pixels sont également jointifs, mais forment une ligne droite. Ce dernier détecteur est donc utilisé en géométrie *fan beam* plate.

Les trois géométries d'acquisition tomographique utilisées sont représentées en figure
3.0.1.



FIGURE 3.0.1 – Géométries d'acquisition tomographique utilisées pour les trois détecteurs : parallel beam pour les CdTe, fan beam circulaire pour les CdWO<sub>4</sub> et fan beam plate pour les écrans de CsI

Dans le cas de l'examen d'un colis de 140 cm de diamètre et de l'utilisation du détecteur CdTe, on considère une course du banc mécanique en translation de 150 cm de long, afin de prévoir des marges autour du colis. Avec une vitesse de translation maximale de 150 mm/s (voir tableau 1.3), une translation complète dure environ 10 s. Pour les CdTe, cela permet d'acquérir directement 25 profils d'atténuation (un par capteur) à des angles différents. Pour les autres détecteurs, qui ne mesurent qu'un profil à la fois mais ne nécessitent pas de translation du colis, un temps de pose de 10/25 = 0.4 s par profil permet donc d'acquérir une coupe tomographique complète en une durée identique. Avec la fréquence de tir de l'accélérateur Saturne à 250 Hz, ce temps de pose correspond donc à 100 tirs, et la durée de mesure totale pour une coupe tomographique à environ 10 minutes pour 1500 angles de projection. Voilà pourquoi, lorsque nous comparerons les détecteurs entre eux, les valeurs des CdTe seront prises pour un tir, et celles des CdWO<sub>4</sub> et des CsI pour 100 tirs.

Chaque partie consacrée à un détecteur regroupe des éléments d'études théoriques ainsi qu'une validation/correction expérimentale. Les études théoriques consistent en une analyse QAD des détecteurs, couplée à des simulations Monte-Carlo (MCNP [36] et GATE [40]). Les mesures ont été effectuées dans les cellules CINPHONIE et KROTOS avec l'accélérateur linéaire Mini Linatron, d'énergie équivalente de dose 9 MeV. Le faisceau X produit par cette source a une énergie moyenne mesurée à environ 2.6 MeV<sup>1</sup> pour un débit de dose maximal d'environ 15 Gy/min à 1 m de la source. La tache focale de cette source est une gaussienne simple de FWHM 3.5 mm dans le plan source<sup>2</sup>. Avec une fréquence de tir de 50 Hz lors des mesures, le débit de dose est de l'ordre de 2.6 Gy/min.

La première partie détaille des notions nécessaires à la compréhension de l'étude des détecteurs. Ensuite, chaque détecteur est caractérisé dans une partie dédiée. Enfin, les

<sup>1.</sup> L'énergie moyenne du Mini Linatron a été évaluée par la mesure de l'atténuation du signal en fonction de l'épaisseur d'acier traversée par le faisceau. Avec la loi de Beer-Lambert (équation 1.2.1), on remonte à un coefficient d'atténuation linéique  $\mu$  pour l'acier. L'énergie associée à cette valeur dans la bibliothèque XCOM [14] donne l'énergie moyenne du faisceau de photons.

<sup>2.</sup> Cet accélérateur ne possédant pas de système de focalisation du faisceau, sa tache focale reste relativement étalée. De ce fait, une simple gaussienne suffit à ajuster correctement la tache focale. Dans le cas des ajustements en double gaussienne du chapitre 2, la seconde gaussienne, plus piquée, permet d'ajuster la partie focalisée du faisceau, qui n'existe pas sur le Mini Linatron.

études théoriques ainsi corrigées et validées permettent de prévoir les performances attendues avec le nouvel accélérateur Saturne.

# 3.1 Prérequis à l'étude d'un détecteur

# 3.1.1 Définitions utiles

Un offset est la valeur du signal mesurée en sortie de détecteur alors que le signal en entrée est nul. L'évaluation de l'offset d'un capteur permet *a posteriori* de le soustraire aux mesures afin de se recaler par rapport à un signal d'entrée nul.

La gamme dynamique d'un détecteur est le ratio de la valeur nette maximale mesurable (valeur de saturation soustraite de l'offset) sur la plus petite valeur mesurable (le bruit) :

$$GD = \frac{Saturation - Offset}{Bruit}$$
(3.1.1)

Plus la gamme dynamique est élevée, plus le détecteur est capable de fournir un nombre de valeurs différentes entre les valeurs minimales et maximales. Elle est généralement donnée en nombre de décades, ou en échelle logarithmique (dB).

# 3.1.2 Analyse QAD

L'analyse QAD (*Quantum Accounting Diagram*) est une technique d'analyse permettant de décrire l'évolution du nombre de quanta<sup>3</sup> au fur et à mesure du passage des étapes successives d'un système d'imagerie. Cette évolution est également fonction de la fréquence spatiale. Elle permet de vérifier des mesures ou de les estimer, par exemple pour comparer les performances de plusieurs détecteurs. On la retrouve notamment dans les travaux de Cunningham [41] et Bissonnette [42].

Une analyse QAD représente un détecteur comme un enchaînement de plusieurs étapes, qu'il faut donc identifier et classer par ordre chronologique de transformation du signal. Ces étapes peuvent être de trois types [42] :

- Celles impliquant des processus de gains, où le nombre moyen de quanta sortant de l'étape i  $\overline{N_i}$  est proportionnel au nombre moyen de quanta entrant  $\overline{N_{i-1}}$  par un facteur de gain  $g : \overline{N_i} = \overline{g_i} \cdot \overline{N_{i-1}}$ . Ce facteur traduit le plus souvent un processus physique d'amplification du signal, d'efficacité de collection ou d'interaction. Pour des étapes de gain, la MTF vaut 1.
- Celles impliquant des processus de propagation spatiale stochastique, c'est-à-dire de dispersion, où le nombre de quanta est conservé ( $\overline{g_i} = 1$ ) :  $\overline{N_i} = \overline{N_{i-1}}$  et  $\epsilon_{g_i} = -1$  car la variance du gain est nulle. Ce processus apparaît quand les photons sont dispersés aléatoirement pour une distribution spatiale donnée par la PSF. Une telle étape est donc caractérisée par sa MTF  $|T_i(\nu)|$ .
- Dans la partie finale du détecteur, on prend en compte le *bruit additif*  $N_{a_i}$ , par exemple dû à l'électronique d'une caméra. Dans l'analyse QAD, l'effet de ce bruit est représenté par la fraction  $\sigma_{a_i}^2/\overline{N_i}$ , avec  $\sigma_{a_i}^2$  la variance du signal. Ce bruit additif est considéré comme un bruit blanc, c'est-à-dire indépendant de la fréquence, et donc constant.

<sup>3.</sup> Terme générique désignant les vecteurs du signal : photons, électrons, énergie déposée.

Dans le cas où une étape combine à la fois un processus de gain et un phénomène de propagation, on divisera alors l'étape en deux étapes distinctes. Ceci ne change pas les résultats ni la physique du processus de détection, mais permet une homogénéisation de la méthode par analyse QAD, en ne considérant que trois types d'étapes standard. A chaque étape est donc associée soit une valeur de gain  $\overline{g_i}$  (et un excès de Poisson  $\epsilon_{g_i}$ ), soit une MTF  $|T_i(\nu)|$ , soit un bruit relatif  $\sigma_{a_i}^2/\overline{N_i}$ .

# 3.1.3 Efficacité quantique de détection

L'efficacité quantique de détection (Detective Quantum Efficiency, DQE) décrit les caractéristiques du transfert du RSB entre l'entrée et la sortie d'un système d'imagerie :

$$DQE = \left(\frac{RSB_{sortie}}{RSB_{entrée}}\right)^2$$
(3.1.2)

Cette efficacité est particulièrement intéressante car elle combine la transmission du bruit et la résolution spatiale d'un détecteur dans un même indicateur. Il existe différentes formules prenant en compte ou non la fréquence spatiale. Cette dernière étant directement liée à la résolution des détecteurs, qui est l'objet de notre l'étude, la formule dépendant de la fréquence spatiale est ici privilégiée.

Contrairement aux mesures expérimentales, l'analyse QAD est utilisée pour calculer la DQE de manière théorique. Pour un système d'imagerie à n étapes, la DQE à la fréquence spatiale  $\nu$  se calcule avec l'équation suivante [41] :

$$DQE(\nu) = \frac{1}{1 + \sum_{i=1}^{n} \left( \frac{1 + \epsilon_{g_i} |T_i(\nu)|^2 + \sigma_{a_i}^2 / \overline{N_i}}{\prod_{j=1}^{i} \overline{g_j} |T_j(\nu)|^2} \right)}$$
(3.1.3)

avec pour chaque étape i :

 $\begin{array}{l} -- \ \epsilon_{\mathbf{g}_i} \ l'excès \ de \ Poisson ; \\ -- \ \overline{\mathbf{g}_i} \ le \ gain \ moyen ; \end{array}$ 

 $- |T_i(\nu)| \text{ la MTF};$ 

Un paramètre important intervenant dans la formule de la DQE est l'excès de Poisson  $\epsilon_g$ . Il représente, pour une conversion du signal par un gain g, l'écart de la variance  $\sigma_{\rm g}^2$  par rapport à une distribution de Poisson :

$$\epsilon_{\rm g} = \frac{\sigma_{\rm g}^2}{\overline{\rm g}} - 1 \tag{3.1.4}$$

avec  $\overline{g}$  le gain moyen. Son unité est identique au gain.

La variance du gain, et donc la valeur de l'excès de Poisson, dépend du type d'étape dont il est question :

— Si le gain g est un processus stochastique suivant une loi de Poisson, alors  $\sigma_{\rm g}^2 = \overline{\rm g}$ et l'écart de Poisson est nul;

<sup>4.</sup> Le terme quanta désigne des particules élémentaires (photons ou électrons), mais par abus de langage, il pourra également faire référence à une quantité d'énergie, suivant l'étape dont il est question.

- Si le gain représente un processus de sélection binaire, donc suivant une loi binomiale (comme une probabilité d'interaction : la particule interagit ou n'interagit pas), alors  $\sigma_{\rm g}^2 = \overline{\rm g} \times (1 - \overline{\rm g})$  et donc  $\epsilon_{\rm g} = -\overline{\rm g}$ ;
- Si le gain est déterministe (comme une étape de dispersion), le gain g vaut 1 et la variance est nulle donc  $\epsilon_{g} = -1$ ;
- Enfin, si le gain suit une autre distribution,  $\epsilon_{\rm g}$  aura une valeur différente de 0, -1 et  $\overline{\rm g}.$

Ainsi, suivant le détecteur, certains facteurs disparaissent, car nuls ou égaux à 1, ou sont factorisés, simplifiant ainsi l'équation finale comme nous le verrons lors du calcul de DQE dans les sections 3.2.3.5, 3.3.2.4 et 3.4.2.4. L'ensemble des paramètres  $\overline{g_i}$ ,  $\epsilon_{g_i}$ ,  $|T_i(\nu)|$  et  $\sigma_{a_i}^2$  sont appelés paramètres QAD.

# 3.2 Caractérisation du détecteur à base de semi-conducteurs CdTe

# 3.2.1 Description du détecteur

Dans les années 1990, une équipe du LETI du centre CEA de Grenoble a étudié les performances de plusieurs types de détecteurs, solides et liquides, en vue de leur utilisation en tomographie haute énergie [43]. Il en est ressorti que le tellurure de cadmium (CdTe) est le compromis idéal, alliant densité relativement élevée ( $\rho = 5.8 \text{ g/cm}^3$ ), petites dimensions et une bonne tenue dans le temps en fonctionnement sous irradiation à température ambiante. Après des tests expérimentaux sur un seul détecteur, le laboratoire a conçu un dispositif complet comprenant une série de 25 capteurs CdTe, séparés par des collimateurs en plomb et suivis d'une chaine d'acquisition électronique. Depuis, ce détecteur a été transféré au LMN. Il est présenté en figure 3.2.1.



FIGURE 3.2.1 – Vue de dessus du détecteur CdTe et ses différents composants

Chaque capteur consiste en une fine tranche de CdTe (section de  $0.8 \times 15 \text{ mm}^2$ , épaisseur 25 mm), qui convertit directement les photons incidents en charge électrique. Lorsque les photons traversent le matériau, un grand nombre d'entre eux interagissent et déposent une certaine quantité d'énergie dans le matériau. Cette énergie produit alors des paires électrons-trous, créant ainsi une charge dans le semi-conducteur. Ce dernier, branché à un

circuit intégrateur, transfert sa charge à une capacité, aux bornes de laquelle une tension est alors créée. La valeur de cette dernière est proportionnelle au nombre de charges collectées, et donc au nombre de photons incidents. L'importante collimation permet de capter *a priori* un signal peu bruité, ce qui sera vérifié.

L'analyse QAD de ce détecteur est détaillée en annexe E.1. Les différentes étapes et paramètres QAD sont résumés dans le tableau 3.1. Les valeurs de ces derniers seront détaillées en section 3.2.3.5.

#	Description	Type d'étape	Symbole
1	Détection des X	Gain binomial	g <sub>1</sub>
2	Conversion des X en énergie déposée	Gain	$g_2$
3	Dispersion de l'énergie dans le capteur	Dispersion	$ T_3(\nu) $
4	Conversion en paires électrons-trous	Gain	g4
5	Collection des électrons	Gain binomial	$g_5$
6	Bruit additif de l'électronique	Bruit	$\sigma_{a_6}^2 / \overline{N_6}$

TABLE 3.1 – Résumé des paramètres QAD pour le détecteur CdTe

## 3.2.2 Caractérisation électrique des cartes d'acquisition

Préalablement aux mesures sous irradiation, les sept cartes d'acquisition ont été testées et calibrées en laboratoire. Les cartes sont étiquetées de B à H et chaque carte comporte 4 voies d'acquisition (par exemple de B1 à B4). En fonctionnement normal, les capteurs CdTe produisent une certaine charge en fonction de la quantité de signal reçue (énergie déposée par les photons). Cette charge (jusqu'à 10 nC) est convertie en tension entre 0 et 10 V par un circuit intégrateur muni d'une capacité de 1 nF. Pour une valeur de tension donnée, la carte renvoie deux valeurs en ADU (*Analog-to-Digital Unit*) : une pour un gain bas, et une pour un gain haut, ce dernier permettant d'améliorer la précision de mesure sur les petites tensions. De cette manière, la gamme dynamique du détecteur est augmentée en comparaison à une unique mesure, ce qui permet d'obtenir une haute gamme dynamique (*High Dynamic Range*, HDR).

L'objectif de la calibration est de mesurer la réponse des cartes en fonction de la charge envoyée en entrée, du minimum détectable jusqu'à la saturation des ADC (*Analog-to-Digital Converters*), qui vaut théoriquement 32767 ADU (correspond à 16 bits signés car les deux ADC du système numérisent de -10 à +10 V). Les configurations réelle et de calibration du détecteur sont représentées par des schémas en figure 3.2.2. Une photo du dispositif expérimental de calibration est proposé en figure 3.2.3.

Pour chaque voie de chaque carte, les deux courbes de correspondance ADU/tension du générateur (une pour chaque gain) permettent d'évaluer le rapport des pentes entre les deux courbes, qui nous donne la valeur précise du gain haut (environ égal à 16).

Il apparaît de ces mesures que toutes les cartes fonctionnent correctement, avec des rapports de pente (Rdp) très proches de 16 (voir tableau 3.2) et des points de mesures qui s'enchaînent. Autrement dit, le gain bas prend correctement le relais sur le gain haut lorsque ce dernier arrive à saturation : les deux courbes de calibration se superposent correctement sur la figure 3.2.4.

La carte B présente en revanche un dysfonctionnement du gain 16 pour les voies 2 et 4, avec des allures de courbes incorrectes : on peut remarquer sur le graphique de gauche



FIGURE 3.2.2 – Configuration réelle (gauche) et de calibration en laboratoire (droite)



FIGURE 3.2.3 – Dispositif expérimental pour la caractérisation des cartes d'acquisition



FIGURE 3.2.4 – Courbes de calibration de la voie 8 (C4) avec correction du rapport des pentes

de la figure 3.2.5 que la saturation du gain 16 de la voie 4 (B4) ne se fait pas comme sur les autres cartes, telle la voie 8 (C4) sur le graphique de droite. Le basculement du gain 16 au gain 1 devra donc se faire pour une valeur de signal seuil plus faible que pour les autres voies.



FIGURE 3.2.5 – Courbes de calibration des voies 4 (B4) (gauche) et 8 (C4) (droite) sans correction du rapport des pentes

Le tableau 3.2 regroupe l'ensemble des informations mesurées pour chaque voie ainsi que le numéro de capteur qui sera branché sur chaque voie pour les mesures sous irradiation. Chaque indicateur est détaillé par la suite.

La saturation correspond à la valeur maximale mesurée pour le gain bas.

La figure 3.2.6 présente les valeurs d'offsets en gains bas et haut pour chaque voie. Remarquons que certaines présentent un offset négatif, signe d'un courant de fuite inverse dans la carte, peut-être généré par des masses différentes.



FIGURE 3.2.6 – Offsets en gain bas (gauche) et haut (droite) des voies à vide

Le bruit des voies à vide, issu de l'offset du gain haut, est présenté en figure 3.2.7. En dehors de la carte C (voies 5 à 8), l'essentiel des cartes ont un bruit entre 0 et 4 ADU. La voie 6 (C2) possède un bruit particulièrement élevé (18 ADU), c'est également la voie possédant des offsets négatifs importants. Cette voie semble donc avoir un comportement sensiblement différent des autres voies.

Voie conto	Numéro de	Rapport des	Saturation	Offset gain	Offset gain	Bruit
vole carte	capteur	pentes	(ADU)	bas (ADU)	haut (ADU)	(ADU)
1 - B1	24	$13.095 \pm 0.003$	31818	59.912	105.835	1.402
2 - B2	25	$11.759 \pm 0.004$	31727	148.808	354.832	1.960
3 - B3	Х	$12.768 \pm 0.003$	31380	195.317	1220.612	2.004
4 - B4	Х	$8.841 \pm 0.006$	28060	-66.186	47.068	3.207
5 - C1	5	$15.779 \pm 0.003$	32239	102.617	1925.217	5.686
6 - C2	6	$15.567 \pm 0.008$	31747	-179.886	-2616.907	18.031
7 - C3	7	$15.796 \pm 0.002$	32640	85.985	1642.405	5.642
8 - C4	8	$15.814 \pm 0.003$	31133	-1215.488	1598.892	5.531
9 - D1	9	$15.71 \pm 0.001$	32431	24.006	636.337	0.582
10 - D2	10	$15.626 \pm 0.001$	32521	106.649	1456.480	0.390
11 - D3	11	$15.752 \pm 0.001$	31941	58.274	768.331	0.986
12 - D4	12	$15.717 \pm 0.001$	31810	92.779	592.076	0.716
13 - E1	13	$15.895 \pm 0.001$	30645	-14.391	-92.746	1.434
14 - E2	14	$15.791 \pm 0.002$	31975	9.705	328.082	3.970
15 - E3	15	$15.812 \pm 0.002$	32479	119.246	2026.059	1.955
16 - E4	16	$15.797 \pm 0.001$	31235	66.206	1171.638	0.981
17 - F1	17	$14.879 \pm 0.001$	32060	101.461	1845.817	1.438
18 - F2	18	$15.436 \pm 0.001$	31723	165.2	752.671	3.108
19 - F3	19	$15.691 \pm 0.001$	30595	125.012	269.388	1.467
20 - F4	20	$15.405 \pm 0.001$	31923	327.903	1014.443	0.622
21 - G1	21	$15.737 \pm 0.001$	31357	52.657	689.664	1.143
22 - G2	22	$15.646 \pm 0.001$	30996	97.329	690.277	1.743
23 - G3	23	$15.568 \pm 0.001$	31572	122.242	969.039	1.306
24 - G4	MON	$15.652 \pm 0.001$	30827	166.206	1387.012	0.764
25 - H1	1	$15.21 \pm 0.001$	31470	11.491	192.922	1.639
26 - H2	2	$15.066 \pm 0.001$	31119	44.139	731.418	3.233
27 - H3	3	$14.916 \pm 0.001$	31374	62.741	1018.933	1.707
28 - H4	4	$15.\overline{133} \pm 0.001$	31164	73.282	1181.649	0.350

TABLE 3.2 – Numéro de capteur, rapport des pentes, saturation, offsets et bruit pour chaque voie



FIGURE 3.2.7 – Bruit des voies à vide

## 3.2.3 Mesures sous irradiation

Les capteurs, numérotés de 1 à 25 (de gauche à droite vu face au détecteur, voir l'annexe D), ont été reliés aux voies des cartes d'acquisition comme indiqué dans le tableau 3.2.

Le moniteur (MON) est constitué d'un capteur en CdTe placé dans un tube en cuivre et positionné près de la cible de la source. Il permet de suivre et de corriger la fluctuation de la dose émise au cours des acquisitions, mais également de détecter les éventuels tirs perdus ou défaillants. De cette façon, il permet d'effectuer un recalage des mesures afin de se soustraire des fluctuations de la source. Sous condition que ce recalage n'induise pas une augmentation du bruit, il peut être appliqué de façon systématique. L'étude des effets du recalage est détaillée en section 3.2.3.3.

Pour toutes les mesures, la tension de polarisation des capteurs vaut 100 V. En plein flux et sans filtration de la source, la dose mesurée à 1 m de la cible vaut 3.5 Gy/min (fréquence de tir de 50 Hz).

La figure 3.2.8 présente un schéma de la configuration expérimentale agrémenté des distances source-détecteur et source-objet.



FIGURE 3.2.8 – Schéma de la configuration expérimentale des mesures sous irradiation avec le détecteur CdTe en géométrie translation-rotation (vue en coupe de dessus)

#### 3.2.3.1 Offsets et bruits

Le programme d'acquisition mesure avant chaque tir la valeur de l'offset, ce qui permet de soustraire l'offset correspondant pour chaque tir, et non une valeur moyenne, corrigeant ainsi au mieux la valeur brute. Cette acquisition de l'offset est même précédée d'une intégration à blanc permettant de vider les capacités reliées aux CdTe. En revanche, cette technique augmente le bruit. En effet, le bruit dont il est question ici est l'écart-type de la distribution de la valeur nette (valeur brute - offset) alors que le bruit de l'offset correspond uniquement au bruit électronique (*read noise*).

Dans le cas de mesures noires, c'est-à-dire sans source X, la valeur brute est censée être égale à l'offset, ce qui a été vérifié. Le bruit total est donc la somme quadratique de deux bruits égaux, ce qui signifie que :

$$Bruit_{tot} = \sqrt{2} \times Bruit_{\acute{e}lec}$$
(3.2.1)

Cette égalité est vérifiée expérimentalement : la figure 3.2.9 présente les valeurs du bruit électronique multiplié par  $\sqrt{2}$  et du bruit de la valeur de signal nette (valeur brute - offset) d'une mesure noire. Les valeurs sont très proches. Cependant, nous pouvons observer une légère baisse globale du bruit entre les deux séries, qui peut s'expliquer par le changement de local de mesure et une baisse du bruit de mode commun.



FIGURE 3.2.9 – Comparaison des bruits électroniques et de valeur nette sur une mesure noire

Il est à noter que le bruit dont il est question ici est celui du gain haut. En effet, celui du gain bas est très petit devant le pas de numérisation et n'a donc pas beaucoup de sens de par son manque de précision et ses effets quasi-inexistants.

Le tableau 3.3 regroupe les valeurs moyennes des offsets bas et haut et de bruit pour chaque capteur.

Ces résultats sont comparés à ceux issus des mesures à vide lors de la calibration des cartes en figure 3.2.10, 3.2.11 et 3.2.12.



FIGURE 3.2.10 – Comparaison des offsets du gain bas en mesures à vide et avec les capteurs

Nous remarquons très majoritairement que le branchement des capteurs et l'environnement de CINPHONIE entraînent une augmentation des offsets. Le courant de fuite produit par les CdTe explique en partie cette augmentation. Les conséquences de cette augmentation sont une réduction du rapport signal sur bruit et de la gamme dynamique.

La figure 3.2.12 présente trois séries de bruits : celui des voies à vide issues de la calibration des cartes, celui avec les capteurs branchés, et celui dans un environnement

N° capteur	<offset bas="" gain=""></offset>	<offset gain="" haut=""></offset>	Bruit avec capteurs
1	$432.78 \pm 0.03$	$6870.7 \pm 0.2$	5.54
2	$243.03 \pm 0.03$	$3909.27 \pm 0.05$	2.40
3	$107.78 \pm 0.03$	$1734.74 \pm 0.05$	2.19
4	$77.71 \pm 0.03$	$1247.28 \pm 0.04$	2.34
5	$130.52 \pm 0.03$	$2351.0 \pm 0.1$	3.06
6	$140.77 \pm 0.03$	$2460.9 \pm 0.2$	11.15
7	$109.76 \pm 0.03$	$2008.16 \pm 0.05$	2.58
8	$-900.7 \pm 0.2$	$6125.7 \pm 0.2$	5.56
9	$122.83 \pm 0.03$	$2165.9 \pm 0.2$	12.82
10	$123.6 \pm 0.1$	$1799.5 \pm 0.2$	10.65
11	$120.6 \pm 0.1$	$1829.7 \pm 0.2$	12.30
12	$327.4 \pm 0.2$	$4573.3 \pm 0.3$	15.76
13	$199.48 \pm 0.02$	$3285.03 \pm 0.05$	2.14
14	$107.26 \pm 0.02$	$1861.06 \pm 0.07$	2.18
15	$71.72 \pm 0.02$	$1256.46 \pm 0.04$	1.85
16	$249.25 \pm 0.03$	$4061.43 \pm 0.06$	2.84
17	$161.96 \pm 0.03$	$2796.6 \pm 0.2$	4.96
18	$895.74 \pm 0.09$	$12343.3 \pm 0.5$	14.04
19	$204.72 \pm 0.08$	$1554.37 \pm 0.08$	4.41
20	$578.8 \pm 0.1$	$5068.1 \pm 0.2$	7.17
21	$91.10 \pm 0.02$	$1765.1 \pm 0.2$	7.30
22	$229.0 \pm 0.2$	$2752.08 \pm 0.3$	16.24
23	$156.52 \pm 0.09$	$1659.5 \pm 0.1$	7.93
24	$86.31 \pm 0.02$	$1554.5 \pm 0.6$	38.29
25	$514.5 \pm 0.2$	$6825 \pm 2$	149.38
MON (26)	$250.1 \pm 0.1$	$1529.8 \pm 0.2$	14.41
X (27)	$43.2 \pm 0.2$	$825.3\pm0.6$	38.79
X (28)	$27.4 \pm 0.4$	$540.4 \pm 0.8$	50.65

TABLE 3.3 – Valeurs moyennes d'offset et de bruit pour chaque capteur pour les mesures noires



FIGURE 3.2.11 – Comparaison des offsets du gain haut en mesures à vide et avec les capteurs



FIGURE 3.2.12 – Comparaison du bruit en mesures à vide, avec les capteurs et sous flux X

irradiant. Cette dernière mesure correspond au bruit mesuré avec un flux X atténué de 20 cm de plomb. Derrière cette épaisseur, le signal capté ne correspond plus qu'au bruit de fond diffusé ambiant (voir figure 3.2.22).

Bien que le branchement des capteurs engendre une première augmentation, l'essentiel du bruit est dû au bruit de fond X, qui contribue à un bruit total moyen de 21.5 ADU (en ne moyennant que sur les 24 premiers capteurs, le dernier étant branché sur la voie B2 défaillante). Cette prépondérance du bruit de fond conduit à uniformiser le bruit total sur l'ensemble des capteurs. En effet, le bruit moyen sur la mesure avec les capteurs branchés vaut 8.2 ADU, avec un écart-type valant 98 % de la moyenne (8.0 ADU), alors que la moyenne du bruit derrière les 20 cm de plomb vaut 21.5 ADU, mais l'écart-type ne vaut plus que 15 % de cette moyenne (3.3 ADU). Notons également que la voie C2, reliée au capteur 6, présente des bruits avec capteur et sous flux X similaires aux autres voies, alors même que nous avions noté lors de la caractérisation des cartes un bruit à vide particulièrement élevé. Cette voie semble à présent se comporter normalement. Une explication plausible serait qu'un problème est survenu lors de la caractérisation des cartes en laboratoire sur la mesure de cette voie, voire de la carte C complète.

La réduction du bruit se fera donc en priorité par une augmentation du blindage du détecteur, avant de chercher à améliorer les capteurs ou leur connectique, puis enfin en réduisant le bruit électronique des cartes *via* une rénovation électrique. Actuellement, la source principale du rayonnement diffusé n'est pas identifiée. Son importance en terme de débit de dose est de l'ordre de 20 mGy/h.

#### 3.2.3.2 Gamme dynamique

Les valeurs de saturation, d'offsets en mesure noire et de bruit en environnement irradiant étant connues, il est possible de calculer la gamme dynamique intrinsèque (GDI) du détecteur. Les CdTe utilisant une combinaison de deux mesures avec deux gains différents, la formule de la gamme dynamique est spécifique :

$$GD_{intrinsèque} = \frac{(Saturation - Offset_{gain bas}) \times Rdp}{Bruit}$$
(3.2.2)

Elle est donnée pour chaque capteur en figure 3.2.13. Sa valeur moyenne sur tous les

capteurs vaut  $2.24 \cdot 10^4$ . Le dernier capteur présente la gamme dynamique la plus faible du fait du bruit bien plus élevé (lié au dysfonctionnement de la voie B2).



FIGURE 3.2.13 – Gamme dynamique intrinsèque pour chaque capteur CdTe

L'environnement irradiant contribuant fortement à la hausse du bruit, la réduction de ce dernier permettra également d'augmenter d'autant la gamme dynamique intrinsèque. Dans le cas hypothétique où le bruit de fond photonique serait supprimé, le bruit total vaudrait alors en moyenne 8.2 ADU, ce qui triplerait pratiquement la GDI moyenne.

### 3.2.3.3 Effet du recalage

La valeur recalée d'une mesure se calcule grâce à l'équation 3.2.3 :

$$Valeur_{recalée} = Valeur_{nette} \times \frac{\langle Valeur_{moniteur} \rangle}{Valeur_{moniteur} du tir}$$
(3.2.3)

Le risque d'effectuer un recalage, ou une série de recalages comme ici, est d'ajouter des sources de bruit à la mesure : en recalant avec la valeur du moniteur, le signal est certes corrigé de la fluctuation temporelle de la source X, mais on y ajoute également le bruit du moniteur. Il faut donc s'assurer que ce dernier soit négligeable devant celui du capteur, de façon à ce que le recalage ne soit pas à l'origine d'une augmentation significative du bruit. Si le bruit relatif n'augmente pas après recalage, nous pourrons l'appliquer systématiquement à chaque tir. Dans le cas contraire, seuls les tirs défaillants seront recalés.

Une mesure en plein flux a servi de mesure test. Sur la figure 3.2.14 est tracé le signal du moniteur, sur lequel nous identifions facilement les tirs défectueux. Le signal avant et après recalage du capteur central (n°13) est tracé en figure 3.2.15. Nous retrouvons les tirs défectueux sur la courbe sans recalage, mais les baisses de signal disparaissent presque toutes après recalage. Il est à noter que les tirs défectueux provoquent au plus une baisse du signal du moniteur de 2500 ADU, soit 10 % de sa valeur nette.

Les valeurs de signal moyen et de bruits absolu et relatif sont regroupées dans le tableau 3.4, et nous remarquons que le bruit relatif avec recalage est inférieur à celui sans recalage. Sur cette mesure et sur ce capteur, le recalage n'augmente donc pas le bruit.

Le recalage du signal par le moniteur ne génère donc pas de bruit additionnel à l'environnement irradiant (bruit de fond X), au contraire il le diminue. Si l'on cherche à diminuer le bruit, la priorité reste au blindage du détecteur avant de chercher à optimiser le recalage avec le moniteur.



FIGURE 3.2.14 – Valeurs du moniteur pour la mesure en plein flux



FIGURE 3.2.15 – Valeurs en sortie du capteur central pour la mesure en plein flux avec et sans recalage

	Sans recalage	Avec recalage
Moyenne (ADU)	76 820	76 816
Bruit absolu (ADU)	643	427
Bruit relatif	0.84~%	0.56~%

TABLE 3.4 – Moyenne et bruit du signal du capteur principal sans et avec recalage

Le second recalage consiste à effectuer une *mise à plat*, c'est-à-dire à utiliser le signal relatif à la valeur en plein flux. Cela permet de corriger l'anisotropie du faisceau par rapport au signal absolu. Le bruit supplémentaire engendré est minimisé en moyennant la valeur de plein flux sur le maximum de tirs utiles.

### 3.2.3.4 Evaluation de la résolution spatiale

Une méthode standardisée d'évaluation de la résolution spatiale d'un système d'imagerie consiste à acquérir l'image d'un IQI (Indicateur de Qualité d'Image)<sup>5</sup>. L'IQI Duplex à fils est couramment utilisé car sa fabrication et son utilisation sont également encadrées par une norme<sup>6</sup>. Cet objet est composé de quinze paires de fils (en tungstène ou platine suivant leur diamètre) allant d'un diamètre de 0.8 mm à 0.032 mm et séparés de cette même distance, immobilisés dans un petit pavé de plastique transparent stable. La figure 3.2.16 propose une image de cet IQI et le tableau 3.5 ses caractéristiques géométriques.



FIGURE 3.2.16 – IQI Duplex (Crédit : NDT Supply)

Nº paire de file	Diamètre et espacement
iv parie de lins	des fils (mm)
15D	0.032
14D	0.040
13D	0.050
12D	0.063
11D	0.080
10D	0.100
9D	0.130
8D	0.160
7D	0.200
6D	0.250
5D	0.320
4D	0.400
3D	0.500
2D	0.630
1D	0.800

TABLE 3.5 – Caractéristiques géométriques de l'IQI Duplex

<sup>5.</sup> Norme NF EN ISO 17636-2 :2013

<sup>6.</sup> Norme NF EN ISO 19232-5 :2018

D'après la norme, la résolution spatiale est évaluée en fonction du contraste entre deux fils de même diamètre : elle vaut le diamètre de la plus grosse paire de fils pour laquelle le contraste est inférieur à 20 %.

En pratique, il est plus précis de passer par la mesure de l'ESF via la méthode du front absorbant (sharp edge method [44, 35]), de laquelle découlent la LSF et la MTF, qui donnent a priori une information plus complète sur la résolution spatiale. Cependant, les pixels du détecteur à base de CdTe étant non jointifs, la mise en place de la mesure s'avère être compliquée. Cette technique sera utilisée pour les deux autres détecteurs.

Pour cette mesure sur IQI, seul le capteur central (n°13) est utilisé, car il est centré sur l'axe du tomographe. Le gain 16 étant saturé car les IQI sont des objets fins et peu denses, le signal en sortie est exclusivement celui du gain 1. La source est également filtrée par 10 mm d'acier. La vitesse du banc mécanique est de 5 mm/s, ce qui donne un pas d'échantillonnage de 0.1 mm dans le plan objet. La distance source-détecteur SD vaut 3500 mm et la distance source-objet SO vaut 2447 mm, ce qui donne un grandissement G de 1.43. Le signal obtenu est tracé en figure 3.2.17.



FIGURE 3.2.17 – Signal en sortie du capteur principal pour l'IQI Duplex

Le signal tel quel est difficilement exploitable, notamment du fait du bruit trop important (près de 400 ADU mesuré entre 240 et 250 mm). À défaut de pouvoir refaire la mesure à vitesse réduite, nous pouvons effectuer un regroupement des points 2 par 2 (binning). Le signal correspondant est comparé au signal original en figure 3.2.18.



FIGURE 3.2.18 – Signal pour l'IQI Duplex sans et avec binning double

Le signal binné permet de calculer des valeurs de contraste relatif pour les trois premières paires de l'IQI Duplex, présentées dans le tableau 3.6. Pour chaque paire de fils, on évalue trois valeurs ADU : la moyenne des deux pics correspondants aux fils, la plus faible valeur entre les fils (vallée) et la valeur moyenne à l'extrémité des fils (valeur externe). Comme expliqué dans la section 1.4.3, le contraste relatif correspond alors au rapport de l'écart pic-vallée sur l'écart pic-valeur externe. Ces trois valeurs étant des moyennes, les écarts-types associés permettent d'estimer grossièrement l'incertitude sur le contraste.

1 <sup>ère</sup> paire	$64\%\pm7\%$
$2^{\rm ème}$ paire	$31\%\pm12\%$
3 <sup>ème</sup> paire	$49\%\pm19\%$

TABLE 3.6 – Contraste relatif sur les paires de l'IQI Duplex en binning double

Les importantes incertitudes rendent toutefois l'exploitation de ces résultats très restreinte. Nous utilisons donc une autre méthode pour évaluer la résolution spatiale. À partir des données sur la configuration expérimentale, il est en effet possible de simuler cette mesure avec le code MODHERATO dans lequel est reproduit la géométrie expérimentale (l'annexe F présente le fonctionnement de ce code). On peut alors calculer la valeur de flou permettant d'obtenir ces contrastes. Une telle simulation prenant en compte le flou de la source, les MTF et valeurs de flou présentées ci-dessous sont directement corrigées de la contribution de la source au flou total. Elles correspondent donc uniquement au flou du détecteur.

Afin d'avoir une solution analytique pour la MTF, la LSF des CdTe est ajustée à une courbe composée d'une somme d'une fonction porte et d'une gaussienne :

$$LSF(\mathbf{x}) = \frac{\mathbf{N}_1 \cdot \Box\left(\frac{\mathbf{x}}{\mathbf{a}}\right) + (1 - \mathbf{N}_1) \cdot \exp\left(-\frac{\mathbf{x}^2}{2\sigma^2}\right)}{\mathbf{N}_1 \mathbf{a} + (1 - \mathbf{N}_1)\sqrt{2\pi}\sigma}$$
(3.2.4)

avec N<sub>1</sub> la proportion de la porte, a la largeur de la porte (en mm), et  $\sigma$  l'écart-type de la gaussienne tel que FWHM =  $2\sqrt{2\ln(2)\sigma}$ . La MTF correspondante est alors :

$$MTF(\nu) = \frac{N_1 \cdot a \cdot \operatorname{sinc}(\pi a \nu) + (1 - N_1) \cdot \sqrt{2\pi} \cdot \sigma \cdot \exp\left(-2\pi^2 \sigma^2 \cdot \nu\right)}{N_1 \cdot a + (1 - N_1) \cdot \sqrt{2\pi} \cdot \sigma}$$
(3.2.5)

L'ajustement des trois paramètres  $N_1$ , a et FWHM dans la simulation MODHERATO permet de déterminer les valeurs optimales pour une correspondance entre simulation et expérience. Ces valeurs sont regroupées dans le tableau 3.7. En comparaison, la LSF issue d'une précédente simulation MCNP de ces capteurs est également ajustée avec une telle courbe. Les valeurs de cette LSF sont également données dans le tableau 3.7.

	MCNP	MODHERATO
$N_1$	0.679	0.75
a	$0.718 \mathrm{~mm}$	$0.8 \mathrm{mm}$
FWHM	$0.566 \mathrm{~mm}$	2  mm

TABLE 3.7 – Paramètres d'ajustement des LSF simulées avec MCNP (simulation initiale) et avec MODHERATO (simulation pour comparaison et ajustement à la mesure expérimentale avec l'IQI Duplex)

Ces paramètres sont utilisés pour tracer en figure 3.2.19 les LSF et MTF MCNP et MODHERATO grâce aux expressions analytiques 3.2.4 et 3.2.5.



FIGURE 3.2.19 – LSF et MTF simulées avec MCNP et MODHERATO (plan détecteur). Les LSF ont leur amplitude normée à 1 afin que les échelles soient identiques.

Bien que la LSF MODHERATO ait une allure un peu éloignée des points issus de la simulation MCNP, ses paramètres permettent d'ajuster la réponse du détecteur à l'IQI, comme nous pouvons le voir sur la figure 3.2.20.

La courbe de la MTF MODHERATO est en-dessous de celle de la MTF MCNP, ce qui se traduit par une perte de contraste en fonction de la fréquence spatiale plus rapide. La résolution spatiale est donc dégradée, d'où une précision moindre.



FIGURE 3.2.20 – Comparaison des mesures expérimentales et de la simulation MODHE-RATO pour l'IQI Duplex

Nous considérons que les LSF et MTF obtenues par ajustement de la simulation MOD-HERATO représentent les LSF et MTF expérimentales.

Les capteurs CdTe ayant une largeur de 0.8 mm, la fréquence de Shanon-Nyquist (voir section 1.4.2) associée vaut 0.625 cycle/mm. Cependant, le pas d'échantillonnage est ici plus fin (0.1 mm, ou le double après binning). C'est donc la fréquence de Shanon-Nyquist associée à ce pas qui limite la MTF, à savoir 5 cycle/mm (ou 2.5 cycle/mm en binning).

On peut intuitivement penser que les points de contraste calculés en début de section sur les IQI Duplex peuvent être reportés sur le graphique de la MTF. Cependant, comme expliqué en section 1.4.11, le contraste mesuré avec le motif d'une paire de fils d'un IQI Duplex n'est pas comparable à une MTF, qui est calculée à partir d'un signal sinusoïdal continu. De plus, pour chaque fréquence spatiale, le nombre de fils est trop faible pour correspondre à un signal continu [45].

La fréquence spatiale limite  $\nu_1$  permettant de calculer la résolution spatiale (voir section 1.4.11) est prise telle que MTF( $\nu_1$ ) = 0.1. Elle vaut 1.04 cycle/mm pour les CdTe, ce qui correspond à une résolution spatiale dans le plan détecteur de 0.96 mm. La simulation MCNP prévoyait une résolution spatiale de 0.77 mm, ce qui était une valeur optimiste.

## 3.2.3.5 Atténuation du signal : DQE et RSB

Des mesures avec différentes épaisseurs de plomb, obtenues en plaçant des briques de 5 cm d'épaisseur (figure 3.2.21) dans le plan objet (figure 3.2.8), permettent d'évaluer l'atténuation du signal ainsi que le RSB du détecteur en fonction de l'épaisseur de plomb traversée.



FIGURE 3.2.21 – Configuration des briques de plomb pour les mesures d'atténuation

Dans un premier temps, nous comparons en figure 3.2.22 le signal absolu moyen mesuré en fonction de l'épaisseur de plomb traversée, à la simulation MODHERATO de cette même mesure, d'abord seule, puis en y ajoutant l'offset expérimental. Ce dernier correspond au rayonnement diffusé résiduel, il n'est pas simulé avec MODHERATO. La courbe simulée est calibrée par rapport à la dose mesurée en plein flux (4.8m Gy/s). La superposition de la courbe simulée additionnée de l'offset expérimental coïncide avec les points expérimentaux, ce qui signifie que les paramètres QAD issus de l'analyse du détecteur CdTe et implémentés dans la simulation MODHERATO sont corrects.



FIGURE 3.2.22 – Comparaison des mesures des CdTe avec des briques de plomb aux simulations avec et sans offset expérimental

La validation des paramètres QAD permet alors de déterminer la DQE de ce détecteur. Après simplification de l'équation théorique 3.1.3, la formule de la DQE pour les CdTe est donnée ci-dessous :

$$DQE(\nu) = \frac{g_1 g_2 |T_3(\nu)|^2}{1 + (g_2 + \epsilon_{g_2}) |T_3(\nu)|^2 + \frac{\epsilon_{g_4}}{g_4} + \frac{1 + \sigma_{a_6}^2 / \overline{N_6}}{g_4 g_5}}$$
(3.2.6)

avec :

- g<sub>1</sub> = 0.42, l'efficacité d'interaction des X dans le semi-conducteur, obtenue avec la loi de Beer-Lambert (voir équation 1.2.1) et le coefficient d'atténuation massique à 2.6 MeV issu de la bibliothèque XCOM [14];
- $g_2 = 1.72 \text{ MeV/photon}$  le gain de conversion en énergie déposée, évalué par simulation MCNP;
- $\epsilon_{g_2}$  l'excès de Poisson du gain  $g_2$  évalué à partir de l'écart-type de la distribution de ce gain  $\sigma_{g_2} = 0.98$  MeV/photon;
- $|T_3(\nu)|$  la MTF expérimentale;
- g<sub>4</sub> = 2.31 · 10<sup>5</sup> paires/MeV, la conversion de l'énergie déposée en paires électron-trou;
- $\epsilon_{g_4} = -0.85$  l'excès de Poisson du gain  $g_4$  évalué à partir du facteur de Fano pour ce matériau (voir annexe E.1);
- $g_5 = 0.78$ , l'efficacité de collection des électrons, évaluée au LETI;
- $\underline{\sigma_{a_6}}$  le bruit moyen mesuré des capteurs : 21.5 ADU soit 2.64 · 10<sup>6</sup> e<sup>-</sup> ;
- $\overline{N_6}$  le nombre moyen d'électrons à l'étape 6 pour un nombre moyen de photons incidents  $\overline{N_0}$  :  $\overline{N_6} = \prod_{i=1}^6 g_i \cdot |T_i(\nu)|^2 \times \overline{N_0}$ .

Les valeurs de  $g_1$  et  $g_2$  diffèrent d'une précédente étude [46] portant sur les performances des détecteurs dans le cas d'une utilisation avec le Saturne, pour lequel l'énergie moyenne du faisceau était estimée à 5 MeV. Dans le cas présent, les valeurs correspondent à l'énergie moyenne du Mini Linatron, soit 2.6 MeV.

La DQE intrinsèque ( $\overline{N_0} = 1$ ) des CdTe est tracée en figure 3.2.23.



FIGURE 3.2.23 – DQE intrinsèque du détecteur à base de CdTe

À partir de la formule de la DQE, nous pouvons évaluer le RSB en sortie de capteur, par remaniement de la formule 3.1.2 définissant la DQE :

$$RSB_{sortie} = \sqrt{DQE} \times RSB_{entrée}$$
(3.2.7)

Le RSB en entrée vaut :

$$RSB_{entrée} = \frac{\overline{N_0}}{\sigma_{N_0}}$$
(3.2.8)

avec  $\sigma_{N_0}$  l'écart-type du nombre de photons incidents, qui vaut  $\sqrt{N_0}$  pour une fluctuation statistique de la source suivant une loi de Poisson. Ainsi :

$$RSB_{entrée} = \sqrt{\overline{N_0}}$$
(3.2.9)

Le nombre moyen de photons incidents  $\overline{N_0}$  est calculé à partir du flux surfacique nominal du Mini Linatron, évalué par simulation et recalage au débit de dose à  $1.5 \cdot 10^5 \text{ X/mm}^2/\text{tir}$ , de la section des capteurs de  $0.8 \times 1.2 \text{ mm}^2$  et du nombre de tirs (un seul pour ce détecteur).

Dans le cas des courbes théoriques, on passe du nombre moyen de photons incidents  $\overline{N_0}$ à une épaisseur de plomb correspondante x en cm grâce à la loi de Beer-Lambert (équation 1.2.1) :

$$\overline{\mathbf{N}_{0}} = \overline{\mathbf{N}_{\text{nom}}} \cdot \exp\left(-\mu \mathbf{x}\right) \tag{3.2.10}$$

avec  $\overline{N_{nom}}$  le nombre moyen de photons incidents pour un flux surfacique nominal et  $\mu$  le coefficient d'atténuation linéique (voir section 1.2.1) du plomb à l'énergie moyenne du faisceau soit 2.6 MeV, qui vaut 0.488 cm<sup>-1</sup> [14].

Il est maintenant possible de comparer les valeurs de rapport signal sur bruit mesurées à la courbe théorique issue de l'analyse QAD. Le RSB expérimental pour chaque épaisseur de plomb  $x_{Pb}$  est calculé ainsi :

$$RSB = \frac{Signal \ moven(x_{Pb}) - Offset_{exp}}{Bruit(x_{Pb})}$$
(3.2.11)

Le RSB issu de l'analyse QAD est tracé sur la figure 3.2.24 en fonction de l'équivalent en épaisseur de plomb traversée et est comparé aux points expérimentaux.



FIGURE 3.2.24 – RSB mesuré du capteur principal des CdTe et RSB issu de l'analyse QAD en fonction de l'épaisseur de plomb traversée

Les points expérimentaux correspondent à la courbe de l'analyse QAD, ce qui prouve qu'en plus des paramètres QAD, la prise en compte du bruit dans l'analyse est également juste.

# 3.2.4 Récapitulatif des performances

Les performances du détecteur CdTe en fonctionnement à 250 Hz et en gain bas sont récapitulées ci-dessous, en convertissant les valeurs ADU en débit équivalent de dose (DED). Cette conversion d'unité a été effectuée par calibration directe avec la mesure de dose enregistrée au contact du détecteur. Suivant le débit de dose du LINAC utilisé, donner les performances du détecteur dans cette même unité permet de déterminer rapidement si ce dernier est utilisé dans sa plage de fonctionnement optimale.

- □ Saturation moyenne : 7.43 Gy/min
- $\Box$  Bruit total moyen sous flux :  $3.17 \cdot 10^{-4}$  Gy/min
- $\square$  Gamme dynamique intrinsèque moyenne : 2.24  $\cdot$   $10^4$
- $\hfill\square$ Résolution spatiale dans le plan détecteur : 0.96 mm

# 3.3 Caractérisation du détecteur CdWO<sub>4</sub>

# 3.3.1 Description du détecteur

Cette section détaille l'étude d'un modèle de caméra linéaire à rayons X issue de la série XIH8800 proposé par la société américaine X-Scan Imaging [47]. Ce détecteur est basé sur un scintillateur solide en tungstate de cadmium (CdWO<sub>4</sub>), un matériau scintillant de haute densité ( $\rho = 7.9 \text{ g/cm}^3$ ) avec un pic d'émission lumineuse à 475 nm [48]. Ce scintillateur est découpé en fines aiguilles disposées les unes à côté des autres sur un arc de cercle dont le centre est la cible de la source X. Les photons incidents de haute énergie créent des photons visibles en interagissant dans les aiguilles. Ces derniers sont guidés en sortie des aiguilles vers un réseau de fibres optiques, qui les conduit finalement jusqu'à une barrette de photodiodes située hors champ. Un plan de cette caméra est proposé en figure 3.3.1.

L'analyse QAD de ce détecteur est détaillée en annexe E.2. Les différentes étapes et paramètres QAD sont résumés dans le tableau 3.8. Les valeurs de ces derniers seront détaillées en section 3.3.2.4.

#	Description	Type d'étape	Symbole
1	Détection des X	Gain binomial	$g_1$
2	Conversion des X en énergie déposée	Gain	$g_2$
3	Dispersion de l'énergie dans l'aiguille	Dispersion	$ T_3(\nu) $
4	Conversion en lumière visible	Gain	$g_4$
5	Efficacité de la fibre optique	Gain binomial	$g_5$
6	Efficacité quantique des photodiodes	Gain binomial	$g_6$
7	Bruit additif de l'électronique	Bruit	$\sigma_{\mathrm{a}_7}^2/\overline{N_7}$

TABLE 3.8 – Résumé des paramètres QAD pour le détecteur  $CdWO_4$ 



FIGURE 3.3.1 – Plan de la caméra linéaire à  $CdWO_4$  segmenté (l'arc de cercle rouge décrit le positionnement des aiguilles) (Crédit : X-Scan Imaging)

# 3.3.2 Mesures sous irradiation

Le détecteur testé est une section unitaire de longueur 153.6 mm, soit 384 pixels de largeur 0.4 mm. Les aiguilles affichent une section de  $0.36 \times 0.6$  mm<sup>2</sup> et une longueur de 10 mm. Elles sont chacune entourées d'une feuille de guidage des photons visibles, épaisse de 20  $\mu$ m, ce qui explique la différence entre la largeur des pixels et celle des aiguilles. Une photo de ce détecteur est proposée en figure 3.3.2.

La configuration exprimentale est similaire à celle du détecteur CdTe (voir figure 3.2.8), avoir cette fois une géométrie en éventail (*fan beam*). Les distances sont légèrement différentes : la distance source-collimateur vaut 3552 mm et le collimateur a une épaisseur de 200 mm, ce qui aboutit à une distance source-détecteur SD de 3752 mm. La distance source-objet variera d'une mesure à l'autre, voilà pourquoi elle sera explicitée lorsqu'elle sera utile.

Ce détecteur propose également le choix entre deux gains, dont le rapport vaut environ 2. Cependant, contrairement aux CdTe, il faut choisir le gain avant le lancement de l'acquisition. Le temps d'intégration peut être réglé à 5 ou 10 ms. De manière générale, il sera réglé à 5 ms, sauf mention expresse du contraire. Le débit de dose mesuré au niveau du détecteur en plein flux vaut 3.3 mGy/s. Toutes les acquisitions ont été faites sur 5000 tirs, permettant d'obtenir de bonnes statistiques sur les valeurs moyennes.

De manière générale, cette campagne de mesure a rencontré des difficultés de synchronisation entre la fréquence de tir de la source X et le lancement de l'acquisition du détecteur. Comme l'illustrent les bandes noires présentes sur l'image brute en sortie de détecteur de la figure 3.3.2, il en résulte des acquisitions entachées de mesures défaillantes, c'est-à-dire dont la valeur n'est pas exploitable. Pour ces tirs, la valeur moyenne des pixels est soit nulle, soit très faible (plus faible qu'une valeur de noir). Les mesures ont donc été corrigées en supprimant les tirs défaillants, par application d'une valeur seuil sur la moyenne du signal de tous les pixels.



FIGURE 3.3.2 – Vue du détecteur CdWO4 testé (gauche) et image brute en sortie d'acquisition (droite) (chaque ligne correspond à l'acquisition d'un tir)

### 3.3.2.1 Offsets et bruits

Contrairement aux CdTe, le logiciel d'acquisition n'enregistre pas ici une mesure noire à chaque tir, mais uniquement les signaux des tirs. Il convient donc d'effectuer une mesure noire avant les séries de mesures réelles, afin de soustraire l'offset en post-traitement.

La comparaison de l'offset avant et après une série de mesures avec des briques de plomb (voir section 3.3.2.4) nous permet de juger de la stabilité de la valeur de l'offset au cours du temps à l'échelle d'une session de mesure. Les courbes étant identiques, l'offset n'a effectivement pas dérivé durant la mesure. On pourra donc considérer que l'offset moyen est stable à l'échelle d'une tomographie.

Les différents profils d'offset mesurés sur des acquisitions noires et tracés en figure 3.3.3 indiquent que l'offset en gain haut est 2 à 3 % plus élevé qu'en gain bas, et que pour un même gain, l'offset augmente également avec le temps d'intégration, mais pas de manière proportionnelle : on observe une augmentation de 3 à 13 % pour un temps d'intégration doublé. L'offset possède donc une composante fixe, indépendante du temps d'intégration et du gain choisis.



FIGURE 3.3.3 – Offsets du CdWO<sub>4</sub> pour différentes combinaisons temps d'intégration et de gain

Des courbes de bruit sont tracées en figure 3.3.4. Parmi les sept mesures noires effectuées, trois présentent des bruits gaussiens avec un bruit moyen de 11.3 ADU en gain bas et de 14.3 ADU en gain haut. Les autres mesures présentent une distribution du bruit non gaussienne, telle la courbe rouge, qui laisse supposer qu'un problème existe dans le traitement de ces mesures.

Le bruit moyen sous irradiation derrière 25 cm de plomb, en gain bas, vaut 13.6 ADU. Le flux X augmente donc le bruit, mais dans une moindre mesure par rapport aux CdTe. Ce n'est pas le facteur de bruit dominant. Le bruit reste gaussien, mais avec une FWHM plus élevée : les valeurs de bruit par pixel sont plus étalées autour de la moyenne, ce qui est bien visible sur la courbe jaune de la figure 3.3.4.

Le bruit moyen sous irradiation du gain haut n'a pas été directement mesuré. En revanche, il est possible de l'estimer :



FIGURE 3.3.4 – Bruits mesurés pour le CdWO<sub>4</sub>

 $Bruit_{gain haut}(25 \text{ cm Pb}) =$ 

$$\sqrt{\text{Bruit noir}_{\text{gain haut}}^2 + Rdg^2 \times \left(\text{Bruit}_{\text{gain bas}}(25 \text{ cm Pb})^2 - \text{Bruit noir}_{\text{gain bas}}^2\right)} \quad (3.3.1)$$

Le bruit total est reconstitué en sommant quadratiquement le bruit noir en gain haut et la contribution du bruit photonique au bruit total en gain bas. Le rapport des gains (Rdg) vaut en moyenne 1.97 mais varie pour chaque pixel. Moyenné sur tous les pixels, le bruit en gain haut vaut alors 17.7 ADU.

#### 3.3.2.2 Saturation et gamme dynamique

Pour des mesures en gain haut en plein flux, la source a été filtrée avec 30 mm d'acier pour éviter la saturation. En effet, une partie des pixels (le tiers central du détecteur) sature en plein flux. D'après la documentation X-Scan sur le détecteur [49], les ADC sont codés sur 16 bits non signés, ce qui signifie une saturation des ADC à 65535 ADU. D'après cette mesure, la saturation a plutôt lieu aux alentours de 62060 ADU. Cela signifie que les photodiodes saturent avant les ADC, tout en utilisant les capacités des ADC pratiquement à leur maximum, ce qui est un point positif. En revanche, le gain bas ne sature pas en plein flux sans filtration. Dans ce cas, il était alors inutile de filtrer.

Cette valeur de saturation permet de calculer la gamme dynamique intrinsèque du détecteur pour chaque gain. On utilise l'offset issu des mesures noires et le bruit mesuré en environnement irradiant. La gamme dynamique est évaluée sur chaque pixel puis moyennée, de façon à lisser les performances pour ne garder que deux valeurs générales représentatives du détecteur dans son ensemble.

Ainsi, les gammes dynamiques intrinsèques en gain bas et haut valent respectivement  $4.31 \cdot 10^3$  et  $3.32 \cdot 10^3$ . Notons que ces valeurs sont données pour un tir unique. Dans le cas d'une acquisition moyennée sur plusieurs tirs, le bruit s'en trouverait divisé par la racine carrée du nombre de tir, et par conséquent la GDI augmentée du même facteur. Ainsi, pour une acquisition d'un profil d'atténuation sur 100 tirs, on passe à des gammes dynamiques intrinsèques 10 fois plus élevées.

Dans une perspective d'optimisation de la gamme dynamique, il serait intéressant d'imaginer combiner une mesure en gain bas avec une mesure en gain haut de façon à obtenir une HDR, à la manière des CdTe (voir section 3.2.2). Dans le cas des CdWO<sub>4</sub>, en revanche, cela impliquerait de faire chaque mesure deux fois. Une piste d'étude serait de comparer des gammes dynamiques en gain haut ou bas pour 100 tirs, avec une HDR combinant 50 tirs pour chaque gain, de façon à maintenir un temps d'acquisition identique. L'amélioration de la gamme dynamique par une réduction du bruit semble plus complexe que dans le cas des CdTe, car ici l'environnement irradiant ne contribue que faiblement au bruit total. L'essentiel du bruit est d'origine électronique.

# 3.3.2.3 Évaluation de la résolution spatiale

### Mesure de l'ESF

Les pixels du CdWO<sub>4</sub> étant jointifs, la méthode du front absorbant pour l'évaluation de l'ESF peut être utilisée. Une brique de cuivre de 5 cm d'épaisseur est placée devant la moitié du détecteur, au contact du collimateur (voir figure 3.3.5). L'alignement entre le bord de la brique, le centre du détecteur et le centre de la source est réalisé avec un laser pour une précision maximale. Rappelons que la distance source-détecteur vaut 3752 mm (voir section 3.3.2). La distance source-objet SO correspond quant à elle à la distance source-collimateur soustraite de la moitié de l'épaisseur de la brique de cuivre, soit 3552 - 25 = 3527 mm. Le facteur de grandissement G vaut alors 1.064.



FIGURE 3.3.5 – Configuration de la mesure de l'ESF des  $CdWO_4$  avec une brique de cuivre

Le calcul de l'ESF est alors effectué par mise à plat de la mesure :

$$ESF(n^{\circ} pixel) = \frac{\langle Valeur(n^{\circ} pixel) \rangle - \langle Offset(n^{\circ} pixel) \rangle}{\langle Signal plein flux(n^{\circ} pixel) \rangle - \langle Offset(n^{\circ} pixel) \rangle}$$
(3.3.2)

avec <Valeur>, <Offset> et <Signal plein flux> respectivement les valeurs moyennes pour chaque pixel des mesures avec la brique, noire et en plein flux. Ces valeurs sont moyennées sur tous les tirs pour une précision maximale.

L'ESF ainsi obtenue est réduite aux 25 points centraux, normalisée, puis post-traitée. Les points expérimentaux sont ajustés avec une fonction composée d'une somme de deux fonctions erreur, qui donne par dérivation une LSF sous la forme d'une somme de deux gaussiennes. Nous pouvons alors appliquer une méthode analogue à celle développée en section 2.2.2.3 du chapitre 2, car nous retrouvons les formules analytiques permettant d'obtenir les LSF et MTF :

$$LSF(x) = \frac{N_1 \cdot \exp\left(\frac{-x^2}{2\sigma_1^2}\right) + (1 - N_1) \cdot \exp\left(\frac{-x^2}{2\sigma_2^2}\right)}{\sqrt{2\pi} \left(N_1 \sigma_1 + (1 - N_1) \sigma_2\right)}$$
(3.3.3)

$$MTF(\nu) = \frac{N_1 \cdot \sigma_1 \cdot \exp\left(-2\pi^2 \cdot \sigma_1^2 \cdot \nu^2\right) + (1 - N_1) \cdot \sigma_2 \cdot \exp\left(-2\pi^2 \cdot \sigma_2^2 \cdot \nu^2\right)}{N_1 \cdot \sigma_1 + (1 - N_1) \cdot \sigma_2}$$
(3.3.4)

avec N<sub>1</sub> la proportion de la première gaussienne et FWHM =  $2\sqrt{2\ln(2)}\sigma$  la largeur à mi-hauteur de chaque gaussienne.

La composante du flou due à la tache focale de la source est supprimée. Sa LSF est une gaussienne simple de largeur à mi-hauteur 3.5 mm dans le plan source, qui donne une fois ramenée dans le plan détecteur, une gaussienne de FWHM 0.22 mm. La MTF totale divisée par la MTF source donne alors la MTF détecteur, qui est à nouveau ajustée avec une courbe type double gaussienne, dont les paramètres sont listés dans le tableau 3.9. L'ensemble des courbes sont tracées sur les graphiques de la figure 3.3.6. Le pas d'échantillonage valant la largeur des aiguilles, à savoir 0.4 mm, la fréquence de Shanon-Nyquist (voir section 1.4.2) vaut pour ce détecteur 1.25 cycle/mm. Voilà pourquoi les MTF ne sont pas tracées au-delà de cette limite.

$N_1$	$0.707 \pm 0.006$
$FWHM_1$	$1.057 \pm 0.006 \text{ mm}$
$FWHM_2$	$3.50\pm0.03~\mathrm{mm}$

TABLE 3.9 – Paramètres d'ajustement expériment aux des LSF et MTF du détecteur CdWO<sub>4</sub> dans le plan détecteur



FIGURE 3.3.6 – ESF, LSF et MTF totale, de la source et du détecteur CdWO<sub>4</sub> dans le plan détecteur. Les amplitudes des LSF sont normées à 1 afin que les échelles soient identiques.

## Mesure avec un IQI Duplex

Afin de valider la MTF calculée précédemment, une mesure avec un IQI Duplex (lui aussi placé au contact du collimateur) est également effectuée dans le but de comparer la perte de contraste sur les paires de fils avec sa simulation dans le code MODHERATO. La distance source-objet correspond ici à la distance source-collimateur, soit 3552 mm. Le facteur de grandissement G vaut 1.056. Cette simulation prend en paramètres d'entrée l'allure de la MTF avec en valeurs initiales celles du tableau 3.9. Cependant, afin d'obtenir une cohérence convenable entre simulation et mesures, les paramètres doivent être modifiés. Tout comme pour les CdTe, le flou de la source est dans ce cas directement pris en compte dans la simulation, ce qui implique que les valeurs ci-desous concernent uniquement le détecteur.

Les nouvelles valeurs sont regroupées dans le tableau 3.10. Cette modification s'explique par le fait que la mesure par front absorbant a une précision limitée par le positionnement de la brique. Un défaut d'ajustement, même minime, explique la différence entre les paramètres mesurés et ceux retenus par comparaison simulation-expérience.

Les incertitudes données correspondent à la plage de variation des paramètres lors des simulations MODHERATO qui permettaient d'obtenir une courbe suffisamment cohérente avec les points de mesures.

N <sub>1</sub>	$0.71 \pm 0.01$
FWHM <sub>1</sub>	$0.8 \pm 0.1 \text{ mm}$
FWHM <sub>2</sub>	$3 \pm 0.5 \text{ mm}$

TABLE 3.10 – Paramètres finaux des LSF et MTF du CdWO<sub>4</sub> dans le plan détecteur

La limite de résolution d'une telle MTF vaut 0.777 cycle/mm, ce qui correspond à une résolution spatiale dans le plan détecteur de 1.29 mm. En comparaison, la simulation MCNP associée évalue cette résolution spatiale à 0.5 mm. Tout comme pour les CdTe, la résolution spatiale expérimentale est plus grossière que la résolution simulée avec MCNP. L'écart est cependant ici plus élevé, avec une valeur expérimentale plus de deux fois supérieure à la valeur simulée.

La courbe simulée avec les paramètres du tableau 3.10 et les points expérimentaux sont présentés en figure 3.3.7. Les valeurs expérimentales sont moyennées sur tous les tirs utiles de la mesure. Il apparaît bien que les deux séries concordent, ce qui valide les paramètres du tableau 3.10.

#### 3.3.2.4 Atténuation du signal : DQE et RSB

De même que pour les CdTe, une série de cinq mesures a été effectuée, avec une épaisseur de plomb traversée croissante de 5 à 25 cm par pas de 5 cm. Pour ces mesures, les valeurs sont moyennées sur 100 tirs et non sur 5000, ceci afin de respecter l'équivalent de temps de mesure d'une coupe tomographique entre chaque détecteur.

Nous comparons d'abord le signal absolu mesuré à la simulation MODHERATO de ces mesures, avec et sans offset expérimental, sur la figure 3.3.8. Afin de faire coïncider les résultats après la calibration de la dose en plein flux, il a cependant été nécessaire d'appliquer dans ce cas un facteur de correction de 0.36 aux résultats de simulation. Cela signifie qu'un ou des gains théoriques dans l'analyse QAD ont été surestimés.



FIGURE 3.3.7 – Comparaison des mesures expérimentales et de la simulation MODHE-RATO pour l'IQI avec le détecteur CdWO<sub>4</sub>



FIGURE 3.3.8 – Comparaison des mesures du  $CdWO_4$  avec des briques de plomb aux simulations avec et sans offset expérimental

Les paramètres QAD ainsi corrigés permettent de calculer la DQE des  $CdWO_4$ . La formule simplifiée propre à ce détecteur est la suivante :

$$DQE(\nu) = \frac{g_1 g_2 |T_3(\nu)|^2}{1 + (g_2 + \epsilon_{g_2}) |T_3(\nu)|^2 + \frac{1 + \sigma_{a_7}^2 / \overline{N_7}}{g_4 g_5 g_6}}$$
(3.3.5)

avec :

- $g_1 = 0.27$ , l'efficacité d'interaction des X dans l'aiguille, obtenue avec la loi de Beer-Lambert (voir équation 1.2.1) et le coefficient d'atténuation massique à 2.6 MeV issu de la bibliothèque XCOM [14];
- $g_2 = 0.91 \text{ MeV/photon}$  le gain de conversion en énergie déposée, évalué par simulation MCNP;
- $\epsilon_{g_2}$  l'excès de Poisson du gain  $g_2$ , évalué à partir de l'écart-type de la distribution de ce gain  $\sigma_{g_2} = 0.58$  MeV/photon;
- $|T_3(\nu)|$  la MTF expérimentale;
- $g_4 = 1.5 \cdot 10^4$  photons/MeV, le rendement de scintillation du CdWO<sub>4</sub> [48], ou facteur de conversion de l'énergie déposée en lumière visible;
- $g_5 = 0.31$ , l'efficacité de transport de la fibre optique estimée par simulation GATE [40, 50];
- $g_6 = 0.48$ , l'efficacité quantique des photodiodes prise pour le pic d'émission du CdWO<sub>4</sub> à  $\lambda = 475$  nm;
- $\sigma_{a_7}$  le bruit mesuré des capteurs : 13.6 ADU soit 1500 e<sup>-</sup> avec le facteur de conversion des ADC ;
- $\overline{N_7}$  le nombre moyen d'électrons à l'étape 7 pour un nombre moyen de photons incidents  $\overline{N_0}$ .

Le facteur correctif 0.36 doit être pris en compte dans le produit  $g_4g_5g_6$ . Physiquement, nous ne savons pas actuellement quelle(s) étape(s) nécessite(nt) ce facteur de correction, mais mathématiquement cela revient au même puisque les trois facteurs de gain n'interviennent qu'une seule fois dans l'équation de la DQE et sous forme d'un produit.

La DQE intrinsèque des CdWO<sub>4</sub> ainsi corrigée est tracée en figure 3.3.9.



FIGURE 3.3.9 – DQE intrinsèque du détecteur  $CdWO_4$ 

Le nombre moyen de photons incidents  $\overline{N_0}$  est ici calculé à partir du même flux surfacique nominal du Mini Linatron à  $1.03 \cdot 10^5 \text{ X/mm}^2/\text{tir}$ , de la section des capteurs de  $0.36 \times 0.6 \text{ mm}^2$  et pour 100 tirs. Le RSB en entrée de capteur vaut toujours  $\sqrt{\overline{N_0}}$ .

Le rapport signal sur bruit expérimental est évalué sur 100 tirs, c'est-à-dire que le signal est moyenné sur 100 tirs et le bruit d'un tir est divisé par  $\sqrt{100}$ . Il est également moyenné

sur tous les pixels. Il est tracé en figure 3.3.10 en fonction de l'épaisseur de plomb traversée et comparé à la courbe de RSB issue de l'analyse QAD.



FIGURE 3.3.10 – RSB mesuré des CdWO<sub>4</sub> et RSB issu de l'analyse QAD en fonction de l'épaisseur de plomb traversée

Contrairement au CdTe, les deux premiers points expérimentaux concordent avec la courbe issue de l'analyse QAD, mais s'en éloignent après avec des valeurs inférieures, jusqu'à avoir un écart d'une décade pour 20 cm de plomb. Si on augmente le bruit  $\sigma_{a_7}$  à 10<sup>5</sup> électrons dans la courbe du RSB QAD, on obtient la courbe verte, qui coïncide avec tous les points expérimentaux. On déduit donc de cet écart que les mesures pour des épaisseurs de plomb supérieures ou égales à 10 cm présentent un biais, qui est lié à la mauvaise synchronisation du détecteur avec la fréquence de tir de l'accélérateur. En effet, pour des épaisseurs de plomb importantes, le signal devient très faible et se rapproche de la valeur de signal des tirs défaillants, ce qui rend de plus en plus difficile la séparation des tirs utiles des tirs défaillants. De ce fait, les valeurs de bruit mesurées dans la section 3.3.2.1 sont maintenues et les derniers points de la série des briques de plomb considérés comme biaisés.

# 3.3.3 Récapitulatif des performances

Les performances du détecteur CdWO<sub>4</sub> en fonctionnement à 250 Hz moyennées sur 100 tirs sont récapitulées ci-dessous, en convertissant les valeurs ADU en DED.

- □ Saturation moyenne : 2.83 Gy/min en gain bas, 1.44 Gy/min en gain haut
- $\square$  Bruit total moyen sous flux :  $6.2\cdot 10^{-5}~{\rm Gy/min}$  en gain bas,  $4.1\cdot 10^{-5}~{\rm Gy/min}$  en gain haut
- $\square$ Gamme dynamique intrinsèque moyenne :  $4.31\cdot 10^4$  en gain bas et  $3.32\cdot 10^4$  en gain haut
- $\hfill\square$ Résolution spatiale dans le plan détecteur : 1.29 mm

# 3.4 Caractérisation du détecteur horizontal Csl

## 3.4.1 Description du détecteur

Une première étude au laboratoire [51] portant sur la comparaison de performances entre différents scintillateurs avait permis de remarquer qu'un écran d'iodure de césium dopé au thallium (CsI(Tl)) présente des résultats intéressants pour l'imagerie haute énergie. Ce scintillateur, de densité  $\rho = 4.51$  g/cm<sup>3</sup> avec un pic d'émission à 550 nm [52], est l'un des scintillateurs les plus lumineux (rendement de scintillation de  $5.4 \cdot 10^4$  photons/MeV). Sa structure cristalline en aiguilles réduit la diffusion de la lumière dans l'écran. Ces dernières ont un diamètre de l'ordre du micromètre [53]. L'écran testé dans cette étude est un carré de  $5 \times 5$  cm<sup>2</sup> épais de 2 mm et placé sur un support en cuivre de 2 mm d'épaisseur.

L'idée est ensuite venue d'utiliser ce même écran mais en le plaçant horizontalement dans l'axe du faisceau de photons, de sorte à ce qu'il soit irradié sur la tranche. La forte épaisseur de matériau à traverser (5 cm) assure ainsi une efficacité d'interaction élevée, de l'ordre de 58 %. Un tel écran horizontal est alors filmé par une caméra bas bruit placée au-dessus. Le signal est sommé sur toute la longueur de l'écran dans l'axe du faisceau, ce qui conduit à la production d'une radiographie 1D. Ce détecteur s'apparente ainsi à un détecteur linéaire. Son principe est illustré par le schéma de la figure 3.4.1. Ce dispositif a fait l'objet d'une nouvelle étude [54] couplant simulations et mesures expérimentales, dont les résultats sont présentés dans cette section.



FIGURE 3.4.1 – Schéma de présentation du détecteur composé d'un écran horizontal de CsI filmé par une caméra : vue de face (gauche) et de profil (droite)

Dans le cadre de cette campagne de mesures, la configuration du détecteur est reproduite à partir de l'écran  $5 \times 5$  cm<sup>2</sup> : ce dernier est placé horizontalement en bas d'une boîte noire et est filmé par le dessus. Une fine ouverture haute de 0.4 mm est produite grâce à une collimation en tungstène et fait face à la tranche de l'écran. L'ensemble est protégé par un épais blindage en plomb. Des photos de la configuration expérimentale sont présentées en figure 3.4.2.

L'analyse QAD de ce détecteur est détaillée en annexe E.3. Les différentes étapes et paramètres QAD sont résumés dans le tableau 3.11. Les valeurs de ces derniers seront détaillées en section 3.4.2.4.

## 3.4.2 Mesures sous irradiation

Contrairement aux CdTe et CdWO<sub>4</sub>, les mesures avec le détecteur CsI ont été effectuées dans l'installation KROTOS, faute de disponibilité de la cellule CINPHONIE. L'accélérateur utilisé est cependant le même. Néanmoins, la configuration de la cellule impose de placer le détecteur plus près de la source (distance source-collimateur de 1650 mm, collimateur épais de 60 mm), ce qui augmente le débit de dose reçu par tir au niveau du détecteur par rapport à la géométrie de CINPHONIE. En plein flux, il vaut  $7.7\pm0.1$  mGy/s



FIGURE 3.4.2 – Configuration du détecteur horizontal CsI. Gauche : vue arrière, boîte noire ouverte et mire placée au niveau du CsI pour calibration de la caméra (haut) ; centre : écran de CsI placé horizontalement dans la boîte ; droite : vue avant, collimation en tungstène surmontée d'une partie du blindage en plomb (le faisceau laser représente le faisceau X)

#	Description	Type d'étape	Symbole
1	Détection des X	Gain binomial	$g_1$
2	Conversion des X en énergie déposée	Gain	$g_2$
3	Dispersion de l'énergie dans l'écran	Dispersion	$ T_3(\nu) $
4	Conversion en lumière visible	Gain	$g_4$
5	Diffusion des photons visibles dans l'écran	Dispersion	$ T_5(\nu) $
6	Fraction des photons sortant de l'écran	Gain binomial	$g_6$
7	Efficacité de collection de la caméra	Gain binomial	$\mathbf{g}_7$
8	Dispersion des photons visibles dans la caméra	Dispersion	$ T_8(\nu) $
9	Efficacité quantique de la caméra	Gain binomial	$g_9$
10	Bruit additif de l'électronique	Bruit	$\sigma_{\mathrm{a}_{10}}^2/\overline{\mathrm{N}_{10}}$

TABLE 3.11 – Résumé des paramètres QAD pour le détecteur CsI

au niveau du détecteur, pour une fréquence de tir de 50 Hz. Les mesures ont été effectuées pour un temps de pose d'une seconde, soit 50 tirs.

Du fait de l'utilisation de la même source X et d'une distance source-détecteur réduite, nous pouvons nous attendre à une augmentation de l'environnement irradiant. De plus, la cellule KROTOS est légèrement plus petite que CINPHONIE.

Une caméra Andor Zyla 5.5 sCMOS [55] filme l'écran sur une zone utile de 490 × 490 pixels, soit une largeur de pixel reportée sur l'écran de 102  $\mu$ m. Les pixels de la caméra ayant une largeur de 6.5  $\mu$ m, le facteur de dégrandissement vaut M = 15.7. L'ouverture de l'objectif f<sub>#</sub> est réglé sur 1.4.

La figure 3.4.3 présente une image brute issue d'une mesure en plein flux ainsi qu'un profil pour chaque axe. Le profil unique longitudinal correspond aux valeurs d'une seule ligne de pixels le long de l'axe X. Le profil sommé transversal correspond à la somme de chaque ligne de pixel le long de l'axe X. Les profils présentés par la suite seront donc des profils transversaux sommés.

### 3.4.2.1 Offsets et bruits

Une mesure noire et une mesure sous irradiation avec 30 cm de plomb atténuant le faisceau permettent d'évaluer les valeurs d'offset et de bruit, ainsi que la contribution de l'environnement irradiant à ces valeurs. Les figures 3.4.4 et 3.4.5 représentent respectivement les profils de signal et de bruit pour chaque pixel pour les deux mesures. Les valeurs moyennes de ces profils sont regroupées dans le tableau 3.12. Le bruit moyen est donné en ADU et en électrons-RMS, la conversion se faisant avec le facteur de conversion des ADC, qui vaut pour cette caméra 2.17 ADU/e<sup>-</sup>.

Les profils de la mesure noire correspondent aux valeurs brutes, tandis que ceux de la mesure sous irradiation sont nets, c'est-à-dire corrigés de l'offset. Voilà pourquoi le signal moyen en mesure noire est bien plus élevé que celui sous irradiation.

Mesure	Signal moyen	Bruit moyen	
Noire brute	$5.54 \cdot 10^4 \text{ ADU}$	$1.48 \cdot 10^2 \text{ ADU}$	$69 e^-$
30  cm plomb net	$2.80 \cdot 10^3 \text{ ADU}$	$1.68 \cdot 10^3 \text{ ADU}$	$772 e^-$



Les deux mesures présentent des profils réguliers le long des pixels. Le signal moyen de la mesure noire brute correspond à l'offset à soustraire aux mesures brutes sous flux. Le bruit de la mesure derrière 30 cm de plomb est 11 fois plus élevé que le bruit des mesures noires, ce qui indique que l'environnement irradiant contribue très fortement au bruit total sous irradiation.

#### 3.4.2.2 Plein flux, saturation et gamme dynamique

Le signal mesuré en plein flux (profil sommé transversal de la figure 3.4.3) et moyenné sur tous les pixels de l'axe Y vaut  $1.35 \cdot 10^7$  ADU. Il correspond à une dose incidente de 7.7 mGy.

Les ADC sont codés sur 16 bits non signés, ce qui représente tout comme pour les  $CdWO_4$ , une valeur de saturation de chaque pixel de la caméra de 65535 ADU. Comme les



FIGURE 3.4.3 – Image brute issue de l'acquisition de l'écran de CsI en plein flux et profils acquis selon les 2 axes : profil unique longitudinal (haut) et profil sommé transversal (gauche)


FIGURE 3.4.4 – Profils de signal des mesures noire et avec 30 cm de plomb



FIGURE 3.4.5 – Profils de bruit des mesures noire et avec 30 cm de plomb

profils acquis correspondent à la somme des 490 pixels de la caméra dans l'axe du faisceau X, nous pourrions prendre comme valeur de saturation théorique  $490 \times 65535$  ADU, soit environ  $3.21 \cdot 10^7$  ADU. Or la saturation réelle est plus faible car les pixels les plus proches de l'arrivée du faisceau incident détectent un signal plus élevé que ceux situés plus en retrait et satureront donc avant ces derniers. C'est ce qui est visible sur le profil unique longitudinal présenté sur la figure 3.4.3: le signal diminue en fonction de la profondeur dans l'écran.

En adaptant ce profil de signal de façon à ce que sa valeur maximale soit égale à 65535 ADU, nous obtenons par sommation des pixels la valeur de saturation réelle, soit  $2.02 \cdot 10^7$  ADU.

La gamme dynamique intrinsèque prend en compte la valeur de saturation, l'offset et le bruit sous irradiation. En moyennant sur tous les pixels, on obtient une valeur de  $1.20 \cdot 10^4$ . À la manière des CdTe, cette gamme dynamique peut être augmentée en réduisant le bruit. Ce dernier provient en effet majoritairement de l'environnement irradiant, dont les effets peuvent être réduits en blindant le détecteur.

#### 3.4.2.3 Évaluation de la résolution spatiale

Les pixels de l'écran de CsI étant jointifs comme pour le CdWO4, la même méthode du front absorbant est utilisée ici. Une fois mise à plat avec une mesure en plein flux et normalisée, l'ESF ainsi mesurée est également ajustée par une double fonction erreur. De cette dernière découle la fonction analytique pour la LSF sous la forme d'une somme des deux gaussiennes, de même que la MTF correspondante. Le flou de la source est également soustrait, toujours pour une tache focale gaussienne de FWHM 3.5 mm dans le plan source. La distance source-détecteur SD vaut 1710 mm et la distance source-objet vaut 1625 mm, soit un facteur de grandissement G de 1.052.

Les courbes d'ESF, LSF et MTF sont tracées sur la figure 3.4.6, et les paramètres de l'ajustement regroupés dans le tableau 3.13.



FIGURE 3.4.6 – ESF, LSF et MTF totales, de la source et du détecteur CsI (plan détecteur). Les amplitudes des LSF sont normées à 1 afin que les échelles soient identiques.

Les pixels au niveau de l'écran de CsI mesurant  $102 \,\mu$ m, la fréquence de Shanon-Nyquist (voir section 1.4.2) associée vaut 4.9 cycle/mm. La MTF est cependant pratiquement nulle bien avant cette fréquence limite.

N <sub>1</sub>	0.575
$FWHM_1$	$0.890 \mathrm{mm}$
FWHM <sub>2</sub>	2.4 mm

TABLE 3.13 – Paramètres d'ajustement expérimentaux des LSF et MTF du détecteur CsIdans le plan détecteur

La limite de résolution spatiale issue d'une telle MTF vaut 0.654 cycle/mm et correspond à une résolution spatiale dans le plan détecteur de 1.53 mm.

L'analyse QAD du détecteur montre que trois étapes sont à l'origine de flous : la dispersion de l'énergie dans l'écran à l'étape 2, la dispersion des photons visibles dans l'étape 5 et la dispersion des photons visibles dans la caméra à l'étape 8. La MTF que nous venons de mesurer correspond au flou total, c'est-à-dire au produit de ces trois MTF. Afin de les séparer les unes des autres, il est nécessaire d'en évaluer deux séparément.

La MTF de la caméra  $|T_8(\nu)|$  pour une ouverture de  $f_{\#} = 1.4$  est mesurée grâce à une mire de résolution USAF 1951. Les paramètres d'ajustement par une double fonction gaussienne dans le plan du capteur CMOS de la caméra sont répertoriés dans le tableau 3.14. Pour convertir cette MTF dans le plan détecteur, à savoir le plan de l'écran, il suffit de multiplier les FWHM par le facteur de dégrandissement M = 15.7 donné en début de section 3.4.2. L'ESF, la LSF et la MTF sont tracées dans le plan capteur sur la figure 3.4.7.

N <sub>1</sub>	$0.60\pm0.03$
$FWHM_1$	$(1.46 \pm 0.05) \cdot 10^{-2} \text{ mm}$
$FWHM_2$	$(4.6 \pm 0.1) \cdot 10^{-2} \text{ mm}$

TABLE 3.14 – Paramètres d'ajustement expérimentaux des LSF et MTF de la caméra Zyla 5.5 à  $f_{\#} = 1.4$  (plan capteur)

La MTF de la dispersion de l'énergie déposée dans l'écran  $|T_3(\nu)|$  est évaluée par simulation MCNP pour des photons mono énergétiques de 3 MeV. La LSF est ajustée avec une somme de deux exponentielles, fonction utilisée dans une étude pour ajuster des distributions de taches focales d'accélérateurs [56]. Elle est adaptée aux distributions piquées mais avec néanmoins une queue d'étalement :

$$LSF(\mathbf{x}) = \frac{\mathbf{N}_1 \cdot \mathbf{q} \cdot \exp\left(-\frac{|\mathbf{x}|}{\mathbf{a}}\right) + (1 - \mathbf{N}_1) \cdot \exp\left(-\frac{|\mathbf{x}|}{\mathbf{q} \cdot \mathbf{a}}\right)}{2qa}$$
(3.4.1)

MTF 
$$(\nu) = \frac{N_1}{1 + (2\pi \cdot a \cdot \nu)^2} + \frac{1 - N_1}{1 + (2\pi \cdot q \cdot a \cdot \nu)^2}$$
 (3.4.2)

La LSF et la MTF sont tracées en figure 3.4.8, et les paramètres sont donnés dans le tableau 3.15.

La MTF de la dispersion des photons visibles dans l'écran  $|T_5(\nu)|$  est déduite par division de la MTF totale par les deux MTF précédemment évaluées :

$$|T_5(\nu)| = \frac{|T_{tot}(\nu)|}{|T_3(\nu)| \times |T_8(\nu)|}$$
(3.4.3)



FIGURE 3.4.7 – ESF, LSF et MTF mesurées de la caméra Zyla 5.5 à  $f_{\#} = 1.4$  utilisée avec le détecteur CsI (plan capteur). Les amplitudes des LSF sont normées à 1 afin que les échelles soient identiques.



FIGURE 3.4.8 – LSF et MTF simulées de la dispersion de l'énergie déposée par les photons dans l'écran de CsI (étape 3 - plan détecteur). Les amplitudes des LSF sont normées à 1 afin que les échelles soient identiques.

$N_1$	0.2		
q	8		
а	$(7.8 \pm 0.1) \cdot 10^{-2} \text{ mm}$		

TABLE 3.15 – Paramètres d'ajustement expérimentaux des LSF et MTF de la dispersion des particules de haute énergie dans l'écran de CsI (plan détecteur)

Les trois MTF  $|T_3(\nu)|$ ,  $|T_5(\nu)|$  et  $|T_8(\nu)|$  ainsi que la MTF totale sont tracées en figure 3.4.9 dans le plan détecteur. On observe que l'étape à l'origine de la majorité du flou est celle de dispersion de l'énergie déposée dans l'écran de CsI.



FIGURE 3.4.9 – MTF des trois étapes de dispersion (3 : dispersion de l'énergie; 5 : dispersion optique dans l'écran; 8 : dispersion optique dans la caméra) et MTF totale du détecteur CsI (plan détecteur)

#### 3.4.2.4 Atténuation du signal : DQE et RSB

Sept mesures avec une épaisseur croissante de plomb ont été effectuées, de 0 (plein flux) à 30 cm, par ajout de briques de 5 cm d'épaisseur.

La figure 3.4.10 compare le signal absolu mesuré en fonction de l'épaisseur de plomb aux simulations MODHERATO avec et sans l'offset expérimental de cette mesure, comme pour les détecteurs précédents. Le débit de dose simulé en plein flux correspond au débit de dose mesuré en plein flux lors de la caractérisation expérimentale. Le signal mesuré est moyenné sur tous les pixels. La courbe de la simulation avec offset est très proche des points expérimentaux. Les paramètres QAD utilisés pour ces simulations sont donc validés.



FIGURE 3.4.10 – Comparaison des mesures du CsI avec des briques de plomb aux simulations avec et sans offset expérimental

La formule simplifiée de la DQE de l'écran de CsI horizontal est la suivante :

$$DQE(\nu) = \frac{g_1 g_2 |T_3(\nu)|^2}{1 + (g_2 + \epsilon_{g_2}) |T_3(\nu)|^2 + \frac{1 + \sigma_{a_{10}}^2 / \overline{N_{10}}}{g_4 g_6 g_7 g_9 |T_5(\nu)|^2 |T_8(\nu)|^2}}$$
(3.4.4)

avec :

- $g_1 = 0.58$ , l'efficacité d'interaction des X dans l'écran obtenue avec la loi de Beer-Lambert (voir équation 1.2.1) et le coefficient d'atténuation massique à 2.6 MeV issu de la bibliothèque XCOM [14];
- $g_2 = 2.50 \text{ MeV/photon}$  le gain de conversion en énergie déposée évalué par simulation MCNP;
- $\epsilon_{g_2}$  l'excès de Poisson du gain  $g_2$  évalué à partir de l'écart-type de la distribution de ce gain  $\sigma_{g_2} = 1.18 \text{ MeV/photon}$ ;
- $|T_3(\nu)|$  la MTF de la dispersion de l'énergie déposée dans l'écran;
- $g_4 = 5.4 \cdot 10^4$  photons/MeV, le rendement de scintillation du CsI [52];
- $|T_5(\nu)|$  la MTF de la dispersion des photons visibles dans l'écran;
- $g_6 = 0.62$ , la fraction des photons visibles sortant de l'écran évaluée par comparaison à d'autres scintillateurs connus [57] 43;
- $g_7 = 4.57 \cdot 10^{-4}$ , l'efficacité de collection de la caméra calculée à partir de l'ouverture de la lentille  $f_{\#} = 1.4$  et du facteur de magnification de la caméra M = 15.7 pour une émission supposée lambertienne de l'écran [58] :  $g_7 = \frac{1}{1+4f_{\#}^2(1+M)^2}$ ;
- $|T_8(\nu)|$  la MTF de la dispersion des photons visibles dans la caméra;
- $g_9 = 0.55$ , l'efficacité quantique de la caméra utilisée au pic d'émission du CsI à 550 nm [55];
- $\sigma_{a_{10}}$  le bruit mesuré de la caméra en environnement irradiant :  $1.68\cdot 10^3$  ADU soit 772 e^ ;
- $\overline{N_{10}}$  le nombre moyen d'électrons à l'étape 10 pour un nombre moyen de photons incidents  $\overline{N_0}$ .



0,2

La DQE intrinsèque du CsI est tracée en figure 3.4.11.

**ö** 1,E-07 -1,E-08 -1,E-09 -1,E-10 -1,E-11 -0

Les points expérimentaux du RSB sont évalués sur 50 tirs et la courbe du RSB est calculée comme précédemment avec une quantité de photons incidents  $\overline{N_0}$ . Ce dernier est obtenu à partir d'une nouvelle valeur de flux surfacique nominal du Mini Linatron du fait du changement de cellule de mesure et de la distance source-détecteur plus faible. Il est évalué à  $2.8 \cdot 10^5 \text{ X/mm}^2/\text{tir}$ . La section d'un pixel vaut  $0.102 \times 0.4 \text{ mm}^2$  et les mesures ont été faites pour 50 tirs. Le RSB en entrée de capteur vaut toujours  $\sqrt{N_0}$ .

0,4

FIGURE 3.4.11 – DQE intrinsèque du détecteur CsI

Fréquence spatiale (cycle/mm)

0,6

0,8

Les points expérimentaux et la courbe du RSB issue de l'analyse QAD sont tracés en figure 3.4.12.

Les points de mesure correspondent globalement à la courbe issue de l'analyse QAD, notamment entre 10 et 20 cm. Les écarts visibles sur les autres points proviennent des incertitudes de mesure, notamment pour le point à 25 cm. Ils suivent néanmoins la ten-



FIGURE 3.4.12 – RSB mesuré du CsI et RSB issu de l'analyse QAD en fonction de l'épaisseur de plomb traversée

dance générale de la courbe QAD, ce qui conduit à valider la valeur de bruit évaluée en section 3.4.2.1.

## 3.4.3 Récapitulatif des performances

Les performances du détecteur CsI en fonctionnement à 250 Hz moyennées sur 100 tirs sont récapitulées ci-dessous, en convertissant les valeurs ADU en DED.

- □ Saturation réelle : 10.7 Gy/min
- $\Box$  Bruit total moyen sous flux :  $9 \cdot 10^{-5}$  Gy/min
- $\Box$  Gamme dynamique intrinsèque :  $1.13 \cdot 10^5$
- $\hfill\square$ Résolution spatiale dans le plan détecteur : 1.53 mm

# 3.5 Prévisions des performances futures avec l'accélérateur Saturne

Les paramètres QAD des trois détecteurs ayant été corrigés et validés par les mesures, il est maintenant possible d'extrapoler leurs performances dans le cas d'une utilisation avec l'accélérateur Saturne. Ces performances sont évaluées en termes de MTF, de résolution spatiale et de RSB.

Les paramètres QAD des CdTe et CdWO<sub>4</sub> sont gardés identiques aux valeurs décrites dans leur section respective. Quant au CsI, de nouveaux paramètres sont calculés pour une géométrie de détecteur adaptée à la nouvelle configuration du tomographe. Ces paramètres sont présentés dans la section ci-dessous.

## 3.5.1 Paramètres du détecteur Csl idéal

Le schéma de la figure 3.5.1 présente les dimensions idéales du détecteur CsI pour les besoins du nouveau tomographe. Il consiste en une succesion de 5 écrans larges de 46 cm, longs de 10 cm et d'épaisseur d'écran 600  $\mu$ m.

Pour cette nouvelle configuration, les gains  $g_1$  et  $g_2$  sont respectivement estimés à 0.8 et 0.6 photon/MeV par la loi de Beer-Lambert et une simulation MCNP, avec un écart-type  $\sigma_{g_2} = 0.28$  MeV/photon. L'épaisseur de l'écran étant plus faible que l'écran



FIGURE 3.5.1 – Schéma de présentation du détecteur idéal composé d'écrans horizontaux de CsI placés bout à bout et filmés par des caméras : vue de face (gauche) et de profil (droite)

expérimental, la dispersion des photons visibles (étape 5) y est réduite. On considère raisonnablement (par rapport à l'écran mesuré épais de 2 mm) que la largeur de la LSF correspondante est divisée par 2 : dans le domaine fréquentiel,  $T_5(\nu)$  vaut  $T_5(\nu/2)$  de l'écran 5 × 5 cm<sup>2</sup>. Les deux autres MTF sont inchangées. Cette nouvelle MTF totale conduit à une nouvelle fréquence spatiale limite valant 0.74 cycle/mm, et donc à une meilleure résolution spatiale : 1.35 mm dans le plan détecteur. La figure 3.5.2 présente l'ensemble des MTF de ce détecteur idéal dans le plan détecteur.

Les pixels sont binnés par 4 afin d'obtenir une dimension de pixel équivalente à ceux du détecteur CdWO<sub>4</sub> :  $0.408 \times 0.6 \text{ mm}^2$ . De ce fait, le rapport signal sur bruit en entrée de pixel est multiplié par  $\sqrt{6}$  (la section d'entrée expérimentale étant de  $0.102 \times 0.4 \text{ mm}^2$ , elle est ici augmentée d'un facteur 6, ce qui revient à multiplier  $\overline{N_0}$  d'autant). La fréquence de Shanon-Nyquist associée vaut alors 1.22 cycle/mm.



FIGURE 3.5.2 – MTF des trois étapes de dispersion (3 : dispersion de l'énergie; 5 : dispersion optique dans l'écran; 8 : dispersion optique dans la caméra) et MTF totale du détecteur CsI idéal (plan détecteur)

### 3.5.2 MTF et résolution spatiale

L'objectif de cette section est d'évaluer si les performances en terme de résolution spatiale des détecteurs sont en accord avec celles de l'accélérateur Saturne. Pour ce faire, les MTF des trois détecteurs et celles du Saturne pour des points de fonctionnement avec différentes taches focales sont ramenées dans le plan objet de CINPHONIE avec la géométrie du tomographe final présentée en section 1.3.4. Le facteur de grandissement G permet de convertir les MTF de leurs plans d'évaluation initiaux (source et détecteur) au même plan objet (voir sections 1.5 et 1.6). Cette conversion passe par un facteur de proportionnalité entre les fréquences spatiales des différents plans.

Pour la source :

$$\nu_{\rm obj} = \frac{\rm G}{\rm G-1} \times \nu_{\rm src} \tag{3.5.1}$$

Pour les détecteurs :

$$\nu_{\rm obj} = \mathbf{G} \times \nu_{\rm det} \tag{3.5.2}$$

La figure 3.5.3 regroupe ainsi les MTF dans le plan objet des trois détecteurs et des quatre points de fonctionnement à 15 MeV, nommés par leur tache focale (0.3, 0.5, 1 et 1.6 mm). La courbe pour le CsI correspond à la géométrie idéale décrite en début de section 3.5, et est pour cela nommée CsI Saturne. Les courbes des détecteurs sont tracées jusqu'à leur fréquences de Shanon-Nyquist repectives, qui correspondent dans le plan objet du tomographe final aux fréquence calculées dans les sections précédentes multipliées par le facteur de grandissement G valant 1.54.



FIGURE 3.5.3 – MTF des détecteurs et des points de fonctionnement du Saturne à 15 MeV dans le plan objet du tomographe final

La MTF du CsI est située entre celles du CdTe et des CdWO<sub>4</sub>. Aux environs de 0.7 cycle/mm, elle vient rejoindre celle des CdWO<sub>4</sub>, globalement inférieure. De manière générale, les MTF du Saturne sont supérieures à celles des détecteurs, mise à part celle pour une tache focale de 1.6 mm, pratiquement identique à celle du CdTe à basse fréquence, puis inférieure. La configuration CdTe / 1.6 mm est donc la seule où la source est l'élément limitant du couple source-détecteur en termes de résolution spatiale.

Pour chaque configuration source-détecteur, la MTF totale vaut le produit des deux MTF. On déduit de cette MTF totale la fréquence spatiale limite (MTF ( $\nu_1$ ) = 0.1) et la résolution spatiale du système complet. Ces deux valeurs sont données dans le tableau 3.16 pour chaque configuration.

Les CdTe ayant la meilleure résolution spatiale, cette caractéristique se répercute lors du calcul de la résolution spatiale totale du tomographe. C'est donc ce détecteur qui propose les meilleures valeurs, avec une RS dans le plan objet inférieure à 0.7 mm pour les deux plus fines taches focales du Saturne. Les CdWO<sub>4</sub> et le CsI proposent quant à eux des RS légèrement plus élevées pour ces deux taches focales, sans toutefois dépasser le millimètre.

Détecteur	TF (mm)	$\nu_1 \; (cycle/mm)$	RS (mm)
	0.3	1.54	0.649
CdTo	0.5	1.44	0.694
Oure	1	1.16	0.862
	1.6	0.894	1.12
	0.3	1.15	0.870
CdWO	0.5	1.07	0.935
	1	0.865	1.16
	1.6	0.699	1.43
	0.3	1.08	0.926
CeI	0.5	1.01	0.99
	1	0.84	1.19
	1.6	0.71	1.41

TABLE 3.16 – Fréquences spatiales limites et résolutions spatiales pour chaque configuration source-détecteur étudiée (plan objet)

Les plus grandes taches focales aboutissent à des RS supérieures au millimètre, et jusqu'à 1.43 mm dans le cas le plus pénalisant (CdWO<sub>4</sub> / 1.6 mm).

Il ressort de ces évaluations que l'utilisation des CdTe donne les meilleures résolutions spatiales parmi les trois détecteurs étudiés. L'écran de CsI épais de 0.6 mm les CdWO<sub>4</sub> présentent des résolutions plus grossières et assez similaires entre elles. Cependant, il faut rappeler que les valeurs concernant le CsI sont issues d'hypothèses conservatives concernant la MTF pour cette épaisseur d'écran. Les résolutions réelles pourront donc être plus fines.

# 3.5.3 DQE et RSB

Pour le Saturne, le flux surfacique nominal est estimé à  $10^6 \text{ X/mm}^2$ /tir pour un débit de dose de 100 Gy/min à 1 m (soit 10.2 Gy/min dans le plan détecteur). Cela correspond au point de fonctionnement 15 MeV / 1.6 mm, qui sera notre point de fonctionnement de référence pour cette section. Cependant, d'après les valeurs de saturation des détecteurs (voir sections 3.2.4, 3.3.3 et 3.4.3), exprimées en débit de dose, les CdTe et CdWO<sub>4</sub> saturent pour une telle dose. Ce flux doit donc être réduit d'un facteur 1.37 dans le cas des CdTe, et d'un facteur 3.6 pour les CdWO<sub>4</sub> en gain bas. Les CsI ne sont pas concernés par la saturation. En effectuant 6 séries d'acquisitions sur 17 tirs, soit 102 tirs, qui sont par la suite moyennées, le détecteur ne sature pas et est utilisable en conditions optimales.

Les DQE intrinsèques (pour un unique photon incident) et en plein flux (en prenant en compte un temps de mesure équivalent) des trois détecteurs dans le plan objet sont présentées en figure 3.5.4. Les efficacités de détection  $g_1$  et les distributions d'énergie moyenne ( $g_2$ ,  $\sigma_{g_2}$ ) ont été adaptées à une énergie moyenne de 5 MeV, bien que les valeurs restent très proches.

Les DQE intrinsèques des CdTe et CdWO<sub>4</sub> sont sensiblement équivalentes, celles des CdWO<sub>4</sub> étant légèrement plus élevées à basse fréquence, et vice versa au-delà de 0.4 cycle/mm. L'écart entre les deux courbes ne dépasse cependant pas une décade. La courbe du CsI est quant à elle une à deux décades en-dessous.



FIGURE 3.5.4 – Comparaison des DQE intrinsèques (gauche) et en plein flux Saturne (droite) des trois détecteurs (plan objet)

Sur le graphique de la DQE plein flux, le CsI domine de 0 à 1 cycle/mm, avec une baisse modérée de la DQE : elle passe de 0.44 à 0.063 entre 0 et 1 cycle/mm soit moins d'une décade. Les CdTe présentent une courbe similaire, avec une variation de 0.3 à 0.06. Les CdWO<sub>4</sub> présentent finalement la DQE plein flux la plus faible et qui diminue le plus, démarrant à 0.18 pour finir à  $5.1 \times 10^{-3}$  entre 0 et 1 cycle/mm.

Le flou de la source est pris en compte dans le RSB d'entrée :

$$RSB_{entrée} \left(\nu\right) = \sqrt{\overline{N_0}} \times MTF \left(\nu\right)_{src}$$
(3.5.3)

avec MTF  $\left(\nu\right)_{\rm src}$  la MTF de la source dans le plan objet.

On trace ici les RSB en fonction de l'équivalent en épaisseur de béton ( $\rho = 2.3$ ) traversée car c'est le matériau de référence pour les applications du tomographe. Il constitue en effet le matériau majorant sur des colis tels que les coques C1, C4, CBF-C1 et CBF-C2 [17].

En imagerie haute énergie, la limite de RSB permettant d'obtenir des images exploitables est fixée à 10. En-dessous de cette valeur, le bruit devient problématique. L'objectif est donc d'atteindre une telle valeur de RSB pour une épaisseur de 140 cm de béton, équivalent au diamètre d'un colis C1.

Les RSB sont évalués sur 1 tir pour les CdTe et 100 tirs pour les CdWO<sub>4</sub> et le CsI. La figure 3.5.5 présente les RSB estimés pour une utilisation du Saturne au point de fonctionnement 15 MeV / 1.6 mm pour les trois détecteurs, pour un objet homogène (0 cycle/mm) et pour une fréquence spatiale de 1 cycle/mm (résolution millimétrique) dans le plan objet de CINPHONIE.

À fréquence spatiale nulle, l'épaisseur de béton maximale admise du futur tomographe pourra atteindre près de 140 cm de béton de densité 2.3 pour le CsI, 120 cm pour les CdWO<sub>4</sub> et seulement 100 cm pour les CdTe, toujours pour une durée d'acquisition par coupe tomographique égale. Pour une fréquence de 1 cycle/mm, soit pour une résolution de 1 mm, l'épaisseur maximale passe à 85 cm pour le CsI, 70 cm pour les CdTe et 75 cm pour les CdWO<sub>4</sub>.

L'objectif des 140 cm de béton pour un colis homogène est donc rempli pour le détecteur à écran de CsI. Les résultats tels quels à 1 cycle/mm sont également encourageants pour ce détecteur car ils reflètent sa capacité à atteindre une définition millimétrique à l'intérieur d'objets épais de 85 cm de béton.

L'influence du bruit est visible par l'arrondissement des courbes pour des épaisseurs de béton élevées, et donc un nombre de photons incidents  $\overline{N_0}$  réduit. Le facteur  $\sigma_{a_i}^2/\overline{N_i}$  dans les équations 3.2.6, 3.3.5 et 3.4.4 des DQE devient alors prépondérant.



FIGURE 3.5.5 – Rapports signal sur bruit attendus avec le Saturne pour les trois détecteurs, en fonction de l'épaisseur de béton traversée, pour des fréquences spatiales de 0 et 1 cycle/mm (plan objet)

# 3.6 Discussion

L'exploitation des résultats issus des mesures effectuées avec ces trois détecteurs a permis de corriger et valider leurs analyses QAD. Un facteur de correction des gains du  $CdWO_4$  a été appliqué et le bruit mesuré de ce détecteur est inférieur à celui annoncé par le constructeur. Cependant, l'écart sur le RSB entre les points expérimentaux et la courbe issue de l'analyse QAD laisse penser que ce bruit pourrait être bien plus élevé, ou du moins instable. Concernant les CdTe et le CsI, leur bruit sous flux est majoritairement dû à l'environnement irradiant.

Une fois ces paramètres validés, les performances dans le cas d'une utilisation avec l'accélérateur Saturne pour la version finale du tomographe ont pu être estimées, notamment pour la nouvelle géométrie du détecteur à écran de CsI. Des résolutions spatiales inférieures au millimètre dans le plan objet sont atteignables avec les CdTe et le CsI pour les plus petites taches focales de l'accélérateur. Des objets homogènes atténuant l'équivalent de 140 cm de béton, soit un colis C1, peuvent être interrogés en 10 minutes avec le CsI et fournir des images de qualité exploitable. Pour cette même durée et une utilisation du même détecteur, des détails de l'ordre du millimètre peuvent être discernés sur des coupes tomographiques d'objets atténuant l'équivalent de près de 85 cm de béton.

Des axes d'amélioration apparaissent également. Une augmentation de la durée d'acquisition par coupe conduit à de meilleurs résultats : en passant à une durée de mesure de 30 minutes par coupe, on triple le nombre d'acquisitions, ce qui permet de moyenner plus de mesures et de réduire le bruit d'un facteur  $\sqrt{3}$ . Le RSB en entrée de détecteur augmente d'autant, soit un gain de 73 %. En parallèle, les performances des CdTe et du CsI profiteraient d'une amélioration de leur blindage. Le bruit, facteur limitant de leurs performances, s'en trouverait diminué, ce qui augmenterait par conséquent leur gamme dynamique intrinsèque, leur DQE et donc le RSB en sortie de détecteur. A titre d'exemple, une division du bruit par deux pour le CsI conduirait à augmenter ses épaisseurs maximales de béton pour un RSB = 10 de 3 cm à fréquence nulle et de 9 cm à 1 cycle/mm.

Il ressort de cette étude que le détecteur le plus adapté à la configuration finale du tomographe est celui basé sur des écrans de CsI horizontaux. Ce dernier allie de bonnes résolutions spatiales aux meilleurs RSB estimés. Une validation de ces prévisions sera toutefois nécessaire, avec notamment une mesure de la MTF des photons visibles dans l'écran d'une épaisseur de 0.6 mm. Les caméras pour ce détecteur sont déjà approvisionnées et des études sont en cours sur la continuité du signal au niveau de la jonction des écrans. Cette géométrie de détecteur sera utilisée lors des simulations de tomographies bi-énergie dans le chapitre 5.

Les deux autres détecteurs présentent des performances moindres, qui sont surtout causées par une saturation prématurée de leurs capteurs. Le flux de photons émis par le Saturne doit alors être réduit, ce qui est contre productif car il revient à ne pas pouvoir utiliser l'accélérateur à ses pleines capacités.

# Chapitre 4

# Imagerie bi-énergie : principes et méthode retenue pour la caractérisation des colis de déchets

La tomographie standard permet de différencier des matériaux grâce à une estimation de leur densité : on parle de tomodensitométrie (voir section 1.2.4). Dans le cas où des matériaux auraient des coefficients d'atténuation linéique  $\mu$  proches à l'énergie en question, leur discrimination s'avère impossible. De même, un matériau qui ne serait pas à sa densité nominale (poudre, matériau compacté) peut présenter des difficultés à être reconnu. Le principe de l'imagerie bi-énergie est alors d'acquérir deux valeurs d'atténuation, en modifiant l'énergie de la source photonique entre les deux mesures, puis traiter ces deux valeurs pour en extraire des caractéristiques propres au matériau.

À l'instar de l'imagerie standard, les techniques de tomographie bi-énergie ont d'abord été développées pour répondre aux besoins de l'imagerie médicale [16], tandis que des besoins dans l'industrie et les contrôles de sécurité aux frontières dans les ports et aéroports [13, 59] ont suscité des avancées en radiographie bi-énergie. Plusieurs méthodes existent actuellement et sont dimensionnées pour des systèmes aux énergies allant de quelques dizaines à quelques centaines de keV. Seuls certains articles assez récents s'intéressent à l'application de l'imagerie bi-énergie pour des énergies supérieures au MeV [13, 60], qui est notre domaine d'énergie d'intérêt.

Nous dressons donc dans cette partie un aperçu de l'état d'avancement des techniques d'imagerie bi-énergie, à la fois dans le domaine des basses énergies (basées sur des tubes X), mais aussi pour les quelques applications à haute énergie (basées sur des accélérateurs).

# 4.1 État de l'art

## 4.1.1 Historique

Pour débuter cette section, quelques étapes des découvertes et applications de l'imagerie bi-énergie sont ici présentées chronologiquement.

En 1976, Alvarez et Macovski [16] posent les bases du concept d'imagerie multi-énergies en proposant l'utilisation de mesures tomographiques à deux énergies distinctes pour obtenir à la fois la densité et le numéro atomique des matériaux, ceci afin d'effectuer de meilleurs diagnostics médicaux. La méthode utilisée est celle de la décomposition du coefficient d'atténuation linéique en ses composantes dues aux effets Compton et photoélectrique, technique que nous détaillerons plus loin. Cette étude est une référence pour l'imagerie bi-énergie. En 1981, la technique de la décomposition en matériaux de base, détaillée dans la section 4.1.3.3, est pour la première fois proposée [61].

En 1992, Eilbert et Krug [62] détaillent le fonctionnement d'un système d'inspection des bagages pour la sécurité aéroportuaire, basé sur une radiographie bi-énergie (75 et 150 kV) permettant la discrimination des matériaux par le numéro atomique, afin de détecter les matières dangereuses et interdites (explosifs et drogues). Un algorithme permet de soustraire le bruit de fond dû au recouvrement des objets lors d'une radiographie. Un système plus imposant, composé de deux lignes de détection perpendiculaires, est imaginé pour démontrer une technique d'imagerie bi-énergie haute énergie (1 et 6 MeV) qui a fait l'objet d'un brevet en 1996 [63]. Il est destiné au contrôle de bagages et containers dans les ports et aéroports, ainsi qu'aux wagons de marchandises, Dans cette étude, le numéro atomique est déterminé à partir du ratio des signaux à basse et haute énergie et par correspondance dans des tables de conversion.

En 1999, une équipe du CEA LETI travaille sur la caractérisation par bi-énergie de colis de déchets de 120 L de faible densité ( $< 0.4 \text{ g/cm}^3$ ) avec un tube X à 62 et 300 kV et une série de détecteurs BGO couplés à des photomultiplicateurs (voir figure 4.1.1) [12]. La cartographie 3D de ces colis par translation-rotation est ici une mesure complémentaire des spectrométries  $\gamma$ , qui permet de mieux estimer les effets d'atténuation de la matrice. Cet article cite des études antérieures portant également sur la cartographie de colis de déchets nucléaires. La résolution spatiale n'étant pas dans ce cas un élément fondamental, les voxels des images obtenues étaient de grande dimension (plusieurs cm de côté, voir figure 4.1.2). En revanche, l'estimation de la densité est relativement fine puisque la précision atteint 10 %.



FIGURE 4.1.1 – Configuration du système du CEA LETI [12]

En 2002, Ogorodnikov et Petrunin [13] classifient le chargement de containers maritimes en quatre catégories de matériaux : organiques, organiques-inorganiques, inorganiques, substances lourdes. Chacune est représentée par une couleur différente sur les radiographies bi-énergie telles que celle présentée en figure 4.1.3. Ils se basent pour cela sur le rapport des coefficients d'atténuation linéiques, caractéristiques de chaque matériau (voir section 4.1.3.1) et utilisent également une technique de segmentation d'image pour améliorer la capacité de discrimination du numéro atomique en supprimant le bruit.

Depuis, de nombreux travaux et applications plus spécifiques ont été publiés. Celles qui ont un intérêt dans notre étude seront citées dans les prochaines sections.



FIGURE 4.1.2 – Coupes tomographiques en densité (gauche) et numéro atomique (droite) [12]



FIGURE 4.1.3 – Radiographie colorisée d'un container après segmentation (orange pour les matériaux organiques, vert pour les organiques-inorganiques, bleu pour les inorganiques et violet pour les substances lourdes) [13]

# 4.1.2 Définitions

#### 4.1.2.1 Numéro atomique effectif $\rm Z_{eff}$

L'utilisation du numéro atomique pour la discrimination des matériaux en imagerie bi-énergie soulève une question : comment définir cette grandeur, propre aux éléments chimiques, pour un matériau composé? La littérature recense plusieurs définitions de ce qui est appelé le numéro atomique effectif,  $Z_{\rm eff}$ , dont un résumé est proposé ci-dessous.

Une première définition de ce  $Z_{\text{eff}}$  est de le considérer intuitivement comme égal à la moyenne des numéros atomiques des éléments i constituant la molécule ou le mélange [64] :

$$Z_{eff} = Z_{moy} = \sum_{i=1}^{n} f_i \cdot Z_i$$
(4.1.1)

avec f<sub>i</sub> la fraction atomique de l'élément i.

En parallèle, de nombreuses formules indépendantes de l'énergie, plus ou moins restrictives suivant la gamme d'énergie, la plage de numéro atomique ou le type de matériaux, ont vu le jour ces dernières décennies. Une étude de 2014 en recense une grande partie [65]. On peut notamment citer celle donnée par Hine en 1952 [66], valide dans le domaine de prédominance de la création de paires (voir section 1.1.3.3) et définie comme la moyenne des numéros atomiques de chaque élément i composant le matériau, pondérés par leur fraction massique  $\omega_i$ :

$$\omega_{i} = \frac{f_{i} \cdot A_{i}}{\sum_{j=1}^{n} f_{j} \cdot A_{j}}$$

$$(4.1.2)$$

$$Z_{eff} = Z_{mass} = \sum_{i=1}^{n} \omega_i \cdot Z_i$$
(4.1.3)

avec A<sub>i</sub> le nombre de masse de l'élément i.

Pour Manohara, qui a également proposé une synthèse des formules existantes [67], le  $Z_{eff}$  ne peut pas être réduit à une unique valeur car sa définition dépend des interactions photon-matière prépondérantes *via* leur section efficace, et donc de l'énergie. Son raisonnement part d'une définition du  $Z_{eff}$  basée sur la section efficace totale d'un composé :  $Z_{eff}$  est alors interprété comme le numéro atomique d'un élément pur hypothétique, de densité identique au composé et qui aurait également la même valeur d'atténuation des photons, c'est-à-dire la même section efficace d'interaction. Cette définition aboutit à une formule dépendant de l'énergie et utilisant les fractions atomiques  $f_i$ :

$$Z_{\text{eff}}(E) = Z_{\sigma}(E) = \frac{\sum_{i=1}^{n} f_{i} \cdot \sigma_{i}(E)}{\sum_{i=1}^{n} f_{i} \cdot \sigma_{i}(E)/Z_{i}}$$
(4.1.4)

Avec cette formule, les courbes de  $Z_{eff}$  pour des composés ou mixtures peuvent être tracées en fonction de l'énergie en utilisant les bases de données de sections efficaces ou de coefficients d'absorption massiques, telle la base de données XCOM [14]. A titre d'exemple, la figure 4.1.4 présente le numéro atomique effectif de l'eau, du PVC, du polyéthylène et de l'oxyde de plomb en fonction de l'énergie des photons entre 0.2 et 25 MeV. De plus, le tableau 4.1 recense les valeurs de  $Z_{eff}$  données par les équations 4.1.1, 4.1.3 et 4.1.4 (à 5 et 10 MeV) pour ces quatre mêmes composés.



FIGURE 4.1.4 – Courbes du Z<sub>eff</sub> de l'eau, du PVC ( $(C_2H_3Cl)_n$ ), du polyéthylène ( $(C_2H_4)_n$ ) et de l'oxyde de plomb (PbO) en fonction de l'énergie des photons, calculées à partir des sections efficaces [14] et de l'équation 4.1.4

Composé	Formule	$\mathrm{Z}_{\mathrm{moy}}$	$\mathbf{Z}_{\mathrm{mass}}$	$Z_{\sigma}(5 \mathrm{MeV})$	$Z_{\sigma}(10 \mathrm{MeV})$
Eau	H <sub>2</sub> O	3.33	7.22	3.47	3.72
PVC	$(C_2H_3Cl)_n$	5.33	12	5.73	6.4
Polyéthylène	$(C_2H_4)_n$	2.67	5.28	2.74	2.87
Oxyde de plomb	PbO	45	76.7	56.86	63.54

TABLE 4.1 – Valeurs de  $Z_{eff}$  en fonction de la définition choisie pour l'eau, le PVC, le polyéthylène et l'oxyde de plomb.

La disparité des valeurs de  $Z_{eff}$  souligne l'importance du choix de la définition utilisée. Elle permet également de remarquer que la définition en fonction de la section efficace implique de se placer à une certaine énergie, ce qui n'est pas trivial lorsque les sources photoniques possèdent un spectre large, comme les accélérateurs linéaires. Une définition prenant en compte la bande d'énergie en question a été proposée en 2016 [68]. Toujours basée sur l'équivalence de sections efficaces, les effets ici retenus sont ceux interagissant uniquement avec les électrons, à savoir :

- l'effet photoélectrique;
- la diffusion Rayleigh;
- l'effet Compton.

Le principe est d'estimer quelle valeur  $Z_e$  (et non  $Z_{eff}$ ) permet de minimiser par moindres carrés l'écart entre la section efficace réelle du matériau et la section efficace d'un matériau pur de numéro atomique  $Z_e$ , calculée par interpolation entre les valeurs tabulées des éléments purs formant le composé, et ce sur l'ensemble du spectre :

$$Z_{e} = \operatorname{argmin}\left(\int \left[\sigma_{Z_{e}}(E) - \sum_{i=1}^{n} r_{i}\sigma_{e}(Z_{i}, E)\right]^{2} dE\right)$$
(4.1.5)

avec  $r_i$  la fraction électronique relative :

$$\mathbf{r}_{i} = \frac{\mathbf{n}_{i} \cdot \mathbf{Z}_{i}}{\sum_{j=1}^{n} \mathbf{n}_{j} \cdot \mathbf{Z}_{j}}$$
(4.1.6)

Cette définition a également des limites dans le sens où il n'est pas trivial de définir les bornes de la bande d'énergie, sachant que deux spectres différents sont utilisés. De plus, elle ne prend pas en compte l'allure des spectres, qui pondère l'importance de chaque sous-domaine de la bande d'énergie.

Dans le cas d'une application à une méthode de traitement en imagerie bi-énergie, la définition choisie doit être en accord avec les valeurs trouvées *via* cette technique de mesure. Par exemple, dans le cas de la méthode du rapport des coefficients d'atténuation (voir section 4.1.3.1), elle doit permettre de discriminer les matériaux grâce à la courbe  $\mu_{\rm BE}/\mu_{\rm HE} = f(Z)$  interpolée entre les points définis avec des matériaux purs, dont les valeurs sont tabulées.

Une dernière définition, dite expérimentale, mais non analytique, est alors proposée [69, 65]. Rapportée à une technique de décomposition et des conditions expérimentales précises, Z<sub>eff</sub> est défini comme le numéro atomique d'un élément pur hypothétique donnant un signal en sortie de traitement avec calibration égal à celui du matériau en question. Une telle méthode assure alors une cohérence entre la technique de mesure et les valeurs attendues. Voilà pourquoi cette définition est retenue dans le cadre de notre étude. La dépendance aux conditions expérimentales, notamment aux spectres basse et haute énergie, implique cependant de procéder à une étape de calibration. Celle-ci fournit la courbe de calibration du numéro atomique en fonction du signal mesuré, qui permet d'évaluer le numéro atomique effectif de matériaux composés.

L'application de cette définition au signal mesuré dans notre étude est détaillée dans le chapitre 5.

#### 4.1.2.2 Densité électronique

De récentes études [70, 68] en tomographie bi-énergie ne cherchent plus à évaluer la masse volumique  $\rho$ , mais plutôt la densité électronique  $\rho_e$ , ou densité de charge. En effet,

les effets photoélectrique et Compton intervenant en tomographie standard interagissent avec le cortège électronique de l'atome (voir section 1.1.3). Leurs sections efficaces sont donc proportionnelles à cette densité électronique. Elle se calcule ainsi :

$$\rho_e = \sum_{i=1}^{n} \omega_i \frac{Z_i}{A_i} \rho \tag{4.1.7}$$

avec  $\omega_i$  la fraction massique de l'élément i. Elle est exprimée en moles/cm<sup>3</sup> et correspond à la quantité d'électrons par unité de volume. Pour un matériau pur, elle vaut simplement  $Z/A \times \rho$ .

Contrairement à la tomodensitométrie classique sur colis, basée sur une approximation des sections efficaces (voir section 1.2.4), la densité électronique intègre directement ce rapport et permet de ce fait de prendre en compte sa variation pour l'ensemble des éléments, réduisant par conséquent les approximations inhérentes. Cet aspect est d'autant plus intéressant dans le cas particulier de l'hydrogène, pour lequel ce rapport vaut 1.

En pratique, la densité électronique est également plus simple à évaluer dans le cas d'une décomposition en double effet (voir section 4.2.1) car elle est directement proportionnelle au coefficient d'atténuation Compton.

Enfin, elle possède l'avantage de pouvoir être calculée pour n'importe quel matériau. Au contraire, la notion de densité effective  $\rho_{\text{eff}}$  définie dans une étude de 2014 [65] propose une définition analogue à celle retenue pour Z<sub>eff</sub> : c'est la densité qui permet d'obtenir un signal en sortie de traitement avec calibration égal à celui du matériau en question. Ce signal correspond dans ce cas au couple de coefficients d'atténuation ( $\mu_{\text{BE}}, \mu_{\text{HE}}$ ). Elle ne correspond cependant pas nécessairement à la densité réelle du matériau, ce qui peut prêter à confusion. De plus, contrairement à  $\rho_{\text{eff}}$ ,  $\rho_{\text{e}}$  ne dépend ni de l'énergie, ni de la configuration expérimentale.

# 4.1.3 Méthodes de traitement et de reconstruction en tomographie bi-énergie

Il existe trois principales méthodes de traitement des mesures en tomographie biénergie : l'analyse du rapport des coefficients d'atténuation linéiques (appliquée après reconstruction), la décomposition en double effet et la décomposition en matériaux de base (appliquées sur les projections avant reconstruction). Ces trois méthodes sont détaillées dans cette section.

#### 4.1.3.1 Rapport des coefficients d'atténuation linéiques $\mu$

Une technique commune en tomographie bi-énergie est de travailler avec le rapport des coefficients d'atténuation linéiques  $\mu$  obtenus aux énergies  $E_1$  et  $E_2$ , qui est aussi égal au rapport des coefficients d'atténuation massiques  $\mu/\rho$ :

$$R(E_1, E_2, Z) = \frac{\mu(E_1)}{\mu(E_2)} = \frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)(Z, E_1)}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)(Z, E_2)}$$
(4.1.8)

Cette technique a l'avantage d'être simple à mettre en œuvre car il suffit de faire le rapport des deux coupes tomographiques haute énergie (HE) et basse énergie (BE) pour obtenir l'image dépendant de Z. Ce rapport dépend des deux énergies HE et BE et du numéro atomique Z du matériau, mais pas de sa densité  $\rho$ . Lorsque l'on trace R en fonction de Z, comme sur la figure 4.1.5, pour des énergies BE et HE données, plus la pente est élevée, meilleure est la discrimination en Z. En pratique, la discrimination se fait jusqu'à Z = 60 environ. Au-delà, la courbe s'aplatit, ce qui a pour effet d'augmenter l'incertitude sur Z à incertitude égale sur le rapport des  $\mu$ . Cette méthode a déjà été étudiée par le LMN pour une application à ses activités de CND de colis de déchets par imagerie haute énergie [15], de même que par une équipe du Fraunhofer Institute for Integrated Circuits IIS [71].



FIGURE 4.1.5 – Exemple de courbes du rapport des coefficients d'atténuation pour deux spectres BE différents, avec et sans filtration avec du polyéthylène, en fonction de Z [15]

Le principal inconvénient de cette méthode est la dépendance du rapport aux spectres BE et HE *via* les coefficients d'atténuation. Un ajustement systématique aux spectres X, ou une estimation de ces spectres, est alors requis, ce qui peut respectivement être contraignant au niveau de la mise en pratique, et avoir des conséquences sur la qualité et la précision des mesures. De même, dans le cas de l'utilisation d'un spectre X large et non d'une source mono-énergétique, ce ratio est sensible à la densité du matériau traversé *via* le phénomène de durcissement de spectre, ce qui peut causer d'importants artefacts à la reconstruction.

La densité est quant à elle déterminée par tomodensitométrie classique, au bémol près des artefacts liés au durcissement de spectre : une fois que l'on connait  $\mu$  et  $\mu/\rho$ , on obtient directement  $\rho = \mu/(\mu/\rho)$ . La précision sur l'emplacement d'un matériau dans le diagramme ( $\rho$ , Z) étant déterminante pour discriminer les matériaux et les classer dans les différentes zones, il convient de minimiser au maximum l'incertitude sur le rapport  $\mu_{\rm HE}/\mu_{\rm BE}$ , qui conditionne l'incertitude sur le Z<sub>eff</sub>.

#### 4.1.3.2 Décomposition en double effet

Le principe de cette méthode est de décomposer l'atténuation totale d'un objet en une combinaison des deux effets d'interaction rayonnement-matière majoritaires. En tomographie classique, on ne considère plus que les effets photoélectrique et Compton, les autres interactions étant négligées :

$$\mu_{\text{tot}} \approx \mu_{\text{Photoélec}} + \mu_{\text{Compton}} \tag{4.1.9}$$

Parallèlement, la section efficace de chaque effet est exprimée sous la forme d'un produit d'une fonction dépendant du matériau ( $\rho$ , Z) et d'une fonction dépendant de l'énergie :

$$\sigma(\mathbf{E},\mathbf{Z}) = f(\mathbf{E}) \times g(\mathbf{Z}) \tag{4.1.10}$$

Cette factoristion est un point fondamental de la méthode.

En injectant de telles expressions dans le calcul du coefficient d'atténuation total, la décomposition en tomographie classique prend alors la forme suivante [16] :

$$\mu(\rho, Z, E) = a_{P}(\rho, Z) \cdot \frac{1}{E^{3}} + a_{C}(\rho, Z) \cdot f_{KN}(E)$$
(4.1.11)

avec  $a_P$  et  $a_C$  respectivement les coefficients de décomposition en effet photoélectrique et Compton, et  $f_{KN}(E)$  la fonction de Klein-Nishina (voir section 1.1.3.2).

$$a_{P}(\rho, Z) = K_{1} \frac{\rho}{A} Z^{n}$$

$$a_{C}(\rho, Z) = K_{2} \frac{\rho}{A} Z$$
(4.1.12)

avec  $K_1$  et  $K_2$  des constantes et  $n \sim 4$  [16].

L'obtention de ces coefficients de décomposition passe par la résolution d'un système d'équations non linéaires, faisant correspondre à chaque couple de projections ( $P_{BE}$ ,  $P_{HE}$ ) issus des sinogrammes leur expression analytique déduite de l'extension de la loi de Beer-Lambert (éq. 1.2.1) à des sources X polychromatiques :

$$P_{BE}(y,\theta) = \ln\left(\frac{\int S_{BE}(E)dE}{\int S_{BE}(E) \cdot \exp\left(-A_{P}(y,\theta)\frac{1}{E^{3}} - A_{C}(y,\theta)f_{KN}(E)\right)dE}\right)$$
  

$$P_{HE}(y,\theta) = \ln\left(\frac{\int S_{HE}(E) \cdot \exp\left(-A_{P}(y,\theta)\frac{1}{E^{3}} - A_{C}(y,\theta)f_{KN}(E)\right)dE}{\int S_{HE}(E) \cdot \exp\left(-A_{P}(y,\theta)\frac{1}{E^{3}} - A_{C}(y,\theta)f_{KN}(E)\right)dE}\right)$$
(4.1.13)

avec  $A_{C,P}$  les projections des coefficients de décomposition sur l'épaisseur locale L de l'objet du point de vue d'un photon traversant, que l'on cherche à évaluer :

$$A_{C,P} = \int_0^L a_{C,P} dl \qquad (4.1.14)$$

 $S_{BE,HE}(E)$  est la réponse spectrale du système, égale au produit du spectre de la source X, de l'efficacité du détecteur et de l'énergie moyenne déposée dans ce dernier :

$$S_{BE,HE}(E) = S_{BE,HE}^{X}(E) \cdot Eff(E) \cdot E_{dep}(E)$$
(4.1.15)

Par la résolution de ce système, on cherche à obtenir à partir des sinogrammes BE et HE  $(P_{BE}, P_{HE})$  deux nouveaux sinogrammes d'interaction  $(A_C, A_P)$ , ce qui revient à séparer les deux composantes de l'atténuation dans le domaine de projection. Le calcul de ces sinogrammes d'interaction peut se faire actuellement grâce à deux types d'algorithmes :

— par résolution directe du système via une méthode de minimisation contrainte de type Newton-Raphson à deux dimensions [68]. Cette méthode est précise, mais nécessite une forte capacité de calcul pour la résolution en chaque voxel de deux équations non linéaires; par approximation polynomiale [16, 61] des équations de projections 4.1.13 : les projections P<sub>BE,HE</sub> sont considérées comme une combinaison polynomiale de A<sub>C</sub> et A<sub>P</sub>, les coefficients polynomiaux étant déterminés par moindres carrés sur une mesure de calibration [72]. A<sub>C</sub> et A<sub>P</sub> sont alors estimés par un algorithme de minimisation. Cette méthode permet une accélération de l'algorithme de minimisation, mais elle souffre d'importantes erreurs d'approximation lorsqu'elle est appliquée à des objets contenant une large gamme de matériaux [73], ce qui est le cas des colis de déchets nucléaires.

La première méthode est retenue dans le cadre de notre étude car la précision de la minimisation est plus importante que la vitesse de traitement.

Une fois ces sinogrammes créés, les coupes tomographiques de chaque effet sont alors reconstruites par rétroprojection filtrée classique (voir section 1.2.3), avec pour valeurs du voxel reconstruit  $a_P(x,y)$  et  $a_C(x,y)$ . L'étude directe de ces coupes tomographiques permet immédiatement de distinguer des changements de matériaux parfois invisibles par tomographie classique : sur la figure 4.1.6, les profils photoélectrique (c) et Compton (d) permettent de visualiser le passage du cylindre central de tissu graisseux au cylindre plus large de cerveau, ce qui n'est pas le cas du profil de l'intensité seule reconstruite (b).



 $\begin{array}{ll} \mbox{Figure 4.1.6} & - \mbox{Résultats issus de simulations [16]: (a) fantôme représentant la boîte crânienne); (b) profil d'une reconstruction tomographique conventionnelle; (c) profil d'une reconstruction tomographique de la partie photoélectrique a_P; (d) profil d'une reconstruction tomographique de la partie effet Compton a_C \\ \end{array}$ 

Dans un second temps, ces coefficients  $a_P$  et  $a_C$ , caractéristiques du matériau, peuvent être combinés pour donner *in fine* les valeurs de numéro atomique et densité électronique [68] :

$$\hat{\rho_e} = \mathbf{k}_{\rho} \times \mathbf{a}_{\mathbf{C}} \tag{4.1.16}$$

$$\hat{Z}_{eff} = k_Z \left(\frac{a_P}{a_C}\right)^{1/n_Z}$$
(4.1.17)

avec  $k_{\rho}$ ,  $k_Z$  et  $n_Z$  des constantes à évaluer par calibration.

Les détails de cette méthode modifiée pour notre domaine d'énergie sont présentés dans la section 4.2.

#### 4.1.3.3 Décomposition en matériaux de base

Cette méthode est analogue à la décomposition en double effet : le coefficient d'atténuation  $\mu$  est décomposé en une combinaison des coefficients de deux matériaux de base A et B :

$$\mu(\rho, \mathbf{Z}, \mathbf{E}) = c_{\mathbf{A}}(\rho, \mathbf{Z}) \cdot \mu_{\mathbf{A}}(\mathbf{E}) + c_{\mathbf{B}}(\rho, \mathbf{Z}) \cdot \mu_{\mathbf{B}}(\mathbf{E})$$
(4.1.18)

avec  $\mu_{A,B}(E)$  les coefficients d'atténuation linéiques des deux matériaux de base, constituant la base de l'espace des fonctions d'atténuation, et  $c_A$  et  $c_B$  les coefficients d'équivalence du matériau à définir dans cet espace. La décomposition, et donc les coefficients d'équivalence, sont uniques [16] et dépendent des conditions expérimentales. L'évaluation de  $c_A$  et  $c_B$  peut se faire par les mêmes techniques d'évaluation que  $A_C$  et  $A_P$  en décomposition double effet, ou par l'utilisation d'un tableau de référence [74, 75], qui est plus rapide. Dans tous les cas, une étape de calibration des fonctions  $\mu_A(E)$  et  $\mu_B(E)$  est nécessaire.

La combinaison de ces coefficients permet alors de calculer la densité électronique et le numéro atomique effectif.

Tout comme la décomposition en double effet, cette méthode permet de s'affranchir des effets de durcissement de spectre car ce phénomène est inclus dans la calibration des matériaux de base. Cependant, la qualité de la décomposition dépend du choix des matériaux de base. Or ce choix n'est pas trivial lorsqu'il s'agit de contrôles de colis de déchets nucléaires, dans lesquels il est possible de retrouver un grand nombre de matériaux différents. La méthode de décomposition en double effet est de ce fait retenue car elle ne nécessite pas de présupposition sur les matériaux à trouver.

# 4.2 Application de la tomographie bi-énergie à haute énergie

Les spécificités de l'application de la méthode de décomposition en double effet aux énergies entre 1 et 20 MeV sont détaillées dans cette section.

#### 4.2.1 Décomposition en double effet à haute énergie

Dans le cadre du développement de cette méthode d'imagerie bi-énergie, nous avons retenu comme sources de photons basse et haute énergie les spectres simulés pour l'accélérateur linéaire Saturne respectivement à 9 et 15 MeV (voir chapitre 2). Ces deux spectres simulés sont présentés en figure 4.2.1.

Le domaine d'énergie d'intérêt se situe donc entre 0.2 et 17 MeV. Sur la figure 4.2.2 sont représentées l'ensemble des sections efficaces d'interaction photon-matière pour ce



FIGURE 4.2.1 – Spectres X simulés de l'accélérateur Saturne à 9 et 15 MeV

domaine d'énergie, pour quatre éléments : le bore (Z = 5), le titane (Z = 22), le cadmium (Z = 48) et le plomb (Z = 82).

Il apparaît sur les graphiques de la figure 4.2.2 que, pour ce domaine d'énergie, les deux effets principaux sont l'effet Compton et la création de paires. En effet, contrairement à la tomographie bi-énergie classique, l'effet photoélectrique a une section efficace plus faible que ces deux effets. Le tracé de la contribution de l'effet photoélectrique à la section efficace totale d'interaction photon-matière pour plusieurs éléments purs entre 1 et 20 MeV en figure 4.2.3 montre bien que l'effet photoélectrique ne contribue que faiblement aux interactions : même pour des matériaux à haut Z, cet effet ne dépasse guère les quelques pourcents de contribution à la section efficace totale. Par conséquent, cet effet sera négligé dans un premier temps :

$$\mu_{\rm tot} \approx \mu_{\rm Compton} + \mu_{\rm C.Paires} \tag{4.2.1}$$

Le fait de s'intéresser ici à la création de paires à la place de l'effet photoélectrique distingue cette étude de ce que l'on trouve dans la littérature et c'est ce qui en fait son caractère inédit. Duan *et al.* [76] évoquent bien la possibilité d'appliquer cette méthode à haute énergie, mais préfèrent utiliser la décomposition en matériaux de base.

Afin de pouvoir appliquer cette méthode de décomposition, les sections efficaces de chaque effet doivent avoir une expression analytique sous la forme d'un produit de deux fonctions, la première dépendant de l'énergie des photons et la seconde du matériau, donc de Z :

$$\sigma(\mathbf{E}, \mathbf{Z}) = \mathbf{f}(\mathbf{E}) \cdot \mathbf{g}(\mathbf{Z}) \tag{4.2.2}$$

Pour l'effet Compton, cette forme est directement donnée par sa formule analytique (voir section 1.1.3.2) :

$$\sigma_{\text{Compton}}(\mathbf{Z}, \mathbf{E}) = 2\pi \mathbf{r}_{e}^{2} \cdot \mathbf{Z} \cdot \mathbf{f}_{\text{KN}}(\mathbf{E})$$
(4.2.3)

Concernant la création de paires, les équations avec et sans écrantage données dans la section 1.1.3.3 ne sont pas applicables. En effet, du fait de l'approximation de Born, ces formules ne sont pas précises à Z élevé (> 60), ni à basse énergie proche du seuil de production  $2m_ec^2$  pour tous les Z. Pour s'en convaincre, la figure 4.2.4 présente les sections efficaces de création de paires totales tabulées et les courbes calculées à partir de l'équation 1.1.9 du cas de non écrantage pour quatre éléments purs. Le cas d'écrantage total n'est pas applicable car le seuil en énergie est supérieur à notre plage d'énergie



FIGURE 4.2.2 – Ensemble des principales sections efficaces d'interaction photon-matière pour quatre éléments entre 0.1 et 20 MeV [14]



FIGURE 4.2.3 – Contribution de l'effet photoélectrique à la section efficace totale d'interaction photon-matière pour des éléments purs [14]

 $(137m_ec^2Z^{-1/3}$  vaut environ 41 MeV à Z = 5 et 17 MeV à Z = 82). L'imprécision pour les énergies inférieures à 10 MeV de la courbe de non écrantage, de même que l'écart au-delà de 10 MeV pour le plomb sont directement observables.



FIGURE 4.2.4 – Sections efficaces totales de création de paires pour quatre éléments purs : valeurs tabulées et courbes du cas de non écrantage

Une intégration numérique de la section efficace différentielle donnée par Bethe et Heitler [77] serait plus complète, mais nécessiterait une étape de calcul lourde à mettre en place. C'est pourquoi il a été décidé de définir une formule polynomiale ajustée aux sections efficaces tabulées, valable pour le plus de valeurs de Z possibles et adaptée à notre domaine d'énergie, soit entre  $2m_ec^2$  et 20 MeV. Cette évaluation est détaillée dans la section suivante.

Une fois ces formules de sections efficaces déterminées, il est alors possible de mettre les coefficients d'atténuation de chaque effet sous la même forme d'un produit d'une fonction dépendant du matériau ( $\rho$ , Z) et d'une fonction dépendant de l'énergie E :

$$\mu_{\text{Compton}} = N_{\text{A}} \cdot \frac{\rho}{\text{A}} \cdot 2\pi r_{\text{e}}^2 \cdot \text{Z} \cdot f_{\text{KN}}(\text{E}) = a_{\text{C}}(\rho, \text{Z}) \times f_{\text{KN}}(\text{E})$$
(4.2.4)

$$\mu_{\text{C. Paires}} = N_{\text{A}} \cdot \frac{\rho}{\text{A}} \cdot g_{\text{CP}}(\text{Z}) \cdot f_{\text{CP}}(\text{E}) = a_{\text{CP}}(\rho, \text{Z}) \times f_{\text{CP}}(\text{E})$$
(4.2.5)

$$a_{\rm C}(\rho, \mathbf{Z}) = N_{\rm A} \cdot 2\pi r_{\rm e}^2 \cdot \frac{\mathbf{Z}}{\mathbf{A}} \cdot \rho \tag{4.2.6}$$

$$a_{\rm CP}(\rho, Z) = N_{\rm A} \cdot \frac{g_{\rm CP}(Z)}{Z} \cdot \frac{Z}{A} \cdot \rho$$
(4.2.7)

Nous obtenons in fine les formules suivantes :

$$\mu_{\text{tot}}(\rho_e, \mathbf{Z}, \mathbf{E}) = \mathbf{a}_{\mathbf{C}}(\rho_e, \mathbf{Z}) \times \mathbf{f}_{\text{KN}}(\mathbf{E}) + \mathbf{a}_{\text{CP}}(\rho_e, \mathbf{Z}) \times \mathbf{f}_{\text{CP}}(\mathbf{E})$$
(4.2.8)

$$a_{\rm C}(\rho_e, \mathbf{Z}) = N_{\rm A} \cdot 2\pi \mathbf{r}_{\rm e}^2 \cdot \rho_e \tag{4.2.9}$$

$$a_{\rm CP}(\rho_e, \mathbf{Z}) = N_{\rm A} \cdot \rho_e \cdot \frac{\mathbf{g}_{\rm CP}(\mathbf{Z})}{\mathbf{Z}}$$
(4.2.10)

avec pour rappel  $\rho_e$  la densité électronique, égale à Z/A ×  $\rho$  pour les éléments purs.  $f_{KN}(E)$  et  $f_{CP}(E)$  étant des fonctions sans dimension,  $a_C$  et  $a_{CP}$  ont la même dimension qu'un coefficient d'atténuation linéique, soit des cm<sup>-1</sup>.

Concernant les matériaux composés,  $Z_{eff}$  a été défini comme le numéro atomique d'un élément pur hypothétique donnant un signal en sortie de traitement avec calibration égal à celui du matériau en question. Dans notre cas, le signal en sortie de traitement correspond au couple ( $a_C, a_{CP}$ ). Pour obtenir les formules de ces deux coefficients pour les matériaux composés, on remplacera alors dans les équations précédents relatives aux éléments purs Z par Z<sub>eff</sub>. La densité électronique  $\rho_e$  est inchangée et se calcule à l'aide de l'équation 4.1.7.

$$a_{\rm C}(\rho_e, \mathbf{Z}_{\rm eff}) = N_{\rm A} \cdot 2\pi \mathbf{r}_{\rm e}^2 \cdot \rho_e \tag{4.2.11}$$

$$a_{\rm CP}(\rho_e, Z_{\rm eff}) = N_{\rm A} \cdot \rho_e \cdot \frac{g_{\rm CP}(Z_{\rm eff})}{Z_{\rm eff}}$$
(4.2.12)

Le système d'équations non linéaires à résoudre dans ce cas-là est le suivant :

$$\begin{cases} P_{\rm BE}(\mathbf{y},\theta) = \ln\left(\frac{\int S_{\rm BE}(\mathbf{E})d\mathbf{E}}{\int S_{\rm BE}(\mathbf{E})\cdot\exp(-A_{\rm C}f_{\rm KN}(\mathbf{E})-A_{\rm CP}f_{\rm CP}(\mathbf{E}))d\mathbf{E}}\right)\\ P_{\rm HE}(\mathbf{y},\theta) = \ln\left(\frac{\int S_{\rm HE}(\mathbf{E})\cdot\exp(-A_{\rm C}f_{\rm KN}(\mathbf{E})-A_{\rm CP}f_{\rm CP}(\mathbf{E}))d\mathbf{E}}{\int S_{\rm HE}(\mathbf{E})\cdot\exp(-A_{\rm C}f_{\rm KN}(\mathbf{E})-A_{\rm CP}f_{\rm CP}(\mathbf{E}))d\mathbf{E}}\right) \end{cases}$$
(4.2.13)

avec  $A_{C,CP} = \int_0^L a_{C,CP}(x,y,z) dl$  les valeurs des pixels des sinogrammes Compton et création de paires.

La résolution de ce système pour évaluer  $A_C$  et  $A_{CP}$  est basée sur l'utilisation d'un algorithme de minimisation, détaillé en section 4.3. Nous développons avant cela l'évaluation de la formule de section efficace de la création de paires adaptée à nos besoins, puis la validation des formules de passage du couple ( $a_C, a_{CP}$ ) au couple ( $\rho_e, Z$ ).

# 4.2.2 Evaluation de la formule analytique de section efficace de la création de paires

Cette évaluation repose sur un ajustement successif des deux fonctions  $f_{CP}(E)$  et  $g_{CP}(Z)$  sur les courbes des valeurs tabulées XCOM [14] pour des énergies de 0.1 à 20 MeV et une large gamme de valeurs de Z.

#### 4.2.2.1 Correspondance en énergie

À la manière de la formule de Klein-Nishina pour l'effet Compton, nous instaurons ici une énergie réduite sous la forme suivante :

$$\varepsilon_{\rm r}^{\rm CP} = \frac{\rm E}{\rm 2m_e c^2} - 1 \tag{4.2.14}$$

L'observation des courbes de sections efficaces de création de paires en fonction de l'énergie pour plusieurs matériaux permet de constater que ces dernières ont toutes la même allure. Une fois normalisées pour 5 MeV (soit une énergie réduite de 3.9), elles se rapprochent alors toutes d'une courbe commune, comme le montrent les graphiques de la figure 4.2.5.



FIGURE 4.2.5 – Sections efficaces XCOM pour Z = 1 à Z = 82 en fonction de l'énergie, une courbe par Z, normalisées pour des photons de 5 MeV : création de paires dans le champ du noyau (haut gauche), dans le champ électronique (haut droite) et totale (bas) (la courbe rouge correspond à la fonction d'ajustement retenue)

La fonction  $f_{CP}(E)$  est ajustée sur les sections efficaces totales de la création de paires, normalisées à 5 MeV. Elle est sans dimension et est recherchée sous la forme d'un polynôme de degré 3 :

$$f_{CP}(\varepsilon_r^{CP}) = b_1 \cdot \varepsilon_r^{CP} + b_2 \cdot \left(\varepsilon_r^{CP}\right)^2 + b_3 \cdot \left(\varepsilon_r^{CP}\right)^3$$
(4.2.15)

Les études antérieures [15] et les premières simulations ont montré que les éléments lourds étaient les plus difficiles à identifier correctement. De ce fait, l'ajustement a été réalisé sur la courbe de section efficace du plomb (courbe rouge sur le graphique de droite de la figure 4.2.5). On retrouve cet ajustement privilégié pour les éléments lourds sur les graphiques de la figure 4.2.6, qui comparent les sections efficaces totales tabulées et normalisées à 5 MeV avec les courbes d'ajustement polynomial en fonction de l'énergie pour quelques matériaux.

L'ajustement sur les sections efficaces du plomb donne les valeurs de coefficients suivantes :

 $\begin{array}{l} b_1 = 0.308 \\ b_2 = -0.0158 \\ b_3 = 3.6 \times 10^{-4} \end{array}$ 



FIGURE 4.2.6 – Sections efficaces XCOM normalisées pour des photons de 5 MeV en fonction de l'énergie pour quatre éléments purs et courbes d'ajustement polynomial correspondantes

#### 4.2.2.2 Correspondance en Z

La figure 4.2.7 présente les sections efficaces totales de création de paires tabulées pour des matériaux de calibrations choisis aux énergies caractéristiques de 5, 10 et 15 MeV.

L'allure des trois courbes permet également d'envisager un ajustement polynomial. Cet ajustement est effectué sur la courbe à 5 MeV, toujours en privilégiant la zone des Z élevés entre 60 et 82. La fonction ajustée a la dimension d'une section efficace (barn). Un polynôme d'ordre 2 donne une très bonne correspondance :

$$g_{CP}(Z) = a_1 Z + a_2 Z^2 \tag{4.2.16}$$

avec les valeurs de coefficients suivantes :



FIGURE 4.2.7 – Sections efficaces totales de création de paires XCOM à 5, 10 et 15 MeV en fonction du numéro atomique pour quelques matériaux de calibration

$$a_1 = 1.627 \times 10^{-3}$$
  
 $a_2 = 1.105 \times 10^{-3}$ 

La figure 4.2.8 reprend les sections efficaces tabulées de la figure 4.2.7 et présente également les trois courbes de sections efficaces correspondantes issues de l'ajustement polynomial. Les points à 5 MeV sont naturellement confondus avec la courbe de la formule ajustée de la section efficace, mais les points à 10 et 15 MeV coïncident également avec leurs courbes respectives. La correspondance en Z est de ce fait validée, et ce pour différentes énergies.



FIGURE 4.2.8 – Sections efficaces totales de création de paires XCOM à 5, 10 et 15 MeV pour quelques matériaux de calibration et les courbes d'ajustement polynomial correspondantes

À titre de comparaison, la figure 4.2.9 reprend les sections efficaces de création de paires totales tabulées et les courbes du cas de non écrantage de la figure 4.2.4 ainsi que les courbes estimées par ajustement polynomial pour les mêmes matériaux de calibration. On observe directement que l'ajustement polynomial correspond bien mieux aux valeurs tabulées que l'équation de non écrantage.



FIGURE 4.2.9 – Sections efficaces totales de création de paires pour quatre éléments purs : valeurs tabulées, courbes d'ajustement polynomial et courbes du cas de non écrantage

# 4.2.3 Évaluation de $\rho_e$ et Z

D'après les expressions analytiques de  $a_C(\rho, Z)$  et  $a_{CP}(\rho, Z)$  présentées au paragraphe précédent, il est possible d'extraire de ces deux composants la densité électronique et le numéro atomique. La première est en effet directement proportionnelle à  $a_C$ , tandis que le rapport  $a_{CP}/a_C$  est une fonction affine dépendante de Z :

$$a_{\rm C}(\rho, \mathbf{Z}) = N_{\rm A} \cdot 2\pi \mathbf{r}_{\rm e}^2 \cdot \rho_e \tag{4.2.17}$$

$$\frac{a_{CP}}{a_C}(\rho, Z) = \frac{1}{2\pi r_e^2} \times \frac{g_{CP}(Z)}{Z}$$

$$(4.2.18)$$

Avec les coefficients du polynôme décrit en section 4.2.2.2, nous obtenons pour Z l'expression fonction du rapport  $a_{CP}/a_C$  suivante :

$$Z = \frac{2\pi r_e^2}{a_2} \times \left(\frac{a_{CP}}{a_C}\right) - \frac{a_1}{a_2}$$
(4.2.19)

$$Z = 452.2 \times \left(\frac{a_{CP}}{a_C}\right) - 1.472$$
 (4.2.20)

Ces formules permettent de décrire les droites de calibration de référence pour obtenir  $\rho_e$  et Z à partir de  $a_C$  et  $a_{CP}$ . Elles sont présentées sur les figures 4.2.10 et 4.2.11.



FIGURE 4.2.10 – Droite de calibration de référence de la densité électronique  $\rho_e$  en fonction de  $\mathbf{a}_{\mathrm{C}}$ 



FIGURE 4.2.11 – Droite de calibration de référence du numéro atomique Z en fonction du rapport  $a_{\rm CP}/a_{\rm C}$ 

## 4.2.4 Validation des formules par comparaison aux valeurs tabulées

#### 4.2.4.1 Indépendance en énergie

Un élément important à vérifier est l'indépendance des coefficients d'atténuation Compton et création de paires vis-à-vis de l'énergie des photons. En effet,  $a_C$  et  $a_{CP}$  ont été définis comme étant indépendants de l'énergie. Ces derniers peuvent être calculés à partir des sections efficaces tabulées  $\sigma_C$  et  $\sigma_{CP}$  et des fonctions d'énergie  $f_{KN}(E)$  et  $f_{CP}(E)$ :

$$a_{\rm C}(\rho, {\rm Z}) = \frac{\sigma_{\rm C}({\rm Z}, {\rm E})}{f_{\rm KN}({\rm E})} \times \rho \times \frac{N_{\rm A}}{{\rm A}}$$
(4.2.21)

$$a_{\rm CP}(\rho, \mathbf{Z}) = \frac{\sigma_{\rm CP}(\mathbf{Z}, \mathbf{E})}{f_{\rm CP}(\mathbf{E})} \times \rho \times \frac{N_{\rm A}}{\mathbf{A}}$$
(4.2.22)

La masse volumique  $\rho$ , le nombre d'Avogadro  $N_{\rm A}$  et la masse molaire du matériau A étant indépendants de l'énergie, les figures 4.2.12 et 4.2.13 représentent respectivement les rapports ( $\sigma_{\rm C}/f_{\rm KN}$ ) (E) et ( $\sigma_{\rm CP}/f_{\rm CP}$ ) (E) en fonction de l'énergie pour plusieurs éléments purs.



FIGURE 4.2.12 – Section efficace de l'effet Compton divisée par la formule de Klein-Nishina  $f_{KN}(E)$  en fonction de l'énergie pour plusieurs éléments purs (valeurs XCOM). Le numéro atomique est indiqué entre parenthèses.



FIGURE 4.2.13 – Section efficace de la création de paires divisée par  $f_{CP}(E)$  en fonction de l'énergie pour plusieurs éléments purs (valeurs XCOM)

Les courbes plates de la figure 4.2.12 indiquent que le coefficient Compton  $a_C$  est bien indépendant de l'énergie. En revanche, le coefficient de création de paires  $a_{CP}$  peut être considéré comme relativement constant uniquement au-delà de 5 MeV environ. En-dessous de cette valeur, les rapports varient plus ou moins fortement, et tendent tous vers 0 pour  $E = 2m_ec^2$ .

#### 4.2.4.2 Correspondance des courbes de calibration

Nous comparons ici la courbe de référence  $Z = f(a_{CP}/a_C)$  décrite dans la section 4.2.3 à des points pour des éléments purs obtenus à partir des valeurs XCOM pour 5 et 10 MeV, qui sont des énergies représentatives des capacités de notre source X. Ces éléments sont regroupés dans le graphique de la figure 4.2.14.



FIGURE 4.2.14 – Comparaison de la droite de référence  $Z = f(a_{CP}/a_C)$  (éq. 4.2.20) à des points d'éléments purs (valeurs XCOM)

L'écart des deux séries de points par rapport à la droite de référence est faible, avec un écart moyen de -3.9 % à 5 MeV et 1.8 % à 10 MeV. Les deux séries de points ont également des valeurs du rapport  $a_{CP}/a_C$  proches entre elles. Cela rejoint les conclusions de la section précédente relative à l'indépendance en énergie des coefficients d'atténuation, dans laquelle la figure 4.2.13 indiquait bien que le coefficient d'atténuation de la création de paires  $a_{CP}$  devenait constant au-delà de 5 MeV. La concordance de la droite de référence avec ces deux séries de points permet donc de valider cette droite.

La seconde formule de référence, donnant  $\rho_e$  en fonction de  $a_C$ , est quant à elle directement validée car elle découle de l'équation exacte de la section efficace de l'effet Compton (équation 1.1.6), qui est elle-même utilisée pour le calcul des valeurs tabulées.

# 4.3 Développement de l'algorithme de minimisation

La résolution du système d'équations non linéaires présenté en section 4.2 est effectuée en appliquant l'algorithme de Levenberg-Marquardt, présenté ci-dessous.

# 4.3.1 Algorithme de Levenberg-Marquardt

Développé par Kenneth Levenberg en 1944 [78] et publié par Donald Marquardt en 1963 [79], cet algorithme d'optimisation a été conçu pour résoudre des problèmes de minimisation par moindres carrés de fonctions multi-variables et non linéaires. Depuis, il

est devenu l'un des algorithmes d'optimisation les plus utilisés [80]. Il associe la méthode du gradient et la méthode itérative de Gauss-Newton, basée sur le développement en série de Taylor, pour trouver la solution optimale. Alors que la méthode du gradient ne dépend pas de la racine initiale, mais converge lentement, celle de Gauss-Newton agit de manière opposée. L'algorithme Levenberg-Marquardt combine alors les deux pour en faire une méthode adaptative.

L'algorithme résout ces systèmes en minimisant la somme des carrés des résidus. En d'autres termes, la fonction à minimiser est la somme des carrés des différences entre un jeu de valeurs observées  $y_i$  et les fonctions non linéaires correspondant au modèle,  $f_i(x)$ :

$$S = \sum_{i} (y_i - f_i(x))^2$$
(4.3.1)

Pour notre cas d'application, la méthode des moindres carrés consiste alors à minimiser la fonction suivante :

$$\begin{pmatrix} P_{BE}(y,\theta) - \ln\left(\frac{\int S_{BE}(E)dE}{\int S_{BE}(E) \cdot \exp\left(-A_{C}f_{KN}(E) - A_{CP}f_{CP}(E)\right)dE}\right) \end{pmatrix}^{2} \\ + \left(P_{HE}(y,\theta) - \ln\left(\frac{\int S_{HE}(E)dE}{\int S_{HE}(E) \cdot \exp\left(-A_{C}f_{KN}(E) - A_{CP}f_{CP}(E)\right)dE}\right) \right)^{2}$$
(4.3.2)

Les valeurs observées sont les projections basse et haute énergie, c'est-à-dire les valeurs du même pixel des deux sinogrammes. Les paramètres du modèle à ajuster, et dont les valeurs finales nous intéressent, sont  $A_C$  et  $A_{CP}$ .

La méthode suit un processus itératif qui s'arrête lorsqu'il y a convergence vers une solution (avec un seuil de tolérance défini). Suivant le comportement des fonctions et la définition des valeurs initiales, l'algorithme peut :

- ne jamais converger;
- converger (une convergence est jugée rapide lorsqu'elle nécessite environ 5 itérations);
- converger très lentement;
- converger, mais vers la mauvaise racine (minimum local et non global).

Pour résoudre l'équivalent d'un tel système en tomographie bi-énergie classique, Azevedo et al. [68] utilisent la généralisation de Simpson de l'algorithme de Newton à la résolution d'un système de deux équations non linéaires à deux inconnues avec une contrainte de non-négativité sur la solution. Cette méthode nécessite cependant d'initialiser les racines avec des valeurs suffisamment proches des valeurs finales, ce qui n'est pas forcément évident à déterminer. D'autre part, une présupposition trop forte sur les valeurs peut entraîner un biais sur les valeurs finales.

## 4.3.2 Développement d'un programme de décomposition

Le traitement de couples de projections basse et haute énergie, et plus généralement de deux sinogrammes, a fait l'objet d'un développement d'un programme de post traitement codé en langage Python. Dans sa version finale, ce programme prend en données d'entrée :

- les deux sinogrammes basse et haute énergie issus de mesures ou de simulations;
- les spectres basse et haute énergie de la source X, de 0.2 à 25 MeV par pas de 200 keV;
— un fichier détecteur avec l'efficacité d'interaction et l'énergie moyenne déposée en fonction de l'énergie, également de 0.2 à 25 MeV par pas de 200 keV.

L'algorithme Levenberg-Marquardt est directement disponible dans l'écosystème SciPy de Python : le module *optimize* contient un grand nombre de fonctionnalités d'optimisation, d'ajustement et de recherches de racines. Dans ce module est disponible la fonction *root* permettant la recherche de racines pour des fonctions multi variables. Cette fonction propose l'utilisation de différentes méthodes de minimisation, dont la méthode *lm* [81]. La précision attendue sur le résultat final est réglable par des paramètres de tolérance sur les erreurs relatives dans la somme des carrés et la solution estimée et par le nombre maximum d'itérations. Les valeurs d'origine ont été gardées pour ces paramètres, à savoir  $1.49012 \times 10^{-8}$  pour les erreurs relatives et 300 pour le nombre d'itérations. On peut par conséquent résoudre des systèmes d'équations non linéaires par moindres carrés en utilisant cette fonction qui fait appel à une version modifiée de l'algorithme Levenberg-Marquardt, implémentée dans la librairie FORTRAN90 MINPACK *via* les routines *lmdif* et *lmder* [82].

L'algorithme s'applique alors sur chaque couple de projections  $(P_{BE}(y,\theta), P_{HE}(y,\theta))$ . Ainsi, pour chaque jeu de pixels issus des sinogrammes, la fonction multi variables à donner en entrée de la fonction de minimisation est la suivante :

$$\begin{bmatrix}
P_{BE}(y,\theta) \\
P_{HE}(y,\theta) \\
A_{C}(y,\theta) \\
A_{CP}(y,\theta)
\end{bmatrix} \mapsto
\begin{bmatrix}
P_{BE}(y,\theta) - \ln\left(\frac{\int S_{BE}(E)dE}{\int S_{BE}(E) \cdot exp(-A_{C}f_{KN}(E) - A_{CP}f_{CP}(E))dE}\right) \\
P_{HE}(y,\theta) - \ln\left(\frac{\int S_{HE}(E)dE}{\int S_{HE}(E)dE}\right)
\end{bmatrix}$$
(4.3.3)

Les valeurs de projection  $P_{BE}(y, \theta)$  et  $P_{HE}(y, \theta)$  sont connues et passées en arguments de la fonction, tandis que les inconnues  $A_C(y, \theta)$  et  $A_{CP}(y, \theta)$  restent variables et nécessitent des valeurs d'initialisation. Cette initialisation fait l'objet de la section suivante.

Les spectres X, les efficacités d'interaction et les énergies déposées moyennes étant composés de données discrètes et non de fonctions continues de l'énergie, les intégrales sont approximées par la méthode des rectangles supérieurs, de 0.2 MeV à 25 MeV par pas de 200 keV :

$$\int S_{BE,HE}(E)dE = 0.2 \times \sum_{i=1}^{n} S_{BE,HE}^{X}(E_i) \times Eff(E_i) \times E_{dep}(E_i)$$
(4.3.4)

Trois sinogrammes sont enregistrés en fin de processus :

- le sinogramme dit *Compton*, dont les valeurs de pixel correspondent à  $A_{C}(y, \theta)$ ;
- le sinogramme dit *création de paires*, dont les valeurs de pixel correspondent à  $A_{CP}(y, \theta)$ ;
- le sinogramme itérations, dont les valeurs de pixel correspondent au nombre d'itérations de l'algorithme nécessaires à la résolution du système pour ce pixel.

#### 4.3.3 Initialisation des valeurs $A_C$ et $A_{CP}$

Le choix des valeurs initiales de  $A_C$  et  $A_{CP}$  est important pour assurer une convergence correcte de l'algorithme. Plusieurs solutions ont été testées et l'évaluation de critères de qualité de convergence tels que le nombre moyen d'itérations et le taux de mauvaise convergence ont permis de sélectionner la méthode d'initialisation la plus adaptée. La méthode retenue est une initialisation aléatoire sur une plage de valeurs dont les bornes correspondent aux minima et maxima des sinogrammes issus de simulations d'un colis CEA 870 L (voir section 5.2.1) : entre 0 et 30 pour  $A_C$ , et entre 0 et 2 pour  $A_{CP}$ . Les valeurs maximales correspondent à une épaisseur d'environ 1 m de béton. Cette méthode a l'avantage de ne pas présupposer de la valeur de  $A_C$  et  $A_{CP}$ , réduisant par conséquent le risque d'intégrer un biais dans le calcul. Il est à noter que ces valeurs maximales sont uniquement utilisées dans le cadre de l'initialisation de  $A_C$  et  $A_{CP}$  et ne constituent pas un critère d'arrêt du programme.

Lorsque les valeurs sont en-dehors des plages normales, le voxel en question et l'ensemble de ses informations sont répertoriés dans un fichier erreur, permettant un diagnostic ultérieur. Une valeur négative de  $A_C$  ou  $A_{CP}$  conjointe à une valeur trop élevée de l'autre coefficient (plusieurs fois la borne maximale) indique que l'algorithme a convergé vers un minimum local qui n'a pas de sens physique. Généralement, le nombre d'itérations de l'algorithme lié à cette minimisation est très élevé par rapport au nombre d'itérations moyen.

Afin de comprendre les risques de mauvaise convergence, la figure 4.3.1 représente la fonction de l'équation 4.3.2 tracée en fonction de  $A_C$  et  $A_{CP}$ . Le couple de valeurs  $P_{BE}$  et  $P_{HE}$  a été pris sur les sinogrammes simulés d'un fantôme cylindrique représentatif d'un colis CEA 870 L, pour un pixel correspondant à une atténuation de 70 cm de béton et 6 mm d'acier (voir section 5.2.1). Pour cette position, les valeurs  $A_C$  et  $A_{CP}$  à trouver sont respectivement 27.87 et 1.13, représentées par une croix blanche sur le graphique de droite de la figure 4.3.1.



FIGURE 4.3.1 – Fonction de l'équation 4.3.2 à minimiser tracée en fonction de  $A_C$  et  $A_{CP}$ - vue d'ensemble (gauche) et zoom sur la partie centrale (droite) où sont effectuées les initialisations

Sur cette figure, nous pouvons visuellement distinguer deux vallées de minimisation. La première, visible à l'arrière du graphique de gauche, propose des valeurs physiquement acceptables, c'est-à-dire pour des couples  $(A_C, A_{CP})$  positifs. La seconde vallée, au premier

plan sur la même figure, fait converger les paramètres vers des valeurs négatives pour  $A_{CP}$  et très élevées pour  $A_{C}$ .

Suivant les valeurs d'initialisation, les premières itérations de l'algorithme font alors basculer les nouveaux couples de valeurs dans l'une ou l'autre vallée. Par simulation, il a été observé que les points convergeant vers une mauvaise racine avaient comme point commun une valeur d'initialisation trop faible de  $A_C$  (soit inférieure à 9 environ). Avec cette valeur en tant que nouvelle borne inférieure pour l'initialisation aléatoire de  $A_C$ , l'algorithme converge en tout point des sinogrammes.

À l'avenir, si l'on souhaite réduire la durée du post traitement, une initialisation par voxel voisin (les valeurs finales du voxel voisin deviennent les valeurs initiales du voxel à traiter) ou par proportionnalité avec les sinogrammes classiques ( $A_C$  et  $A_{CP}$  sont respectivement corrélés à  $P_{BE}$  et  $P_{HE}$ ) peut être appliquée. Ces deux méthodes ont été testées et permettent en effet de réduire le nombre moyen d'itérations de l'algorithme d'au moins 30 %. Néanmoins, et pour ne pas risquer d'introduire de biais, l'initialisation aléatoire est maintenue dans la suite de l'étude.

### 4.4 Mesure du taux d'hydrogène dans des colis homogènes

Une des applications envisagées pour la tomographie bi-énergie est la recherche de présence d'eau dans les colis de déchets nucléaires, typiquement sous forme de boues non séchées. L'eau et les matériaux hydrogénés peuvent être détectés *via* la présence d'atomes d'hydrogène. De plus, le taux d'hydrogène est également très intéressant pour l'interprétation des mesures neutroniques, complémentaires aux mesures d'imagerie dans le cadre de contrôles non destructifs des colis.

Pour un matériau composé, on définit le taux d'hydrogène comme la fraction massique de l'hydrogène :

$$t_{\rm H} = \omega_{\rm H} = \frac{n_{\rm H} A({\rm H})}{\sum_{\rm i} n_{\rm i} A_{\rm i}}$$
(4.4.1)

L'hydrogène a la particularité d'être le seul élément dont le rapport Z/A vaut 1. Pour tous les autres, il est inférieur ou égal à 0.5, et diminue en fonction de Z. En reprenant les définitions de la densité électronique pour un élément pur et pour un matériau composé, nous pouvons également définir ce rapport pour un matériau composé :

$$\rho_e = \frac{Z}{A}\rho \tag{4.4.2}$$

$$\rho_e = \sum_{i} \omega_i \frac{Z_i}{A_i} \rho \tag{4.4.3}$$

$$\left(\frac{Z}{A}\right)_{\text{eff}} = \sum_{i} \omega_{i} \frac{Z_{i}}{A_{i}} \tag{4.4.4}$$

avec  $\omega_i$  la fraction massique de l'élément i. On définit donc pour un matériau composé un rapport Z/A effectif  $(Z/A)_{eff}$ , qui peut alors être utilisé pour évaluer le taux d'hydrogène : plus le taux d'hydrogène dans le matériau est élevé, plus  $(Z/A)_{eff}$  sera élevé :

$$\left(\frac{Z}{A}\right)_{\text{eff}} = \sum_{i \neq H} \omega_i \frac{Z_i}{A_i} + \frac{Z_H}{A_H} t_H$$
(4.4.5)

En approximant  $Z_i/A_i$  à 0.5 pour tous les éléments différents de l'hydrogène, et sachant que  $\sum_{i \neq H} \omega_i + t_H = 1$ , on peut déduire de l'équation 4.4.5 les coefficients d'une fonction affine donnant  $(Z/A)_{\text{eff}}$  en fonction du taux d'hydrogène :

$$\left(\frac{\mathrm{Z}}{\mathrm{A}}\right)_{\mathrm{eff}} \approx 0.5 + 0.5 \mathrm{t}_{\mathrm{H}}$$
 (4.4.6)

 $(Z/A)_{eff}$  peut aussi être évalué expérimentalement grâce à la densité  $\rho$  et à la densité électronique  $\rho_e$ , respectivement mesurées par pesée du colis et par une méthode d'imagerie bi-énergie :

$$\left(\frac{\mathrm{Z}}{\mathrm{A}}\right)_{\mathrm{eff}} = \frac{\rho_e}{\rho} \tag{4.4.7}$$

La figure 4.4.1 présente le  $(Z/A)_{eff}$  en fonction du taux d'hydrogène pour l'eau, un type de béton utilisé pour les matrices de colis et un ensemble de produits interdits dans les colis (solvants et liquides pyrophoriques). La courbe de l'équation 4.4.6 est également tracée. Il apparaît effectivement pour ces produits que le rapport Z/A effectif augmente avec le taux d'hydrogène en suivant l'allure de l'équation correspondante. Les points des solvants chlorés sont plus écartés de la courbe que les autres solvants car le chlore  $((Z/A)_{Cl} = 0.4795)$  est présent en proportion massique importante (> 0.7), ce qui réduit le Z/A moyen des éléments différents de l'hydrogène, les autres éléments étant le carbone  $((Z/A)_{C} = 0.4996)$  et l'oxygène  $((Z/A)_{O} = 0.5)$ . Le liquide pyrophorique en marge des autres points est également composé de chlore  $(CH_4Cl_2Si, (Z/A)_{eff} = 0.4875)$ .



FIGURE 4.4.1 – Rapport Z/A effectif en fonction du taux d'hydrogène pour différents matériaux et courbe d'approximation correspondante

Afin d'obtenir une précision convenable sur le taux d'hydrogène, une très bonne précision est nécessaire sur  $(Z/A)_{\text{eff}}$ , et par conséquent sur  $\rho_e/\rho$ : une précision de 2 % sur  $t_{\rm H}$  demande une précision de 1 % sur  $\rho_e/\rho$ . L'incertitude relative de  $\rho_e/\rho$  étant égale à la somme des incertitudes relatives de  $\rho_e$  et  $\rho$ ,  $\rho_e$  doit avoir une précision bien inférieure à 1 %. Les simulations et traitements du chapitre 5 permettront de savoir si une telle précision est réaliste.

# Chapitre 5

# Validation de la méthode de tomographie bi-énergie par simulation

La méthode de décomposition en double effet est testée dans ce chapitre avec plusieurs séries de simulations. Ces dernières sont effectuées avec le code de calcul déterministe MODHERATO, développé par le CEA/LMN [7, 8]. Basé sur le calcul simple de l'atténuation du faisceau de photons par les différentes épaisseurs de matériaux traversés, il utilise pour cela les coefficients d'atténuation tabulés de la bibliothèque XCOM [14]. En simulation classique, tous les effets d'interaction photon-matière sont pris en compte, mais il est possible d'en désactiver certains, comme cela sera fait dans la section 5.2.4. La prise en compte du bruit est effectuée à chaque étape de la chaîne d'acquisition (bruit poissonien du faisceau de photons incident, bruits de la caméra, etc.). Le calcul étant déterministe, les simulations sont très rapides : de l'ordre de quelques dizaines de secondes.

Ce logiciel permet de calculer un sinogramme en sortie d'une simulation d'acquisition tomographique à partir des caractéristiques de la source X, du détecteur, de l'objet et de la géométrie de la mesure. Il intègre également une fonction de reconstruction tomographique permettant de reconstruire au choix des sinogrammes simulés ou expérimentaux. Plus de détails sur MODHERATO sont disponibles en annexe F.

# 5.1 Géométrie, source et détecteur composant le système tomographique

La configuration de la simulation correspond à une géométrie éventail (*fan beam*, voir section 1.2.2) : une source X ponctuelle irradie un objet avec un faisceau collimaté plat, un détecteur linéaire acquiert le signal sur une série de capteurs. La géométrie est représentée sur la figure 5.1.1. La distance de la source au centre du détecteur est de 3.25 m, la distance de la source au centre du rotation de l'objet est de 1.93 m. Cette géométrie correspond au tomographe présent dans la cellule CINPHONIE (voir annexe B).

Les fichiers source utilisés correspondent soit à des sources mono-énergétiques à 2 et 10 MeV, soit aux spectres des points de fonctionnement de l'accélérateur Saturne présentés dans le chapitre 2. Dans les deux cas, le fichier source est fourni par une simulation MCNP<sup>1</sup>. La valeur de l'étalement spatial de la source (FWHM d'une gaussienne) est réglée ensuite dans le fichier *param* de la simulation MODHERATO. Le spectre simulé à

<sup>1.</sup> Tally F1 (courant surfacique de photons) à un mètre de la source, distribué en énergie et en angle, pour une source ponctuelle.



FIGURE 5.1.1 – Géométrie des simulations MODHERATO (vue de dessus)

9 MeV est pris comme basse énergie, et celui à 15 MeV comme haute énergie. Ils ne sont pas filtrés. Les sources mono-énergétiques permettent une première validation de la méthode, tandis que les sources simulées du Saturne participent à une simulation plus réaliste, prenant en compte les effets de durcissement de spectre et prévoyant les performances attendues du système d'imagerie réel.

Les réglages de la simulation sont regroupés dans le tableau 5.1. Le détecteur modélisé est le panneau horizontal de CsI décrit dans la section 3.4. Cependant, dans une optique de réduction du temps de post-traitement pour la phase de développement de la méthode de décomposition, la section des pixels a volontairement été agrandie. Par rapport au détecteur idéal, cet agrandissement correspond à un regroupement des pixels 3 par 3 en largeur, et le doublement de hauteur équivaut à un temps de pose doublé. Du point de vue du RSB, les résultats seront plus optimistes que ceux présentés au chapitre 3. Nous verrons cependant dans la section 5.4.2 que cela n'affecte pas la qualité des résultats.

Pour chaque simulation, 1500 projections linéaires sont enregistrées sur  $360^{\circ}$ , ce qui correspond à un pas angulaire de  $0.24^{\circ}$  et à des sinogrammes de dimension  $1500 \times 1500$  pixels. La fonction de reconstruction tomographique délivre en sortie de processus des coupes aux dimensions de  $1024 \times 1024$  voxels, chaque voxel mesurant  $0.11 \times 0.11$  cm<sup>2</sup>.

Dans un premier temps, des séries de simulations sur des fantômes de calibration permettent d'identifier les paramètres influençant la qualité des courbes de calibration du numéro atomique et de la densité électronique, et donc la précision dans l'évaluation de ces indicateurs pour des matériaux inconnus. Une fois ces courbes définies, de nouvelles simulations utilisant des matériaux composés permettront de tester la caractérisation de matériaux pour différentes configurations d'objets. Les valeurs de  $Z_{eff}$  et  $\rho_e$  obtenues seront alors comparées aux valeurs attendues.

#### 5.2 Courbes de calibration

#### 5.2.1 Fantômes de calibration utilisés

Dans un souci de représentativité des colis de déchets nucléaires qui seront mesurés grâce à cette méthode, le fantôme de calibration standard a été construit de sorte à correspondre à la géométrie réelle d'un colis 870 L du CEA [17]. De forme cylindrique, le fantôme a un diamètre d'un mètre. Une paroi externe en acier de 3 mm d'épaisseur représente la coque,

Source			
Courant crête	100 mA		
Durée du tir	$4\mu s$		
Fréquence de tir	250 Hz		
Flou de la source (FWHM)	1.6 mm		
Débit de dose à 1 m à 9 MeV	23.6  Gy/min		
Débit de dose à 1 m à 15 MeV	108  Gy/min		
Détecteur			
Largeur pixel	1.2 mm		
Hauteur pixel	1.2 mm		
Profondeur scintillateur CsI	10 cm		
Nombre de pixels	1500		
Temps de pose	0.4 s		
Acquisition			
Nombre de projections	1500		
Durée d'une tomographie	10 min		

TABLE 5.1 – Paramètres de la source, du détecteur et de l'acquisition pour les simulations MODHERATO

et l'intérieur du colis est constitué d'une matrice en béton de densité 1.8. Des inserts de section carrée d'éléments purs, de 4 cm de côté, sont disposés uniformément à 25 cm du centre du colis. Un insert d'eau est également placé au centre. La figure 5.2.1 présente un sinogramme et une coupe tomographique de ce fantôme simulé avec la source Saturne 9 MeV. Les sinogrammes sont acquis sur une image de  $1500 \times 1500$  pixels, et les coupes tomographiques reconstruites sur des images de  $1024 \times 1024$  voxels.



FIGURE 5.2.1 – Sinogramme et coupe tomographique du fantôme standard (source Saturne 9 MeV)

Les éléments purs utilisés sont listés dans le tableau 5.2, ainsi que leur densité et densité électronique dans la configuration standard du fantôme. On remarquera que les éléments les plus légers sont présents à leur densité nominale, tandis que les éléments les plus lourds sont ramenés à une densité maximale de 5, ceci afin de contrôler l'atténuation du faisceau de photons pour limiter les artefacts de reconstruction et garder un signal exploitable. La

Flómont	Numéro	Densité $\rho$	Densité électronique $\rho_e$
Element	atomique Z	$(g/cm^3)$	$(moles - e^{-}/cm^{3})$
Bore	5	2.34	1.08
Sodium	11	0.97	0.463
Aluminium	13	2.70	1.30
Soufre	16	2.07	1.03
Titane	22	4.51	2.07
Fer	26	5	2.33
Zinc	30	5	2.29
Zirconium	40	5	2.19
Cadmium	48	5	2.14
Néodyme	60	5	2.08
Hafnium	72	5	2.02
Plomb	82	5	1.98

section 5.2.5 est dédiée à l'influence de la densité des matériaux.

TABLE 5.2 – Caractéristiques des éléments purs constituant les inserts du fantôme standard

Les simulations sont interprétées au travers des reconstructions tomographiques de chaque effet décomposé : le programme de post-traitement calcule, à partir des sinogrammes simulés basse et haut énergie, un sinogramme Compton et un sinogramme création de paires. Ces derniers sont reconstruits comme des sinogrammes classiques par rétroprojection filtrée grâce au module de reconstruction de MODHERATO. Les coupes Compton et création de paires ainsi obtenues contiennent alors respectivement les coefficients d'atténuation Compton  $a_C$  et création de paires  $a_{CP}$  de chaque voxel. Les valeurs des coefficients d'atténuation  $a_C$  et  $a_{CP}$  de chaque insert sont enregistrées sur une surface de  $25 \times 25$  voxels, permettant d'obtenir des mesures avec une statistique suffisante. Pour chaque matériau, le rapport  $a_{CP}/a_C$  est ensuite tracé en fonction de Z, et  $a_C$  est tracé en fonction de  $\rho_e$ . Nous obtenons alors, pour chaque simulation, deux courbes de calibration simulées, qui sont comparées aux courbes de référence du chapitre 4.

#### 5.2.2 Influence du type de source

La première simulation vise à étudier l'influence du type de source X sur la qualité des résultats de l'algorithme : le fantôme standard est irradié avec deux sources monoénergétiques à 2 et 10 MeV, puis avec une source Saturne à 9 et 15 MeV (voir chapitre 2). Les simulations des fantômes de calibration ne sont pas bruitées. Les incertitudes sur les résultats sont suffisamment faibles pour rendre les barres d'erreurs invisibles sur les graphiques. La figure 5.2.2 comporte les graphiques des coefficients d'atténuation Compton et création de paires en fonction du numéro atomique pour les simulations mono-énergétiques et Saturne, ainsi que les points calculés avec les équations de référence (voir chapitre 4).

Les points de calibrations qui en découlent sont tracés en figures 5.2.3 et 5.2.4, ainsi que les deux courbes de référence. Le symbole des éléments est indiqué sur les graphiques de la figure 5.2.4 du coefficient d'atténuation Compton  $a_C$  en fonction de la densité électronique  $\rho_e$  afin de permettre une visualisation de l'emplacement des éléments sur ce graphique. En effet, comme la densité électronique n'est pas proportionnelle au numéro atomique



FIGURE 5.2.2 –  $a_C$  et  $a_{CP}$  en fonction du numéro atomique pour les simulations avec sources mono-énergétiques et Saturne, et points de référence correspondants

(voir tableau 5.2), les points de calibration ne s'enchaînent pas dans l'ordre croissant du numéro atomique.



FIGURE 5.2.3 – Rapport  $a_{CP}/a_C$  en fonction du numéro atomique pour les simulations avec sources mono-énergétiques et Saturne, et courbe de référence correspondante

Les deux séries issues des simulations concordent entre elles : la simulation monoénergétique (MONO) présente un écart moyen par rapport à la simulation Saturne (SAT) de -2.1 % pour  $a_C$ , 1.5 % pour  $a_{CP}$  et 3.7 % pour le rapport  $a_{CP}/a_C$ . La prise en compte du spectre dans l'algorithme fonctionne donc correctement. Les prochaines simulations seront de ce fait effectuées avec la source Saturne à 9 et 15 MeV. D'autre part, les points des simulations coïncident avec les courbes de référence jusqu'à Z = 60 environ (néodyme), mais pour les éléments à Z plus élevé, le coefficient d'atténuation Compton  $a_C$  est surévalué et le coefficient de création de paires  $a_{CP}$  est sous-estimé. Cet effet a pour conséquence une surestimation des points simulés de la courbe de référence  $a_C = f(\rho_e)$ , ainsi que l'aplatissement de la courbe de  $a_{CP}/a_C = f(Z)$ . La configuration ne semble par conséquent pas optimale pour les éléments lourds, et c'est pourquoi nous développons les prochaines séries de simulations.



FIGURE 5.2.4 – Coefficient d'atténuation Compton  $a_C$  en fonction de la densité électronique  $\rho_e$  pour les simulations avec sources mono-énergétiques et Saturne, et courbe de référence correspondante

#### 5.2.3 Influence de la matrice

L'épaisseur conséquente de béton constituant la matrice du colis peut sembler pénalisante pour l'obtention de bons résultats : la loi de Beer-Lambert permet d'estimer qu'une épaisseur de 85 cm de béton de densité 1.8 atténue les faisceaux de photons incidents 9 et 15 MeV du Saturne de plus de 99.9 %. Malgré l'importante gamme dynamique attendue pour le détecteur CsI, des simulations sans matrice béton et sans coque d'acier permettent d'estimer l'influence de leur présence.

Pour cette simulation sans matrice, l'emplacement des inserts est gardé identique, seules la matrice béton et la paroi en acier ont été supprimées. La coupe tomographique de ce nouveau fantôme est présentée en figure 5.2.5, simulé avec la source Saturne 9 MeV.





Les coefficients d'atténuation des deux effets en fonction du numéro atomique sont tracés sur la figure 5.2.6. Les points de calibration sont présentés en figures 5.2.7 et 5.2.8. Sur ces trois figures, les points issus de cette simulation sont comparés avec ceux de la simulation avec matrice de la section précédente ainsi qu'aux courbes de référence.

Les points des deux simulations sont très proches, à l'exception des trois points aux Z les plus élevés (néodyme, hafnium et plomb). Pour ces éléments au numéro atomique



FIGURE 5.2.6 –  $a_C$  et  $a_{CP}$  en fonction du numéro atomique pour les simulations de fantômes avec et sans matrice béton, et points de référence correspondants



 $\label{eq:FIGURE 5.2.7-Rapport a_{CP}/a_C en fonction du numéro atomique pour les simulations de fantômes avec et sans matrice béton, et courbe de référence correspondante$ 



FIGURE 5.2.8 – Coefficient d'atténuation Compton  $a_C$  en fonction de la densité électronique  $\rho_e$  pour les simulations de fantômes avec et sans matrice béton, et courbe de référence correspondante

supérieur ou égal à 60, les résultats de la simulation sans matrice sont plus éloignés de la courbe de référence que les points de la simulation avec matrice. Les deux séries présentent une surestimation de l'effet Compton conjointe à une sous-estimation de la création de paires. L'explication avancée est la suivante : à Z élevé, l'effet photoélectrique (PE) devient non négligeable, même pour une énergie supérieure au MeV. Pour l'exemple du plomb, l'effet PE contribue pour 11 % à la section efficace totale d'interaction photon-matière à 2 MeV, et encore pour 3 % à 5 MeV. Cette contribution peut altérer la qualité des résultats fournis par l'algorithme de minimisation car ce dernier n'a pas été développé pour prendre en compte ce troisième type d'interaction photon-matière. Dans le cas de la présence d'une matrice en béton, celle-ci durcit le spectre incident, ce qui va réduire la partie basse du spectre X, qui est la zone d'énergie prépondérante de l'effet PE. Ainsi, la matrice en béton contribue à réduire le biais qu'apporte cet effet.

Les différentes courbes de calibration obtenues (avec et sans matrice) permettront de s'adapter à la géométrie de l'objet : mesures avec des pavés étalons seuls, des fantômes de colis ou des colis réels. Nous pouvons également envisager de simuler des fantômes avec matrice pour différents diamètres de colis, permettant d'adapter les courbes de calibration au type de colis mesuré (200 L, 870 L, C1, etc. voir section 1.3.1). Cette adaptation est à mettre en place uniquement si elle présente une amélioration des résultats, notamment pour les matériaux lourds.

#### 5.2.4 Influence de l'effet photoélectrique

Comme souligné dans la section précédente, l'approximation consistant à négliger l'effet photoélectrique peut être remise en question pour des matériaux à numéro atomique élevé (> 60 dans nos simulations). En pratique, la solution pour réduire en amont cette source d'erreur est de durcir le spectre par filtrage de la source de photons. L'inconvénient de la filtration est de réduire également la quantité de photons de plus haute énergie, ce qui contribue à réduire le signal global.

Afin d'évaluer le biais apporté par l'absence de prise en compte de l'effet photoélectrique dans le post-traitement, il est intéressant d'étudier le cas où les sinogrammes simulés ne contiennent que les atténuations dues aux effets Compton et création de paires. Une telle condition est simulable par le logiciel MODHERATO, pour lequel la prise en compte de l'effet PE peut être désactivée. De plus, une étude de 2018 [83] propose une méthode pour supprimer itérativement la composante photoélectrique du signal reçu pour les éléments purs. Les résultats de simulations sans effet PE nous permettront alors également d'estimer les résultats espérés dans une perspective où cette technique serait appliquée à notre étude.

Les fantômes standards avec et sans matrice sont simulés sans effet photoélectrique. Les coefficients d'atténuation des deux effets en fonction du numéro atomique sont tracés sur la figure 5.2.9, et les points de calibration obtenus sur les graphiques des figures 5.2.10 et 5.2.11. Les points des précédentes simulations avec l'effet photoélectrique et les courbes de référence sont également représentés pour comparaison.

Que ce soit pour les simulations avec ou sans matrice, la suppression de l'effet photoélectrique rapproche distinctement les points simulés des courbes de référence pour les éléments lourds (Z > 40). La différence est encore plus notable pour le fantôme sans matrice, car dans le cas de sa présence, celle-ci réduit déjà partiellement l'effet photoélectrique en durcissant le spectre (voir section précédente). Bien qu'hypothétique, la configuration d'un objet simulé sans matrice et sans effet PE présente les résultats les plus proches des



FIGURE 5.2.9 –  $a_C$  et  $a_{CP}$  en fonction du numéro atomique pour les simulations de fantômes avec et sans matrice béton, avec et sans effet photoélectrique, et points de référence correspondants



$$\label{eq:FIGURE 5.2.10-Rapport} \begin{split} & \operatorname{Figure}\ 5.2.10-\operatorname{Rapport}\ a_{CP}/a_C \ en \ fonction \ du \ numéro \ atomique \ pour \ les \ simulations \ de \ fantômes \ avec \ et \ sans \ matrice \ béton, \ avec \ et \ sans \ effet \ photoélectrique \ et \ comparaison \ à \ la \ courbe \ de \ référence \ correspondante \end{split}$$



FIGURE 5.2.11 – Coefficient d'atténuation Compton  $a_C$  en fonction de la densité électronique  $\rho_e$  pour les simulations de fantômes avec et sans matrice béton, avec et sans effet photoélectrique et comparaison à la courbe de référence correspondante

valeurs de référence, avec cependant une surestimation globale du rapport  $a_{CP}/a_C$  d'environ 16 %. Ce biais est le résultat de la sous-estimation de  $a_C$  conjointe à une surestimation de  $a_{CP}$ . Les trois autres configurations présentent des effets inverses, plus particulièrement au niveau des éléments lourds.

L'écart entre les courbes avec et sans matrice en présence de l'effet photoélectrique a été expliqué dans la section précédente. Cependant, on en observe également un pour les courbes sans effet photoélectrique, qui est même plus important. Cette observation est à soulever car la suppression de l'effet photoélectrique pouvait laisser croire que l'écart dû à l'effet de durcissement de spectre dans les simulations avec effet photoélectrique serait corrigé. Afin de se soustraire à l'effet de spectre, les mêmes quatre configurations ont été simulées avec des sources mono-énergétiques telles que celles décrites en section 5.2.2. Il en ressort que les résultats avec et sans matrice sont confondus. L'écart que nous observons dans le cas des sources Saturne est donc lié à la prise en compte du spectre. Ce diagnostic permet d'orienter les perspectives d'amélioration du post-traitement en privilégiant un travail plus approfondi au niveau de la prise en compte du spectre.

#### 5.2.5 Influence de la densité des inserts

Il est important d'étudier l'influence de la densité des matériaux sur la qualité des résultats, que ce soit l'indépendance dans l'évaluation de Z ou la correspondance dans l'évaluation de  $\rho_e$ . Une première simulation est effectuée avec un fantôme standard contenant six inserts de plomb de différentes densités : 1, 3, 5, 7, 9 et 11. Leur emplacement est optimisé de façon à répartir les inserts les plus atténuants. La figure 5.2.12 présente une coupe tomographique 9 MeV de ce fantôme, avec les densités correspondantes. Ces simulations ont été lancées dans les quatre configurations retenues : avec et sans matrice, avec et sans effet photoélectrique.



FIGURE 5.2.12 – Coupe tomographique du fantôme avec matrice béton et inserts de plomb (source Saturne 9 MeV)

Les graphiques de la figure 5.2.13 présentent les coefficients d'atténuation Compton et création de paires  $a_C$  et  $a_{CP}$  en fonction de  $\rho_e$  pour ces simulations, ainsi que les courbes de référence. La figure 5.2.14 présente le rapport  $a_{CP}/a_C$  en fonction de  $\rho_e$  pour ces mêmes simulations.

— Les points de la simulation sans matrice et sans effet photoélectrique sont placés sur les courbes de référence de la figure 5.2.13, tandis que le rapport  $a_{CP}/a_C$  sur



 $\label{eq:FIGURE} FIGURE 5.2.13 - a_C \mbox{ et } a_{CP} \mbox{ en fonction de la densité électronique pour des inserts de plomb de différentes densités et pour les quatre configurations de simulation }$ 



 $\label{eq:FIGURE 5.2.14-Rapport a_{CP}/a_C fonction de la densité électronique pour des inserts de plomb de différentes densités et pour les quatre configurations de simulation$ 

la figure 5.2.14 est indépendant de la densité, tout comme la courbe de référence. Remarquons cependant un écart constant entre cette série et la valeur de référence, qui s'explique par un biais systématique sur  $a_C$ , qui est sous-estimé de 3%. Le coefficient  $a_{CP}$  correspond quant à lui à la référence, avec un écart relatif inférieur à 0.4%. A l'exception de ce léger décalage, on peut dire que l'algorithme de posttraitement fonctionne correctement.

- La simulation sans matrice mais avec effet photoélectrique fait apparaître un rapport  $a_{CP}/a_C$  croissant avec la densité électronique (+23 % entre  $\rho_e = 0.4$  et 4.4) mais plus faible que la valeur de référence. L'effet Compton est surestimé et la création de paire sous-estimée. L'allure croissante de la courbe  $a_{CP}/a_C = f(\rho_e)$  s'explique par une réduction simultanée de l'écart relatif des valeurs simulées de  $a_C$  et  $a_{CP}$  par rapport aux valeurs de référence. Ainsi, le rapport  $a_{CP}/a_C$  se rapproche de la valeur de référence lorsque  $\rho_e$  augmente.
- La simulation avec matrice et avec effet photoélectrique présente une tendance inverse, avec le rapport  $a_{CP}/a_C$  qui diminue en fonction de  $\rho_e$  (-16 % entre  $\rho_e = 0.4$  et 4.4), mais des valeurs toujours inférieures à la référence. On observe également une surestimation de l'effet Compton et une sous-estimation de la création de paires, mais dans ces cas les écarts relatifs aux références augmentent, ce qui éloigne les courbes de la valeur de référence lorsque  $\rho_e$  augmente.
- La simulation avec matrice et sans effet photoélectrique amène à des conclusions similaires, avec une variation relative équivalente de -16% sur le rapport  $a_{CP}/a_C$ en fonction de  $\rho_e$ . Les deux séries de points présentent un écart absolu systématique d'environ 0.02 sur la figure 5.2.14 et des écarts relatifs constants de 11 et 2% respectivement pour  $a_C$  et  $a_{CP}$ . Cette série donne toutefois des résultats plus proches des valeurs de référence.

Les écarts sont globalement plus importants sur le coefficient  $a_C$ , alors que le coefficient  $a_{CP}$  présente des valeurs assez similaires mis à part pour la simulation sans matrice et sans effet photoélectrique. Des simulations avec des inserts de hafnium de différentes densités conduisent à des observations identiques. Tout comme dans la section précédente, ces quatre simulations avec des inserts de plomb ont été également effectuées avec des sources mono-énergétiques. Dans ce cas-là, les coefficients  $a_C$  et  $a_{CP}$  sont indépendants de la densité.

Cette dépendance à la densité souligne à nouveau la sensibilité des résultats à la prise en compte du spectre et notamment des basses énergies, responsables de l'apparition de l'effet photoélectrique. Sans matrice, l'augmentation de la densité entraîne une auto atténuation du spectre, supprimant alors progressivement les basses énergies, ce qui corrige le biais induit par l'effet photoélectrique. Avec matrice, le spectre est déjà durci, les points sont donc plus proches des valeurs de référence.

Les figures 5.2.15 et 5.2.16 reprennent respectivement les points et courbes de calibration  $a_{CP}/a_C = f(Z)$  et  $a_C = f(\rho_e)$  pour les matériaux de calibration à différentes densités, dans la configuration standard avec matrice et avec effet photoélectrique. Une simulation avec des inserts de dysprosium (Z = 66) a été ajoutée afin d'avoir un point supplémentaire dans la zone Z = 60 - 70. Plus la plage de variation absolue de la densité est élevée pour un matériau, plus le rapport  $a_{CP}/a_C$  prend une large gamme de valeurs. Rappelons que comme on peut l'observer sur la figure 5.2.14 pour le plomb, le rapport  $a_{CP}/a_C$  diminue en fonction de  $\rho_e$  pour tous les matériaux. Par ailleurs, pour des éléments de numéro atomique supérieur à 60, les points ( $\rho_e$ ,  $a_C$ ) s'écartent de la droite de référence, avec un coefficient directeur de la droite qui augmente en fonction de Z.



 $\label{eq:FIGURE 5.2.15-Rapports a_{CP}/a_C en fonction du numéro atomique pour les matériaux de calibration en configuration avec matrice et avec effet photoélectrique, pour différentes densités et courbe de référence correspondante$ 



 $\label{eq:FIGURE 5.2.16} \begin{array}{l} - \mbox{ Coefficient d'atténuation Compton $a_C$ en fonction de la densité électro$ nique pour les matériaux de calibration en configuration avec matriceet avec effet photoélectrique, pour différentes densités et courbe de réfé $rence correspondante \end{array}$  Cette dépendance des courbes à la densité des matériaux de calibration est préoccupante puisqu'elle intervient dans trois configurations sur quatre. Dans un premier temps, un seul jeu de courbes est conservé pour chaque configuration. Par la suite, la mise en place d'un processus itératif ajustant tour à tour les courbes  $a_{CP}/a_C = f(Z)$  et  $a_C = f(\rho_e)$  suivant les évaluations successives et respectives de  $\rho_e$  et Z<sub>eff</sub> augmenterait certainement l'exactitude des courbes. Un exemple illustratif est détaillé en section 5.3.3.

#### 5.2.6 Durcissement de spectre et distance au centre

Comme la présence d'une matrice de béton influence la qualité de la caractérisation des inserts, il est judicieux de se demander dans quelle mesure la matrice durcit le spectre, et de ce fait quelle est son influence suivant l'emplacement des inserts, c'est-à-dire leur distance par rapport au centre de l'objet.

Dans un premier temps, la figure 5.2.17 présente quatre profils tomographiques normalisés du fantôme standard, avec matrice et avec effet photoélectrique : les deux premiers sont issus des coupes tomographiques classiques (Saturne 9 et 15 MeV), et les deux suivants correspondent aux coupes Compton et création de paires de la même simulation. Le profil choisi est celui passant horizontalement par les inserts de néodyme, d'eau et de soufre.



FIGURE 5.2.17 – Profils normalisés de coupes tomographiques 9 MeV, 15 MeV, Compton et création de paires

La normalisation des courbes permet de comparer l'influence de l'effet de durcissement de spectre sur les différents profils. On remarque sur les profils des coupes 9 et 15 MeV une remontée de la valeur du coefficient d'atténuation linéique sur les extrémités du colis, signe caractéristique du durcissement de spectre. À l'inverse, les profils Compton et création de paires sont plats dans les zones contenant du béton. L'algorithme de post-traitement prend donc correctement en compte le durcissement de spectre, ce qui permet d'obtenir en sortie de processus des profils de coupes plats dans chaque zone homogène.

Dans un second temps, la dépendance des coefficients d'atténuation des deux effets à l'emplacement des inserts est contrôlée avec la simulation de l'irradiation d'un fantôme contenant douze inserts d'aluminium ( $\rho = 2.7$ ) placés de 4 à 48 cm du centre du colis par pas de 4 cm et 30°. La figure 5.2.18 présente une coupe 9 MeV de ce fantôme.

La figure 5.2.19 présente les coefficients d'atténuation linéiques reconstruits à 9 et 15 MeV et les coefficients d'atténuation Compton et création de paires  $a_{\rm CP}$  des inserts d'aluminium en fonction de la distance au centre du colis, normalisés aux valeurs à 48 cm.



FIGURE 5.2.18 – Coupe tomographique du fantôme avec matrice béton et inserts d'aluminium (source Saturne 9 MeV)



 $\begin{array}{l} \mbox{Figure 5.2.19-Coefficients d'atténuation linéiques $\mu$ 9 et 15 MeV et coefficients d'atténuation Compton et création de paires des inserts d'aluminium en fonction de la distance au centre du colis, normalisés aux valeurs à 48 cm \\ \end{array}$ 

À l'instar des observations sur la figure 5.2.17, l'efficacité de l'algorithme de posttraitement rend les coefficients d'atténuation de chaque effet relativement indépendants de l'emplacement des inserts dans le colis, du moins bien plus que les coefficients d'atténuation linéiques. En effet, ces derniers sont ici aussi soumis au phénomène d'augmentation des valeurs d'atténuation en s'éloignant du centre de l'objet, signe de dépendance au durcissement de spectre.

Les résultats de simulations regroupés dans cette section attestent de la relative indépendance des coefficients d'atténuation Compton  $a_C$  et création de paires  $a_{CP}$  à l'emplacement des constituants internes de l'objet imagé, notamment à la distance au centre du colis dans le cas de nos simulations de fantômes cylindriques. Cette indépendance est atteinte grâce à la prise en compte du spectre X incident directement dans l'algorithme de post-traitement.

#### 5.2.7 Courbes de calibration : discussion

Les courbes de calibration sont ajustées sur les résultats des simulations des configurations retenues (avec/sans matrice, avec/sans PE) : le rapport  $a_{CP}/a_C$  en fonction de Z par un polynôme de degré 3, le coefficient d'atténuation Compton  $a_C$  en fonction de la densité électronique par une fonction linéaire. Pour cette dernière, les quatre derniers éléments de calibration n'ont pas été pris en compte pour l'ajustement de la courbe dans les configurations avec matrice (avec et sans effet PE) et sans matrice avec effet PE. Ils sont en effet trop éloignés de la courbe de référence (voir figure 5.2.11). Seule la configuration sans matrice et sans effet PE est ajustée sur l'ensemble des éléments.

Les courbes  $a_{CP}/a_C = f(Z)$  s'aplatissant dans tous les cas, mais plus ou moins rapidement, la valeur  $a_{CP}/a_C$  maximale atteinte définit un Z maximum réellement évaluable. Cette valeur  $Z_{max}$  est donc contenue dans les caractéristiques de chaque configuration. Le tableau 5.3 regroupe les valeurs des coefficients du polynôme  $a_{CP}/a_C = f(Z)$  défini par l'équation 5.2.1 ainsi que la valeur maximale de Z, et le tableau 5.4 les valeurs des coefficients de la fonction ajustée  $a_C = k \times \rho_e$ .

$$\frac{\mathbf{a}_{CP}}{\mathbf{a}_{C}} = \alpha_{Z} + \beta_{Z} \times Z + \gamma_{Z} \times Z^{2} + \delta_{Z} \times Z^{3}$$
(5.2.1)

Les courbes de calibration sont à choisir en fonction de l'objet : présence ou non de matrice, prise en compte ou non de l'effet photoélectrique. Bien que la configuration sans matrice et sans effet photoélectrique donne les meilleurs résultats, elle n'est pas réaliste : le fantôme ne correspond pas aux colis réels contrôlés par le système d'imagerie de CINPHONIE, et la contribution de l'effet photoélectrique n'est actuellement pas retirée des sinogrammes. Cette configuration permet uniquement de diagnostiquer les résultats en comprenant l'origine des écarts aux courbes de référence.

La capacité de discrimination est dégradée pour les configurations plus réalistes, surtout concernant les éléments lourds : la courbe  $a_{CP}/a_C$  s'aplatit, ce qui a pour effet d'augmenter l'incertitude sur le numéro atomique et de définir une limite maximum du Z au-delà de laquelle la courbe de calibration décroît. De plus, les points s'étalent pour une densité électronique aux alentours de 2 dans le diagramme ( $\rho_e$ ,  $a_C$ ). En effet, de par la surestimation de l'effet Compton,  $\rho_e$  sera surestimée pour les Z élevés. Cependant, le cas d'une présence de matrice avec prise en compte de l'effet photoélectrique dégrade moins la courbe que le cas d'absence de matrice avec prise en compte de cet effet : la matrice permet de durcir le spectre, réduisant ainsi la contribution de l'effet photoélectrique dans les interactions

	Avec matrice				
	Avec PE	Sans PE			
$\alpha_{\rm Z}$	$(2.64 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$	$(2.4 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$			
$\beta_{\rm Z}$	$(2.584 \pm 0.002) \cdot 10^{-3}$	$(2.614 \pm 0.002) \cdot 10^{-3}$			
$\gamma_{ m Z}$	$(1.46 \pm 0.07) \cdot 10^{-6}$	$(-2\pm0.8)\cdot10^{-7}$			
$\delta_{\rm Z}$	$(-1.415\pm0.006)\cdot10^{-7}$	$(-9.22 \pm 0.07) \cdot 10^{-7}$			
Z <sub>max</sub>	81.5	96.5			
	Sans matrice				
	Avec PE	Sans PE			
$\alpha_{\rm Z}$	$(4.9 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$	$(3.37 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$			
$\beta_{\rm Z}$	$(2.564 \pm 0.002) \cdot 10^{-3}$	$(2.634 \pm 0.001) \cdot 10^{-3}$			
$\gamma_{ m Z}$	$(3.01 \pm 0.05) \cdot 10^{-6}$	$(2.5 \pm 1.7) \cdot 10^{-8}$			
$\delta_{\rm Z}$	$(-1.89 \pm 0.005) \cdot 10^{-7}$	$(-5.32 \pm 0.01) \cdot 10^{-8}$			
Z <sub>max</sub>	72.8	128.6			

TABLE 5.3 – Coefficients du polynôme d'ajustement de la courbe de calibration  $a_{CP}/a_C = f(Z)$  et  $Z_{max}$  pour chaque configuration

	Avec matrice				
Avec PE		Sans PE			
k	$(2.909 \pm 0.009) \cdot 10^{-1}$	$(2.9 \pm 0.007) \cdot 10^{-1}$			
	Sans matrice				
	Avec PE	Sans PE			
k	$(2.886 \pm 0.008) \cdot 10^{-1}$	$(2.87 \pm 0.007) \cdot 10^{-1}$			

TABLE 5.4 – Coefficients de la courbe de calibration  $a_C = k \times \rho_e$  pour chaque configuration

photon-matière. Un tel durcissement de spectre peut être reproduit pour des objets peu épais en filtrant le spectre en amont.

De manière générale, la prise en compte du spectre altère la qualité des courbes de calibration en les éloignant des courbes de référence. À l'inverse, la suppression de l'effet photoélectrique améliore ces courbes. La réduction de sa contribution par filtration du spectre X incident ou sa suppression itérative en post-traitement à la manière de la méthode de Zhao [83] permettrait une meilleure correspondance des courbes de calibration aux courbes de référence, sans toutefois assurer une meilleure précision de reconstruction de Z<sub>eff</sub> et  $\rho_e$ .

## 5.3 Évaluation de $Z_{eff}$ et $\rho_e$ sur des matériaux composés

Maintenant que les courbes de calibration sont connues, nous pouvons tester leur efficacité sur l'évaluation du numéro atomique effectif et de la densité de charge pour des matériaux composés. Pour cela, un fantôme de colis aux dimensions identiques aux colis de calibration a été utilisé, avec six inserts carrés de matériaux composés standards, que l'on peut s'attendre à trouver dans des colis de déchets. La figure 5.3.1 présente la coupe 9 MeV de ce fantôme composé, et le tableau 5.5 les caractéristiques des matériaux constituant les inserts. Le calcul des Z effectifs est détaillé dans la section suivante. L'insert de béton, confondu avec la matrice, a été ajouté sur le fantôme sans matrice. Les quatre configurations habituelles ont été simulées (avec et sans matrice, avec et sans effet photoélectrique).



FIGURE 5.3.1 – Coupe tomographique du fantôme avec matrice béton et inserts de matériaux composés (source Saturne 9 MeV)

Matériau	$ ho({ m g/cm^3})$	$\rho_e \; (\text{moles} - \mathrm{e}^-/\mathrm{cm}^3)$	$Z_{\rm eff} (10 {\rm MeV})$
Polyéthylène $(C_2H_4)_n$	0.95	0.542	4.43
Eau $H_20$	1	0.555	6.48
$PVC (C_2H_3Cl)_n$	1.38	0.707	11.71
Béton	1.8	0.908	11.76
Oxyde de Fer $Fe_2O_3$	5.24	2.494	21.38
Oxyde de Plomb PbO	9.53	3.843	73.18

TABLE 5.5 – Caractéristiques des matériaux composés constituant les inserts du fantôme composé

#### 5.3.1 Calcul de $\rm Z_{eff}$

Rappelons que le  $Z_{eff}$  est défini comme le numéro atomique d'un matériau pur hypothétique donnant un signal en sortie de décomposition égal à celui du matériau composé en question (voir section 4.1.2.1). Dans notre cas, le signal mesuré est le rapport  $a_{CP}/a_C$ . Ce rapport peut être calculé pour n'importe quel matériau à partir de la bibliothèque XCOM [14] et de l'équation suivante :

$$\frac{\mathbf{a}_{\rm CP}}{\mathbf{a}_{\rm C}}(\mathrm{E}) = \frac{\frac{\sigma_{\rm CP}(\mathrm{Z},\mathrm{E})}{f_{\rm CP}(\mathrm{E})}}{\frac{\sigma_{\rm C}(\mathrm{Z},\mathrm{E})}{f_{\rm KN}(\mathrm{E})}}$$
(5.3.1)

Comme expliqué dans le chapitre 4, le rapport  $\sigma_{CP}(Z,E)/f_{CP}(E)$  n'est pas exactement constant en fonction de l'énergie. Voilà pourquoi  $a_{CP}/a_C$  est considéré comme dépendant de l'énergie. Le numéro atomique effectif est ensuite calculé grâce à l'équation 5.3.2 issue du chapitre 4 :

$$Z_{eff}(E) = 452.2 \times \frac{a_{CP}}{a_C}(E) - 1.472$$
 (5.3.2)

Les graphiques de la figure 5.3.2 représentent le numéro atomique effectif calculé ainsi pour l'eau, le PVC, le polyéthylène et l'oxyde de plomb en fonction de l'énergie, entre 1.2 et 25 MeV. Nous pouvons remarquer qu'au-delà de 5 MeV, les valeurs se stabilisent. La valeur retenue pour  $Z_{eff}$  est celle à 10 MeV car très proche de la valeur moyenne entre 5 et 20 MeV pour ces quatre matériaux.



 $\label{eq:FIGURE 5.3.2-Courbes du Z_{eff} de l'eau, du PVC, du polyéthylène et de l'oxyde de plomb en fonction de l'énergie des photons, calculé à partir des sections efficaces XCOM et des équations de référence 5.3.1 et 5.3.2$ 

#### 5.3.2 Simulations

La section précédente a permis de définir les courbes de calibration propres à chaque condition de mesure étudiée. Un programme permet, à partir de ces courbes et des coupes Compton et création de paires des fantômes de composés, d'évaluer le numéro atomique effectif et la densité électronique des inserts. Les résultats des simulations des quatre configurations sont regroupés sous la forme d'un diagramme ( $\rho_e$ , Z) dans la figure 5.3.3, de même que les valeurs de référence issues du tableau 5.5. La figure 5.3.4 agrandit la zone concernant les matériaux les plus légers de ce même diagramme. Dans un souci de réalisme, ces simulations sont bruitées : les différents bruits (photonique, détecteur, échantillonnage...) sont ajoutés directement dans MODHERATO, de même que les flous de la source et du détecteur.



FIGURE 5.3.3 – Diagramme ( $\rho_e$ , Z) représentant les évaluations de  $\rho_e$  et Z<sub>eff</sub> des matériaux composés contenus dans les inserts du fantôme composé pour les quatre configurations, ainsi que les valeurs de référence

Les résultats issus des simulations sont très proches des valeurs de référence pour les cinq matériaux les plus légers. Dans cette zone du diagramme ( $\rho_e$ , Z), les valeurs dépendent peu de la configuration choisie car les courbes de calibration sont pratiquement confondues. La figure 5.3.5 présente les écarts relatifs sur Z<sub>eff</sub> et  $\rho_e$  pour chaque composé par rapport aux valeurs de référence. Alors que le béton et le PVC présentent des écarts sur le numéro atomique inférieurs à 4 %, les simulations surestiment le Z<sub>eff</sub> de l'eau d'environ 5 %, celui du polyéthylène d'environ 10 % et sous estiment celui de l'oxyde de fer entre 2 et 6 %. Concernant la densité électronique, la tendance est à une faible sous-estimation, avec un écart inférieur à 2 % (même souvent à 1 %). La reconstruction de la densité est plus précise que celle du numéro atomique car elle a un lien plus direct avec les valeurs de projections [75].

En revanche, les points de l'oxyde de plomb sont quant à eux plus fortement dispersés dans la région des éléments lourds. Cependant, les écarts relatifs sur  $Z_{eff}$  restent rai-



FIGURE 5.3.4 – Diagramme ( $\rho_e$ , Z) représentant les évaluations de  $\rho_e$  et Z<sub>eff</sub> des matériaux composés les plus légers, ainsi que les valeurs de référence

sonnables avec un écart maximum de -13 % sans matrice et avec PE et 6 % pour la configuration réaliste avec matrice et avec PE. C'est surtout l'écart sur  $\rho_e$  qui est bien plus important : entre 6 et 23 %. Cette spécificité s'explique par l'éloignement progressif des éléments lourds de la courbe de calibration  $a_C = f(\rho_e)$  comme nous l'avons vu en section 5.2 : le coefficient  $a_C$  étant surestimé pour les éléments lourds, son report sur la courbe de calibration  $a_C = f(\rho_e)$  engendre elle-même une surestimation de l'évaluation de  $\rho_e$ . Ce biais peut être corrigé en partie par une adaptation de la courbe de calibration suivant le numéro atomique (voir section suivante).



FIGURE 5.3.5 – Ecarts relatifs de Z<sub>eff</sub> et  $\rho_e$  pour chaque composé par rapport aux valeurs de référence

Il apparaît finalement que la suppression de l'effet photoélectrique n'améliore pas significativement l'évaluation de  $Z_{eff}$  et  $\rho_e$ : les écarts sont sensiblement identiques entre séries avec et sans effet photoélectrique. De même, un fantôme sans matrice semble également dégrader la qualité des résultats, comme l'attestent des écarts relatifs globalement plus élevés par rapport aux fantômes avec matrice. Ainsi, bien que les courbes de calibration de la configuration avec matrice et avec effet photoélectrique soient les plus éloignées des courbes de références, elles permettent néanmoins d'obtenir les meilleures évaluations de  $Z_{eff}$  et  $\rho_e$  sur les matériaux composés testés dans cette partie.

Enfin, afin de souligner l'importance du choix de la définition du  $Z_{eff}$ , nous pouvons comparer les valeurs de référence et les valeurs évaluées par la méthode de décomposition à celles calculées dans le chapitre 4 à partir de définitions usuelles du  $Z_{eff}$ . Les résultats pour l'eau, le PVC, le polyéthylène et l'oxyde de plomb sont regroupés dans le tableau 5.6.

Composé	Z <sub>moy</sub>	Z <sub>mass</sub>	$Z_{\sigma}(5 \mathrm{MeV})$	$Z_{\sigma}(10 \mathrm{MeV})$	$Z_{\rm ref}$	$Z_{\rm éval}$
Eau	3.33	7.22	3.47	3.72	6.48	$6.76\pm0.09$
PVC	5.33	12	5.73	6.4	11.71	$11.75\pm0.07$
Polyéthylène	2.67	5.28	2.74	2.87	4.43	$4.88 \pm 0.07$
Oxyde de plomb	45	76.7	56.86	63.54	73.18	$77.8\pm0.7$

TABLE 5.6 – Comparaison des définitions usuelles de  $Z_{eff}$  aux valeurs de référence et évaluées par simulation pour l'eau, le PVC, le polyéthylène et l'oxyde de plomb

Bien que les valeurs issues de la définition  $Z_{mass}$  soient assez proches des valeurs évaluées par la méthode de décomposition, la définition dite expérimentale  $Z_{ref}$  et détaillée en section 5.3.1 donne les résultats les plus similaires. Le choix d'une définition du  $Z_{eff}$  adaptée à la méthode d'évaluation apparaît bien comme primordial.

#### 5.3.3 Exemple de correction de la densité pour des éléments lourds

Afin d'en mesurer les potentiels gains en précision de reconstruction, la prise en compte du numéro atomique dans un ajustement de la courbe de calibration  $a_{\rm C} = f(\rho_e)$  est ici présentée à travers l'exemple de l'oxyde de plomb. Nous avons pu observer dans la section précédente que ce matériau lourd ( $\rho = 9.53$ ,  $\rho_e = 3.843$ ), dont le Z<sub>eff</sub> de référence est évalué à 73.18 grâce à la courbe de la figure 5.3.2, présente des résultats hétérogènes suivant la configuration utilisée. Pour cette démonstration, nous nous plaçons dans la configuration réaliste avec matrice et avec effet photoélectrique. La section précédente indique dans ce cas-là une évaluation de Z<sub>eff</sub> et  $\rho_e$  respectivement à 77.8 ± 0.7 et 4.429 ± 0.003. Alors que l'évaluation du numéro atomique est de bonne qualité, avec un écart relatif à la valeur de référence de 6 %, celle de la densité électronique est grossière en comparaison à celle de matériaux plus légers. Cependant, d'après la section 5.2.5, ce numéro atomique élevé suppose que l'on peut utiliser un coefficient k pour la courbe de calibration  $a_{\rm C} = \mathbf{k} \times \rho_e$ plus adapté que la valeur 0.2909 issue du tableau 5.4.

Pour cela, les séries de points de la figure 5.2.16 sont ajustés par des fonctions linéaires qui permettent d'évaluer ce coefficient k pour chaque matériau de calibration. L'évolution de ce coefficient en fonction du numéro atomique est présentée sur la figure 5.3.6, de même qu'un polynôme d'ajustement de degré 3. Ce dernier permet de calculer pour le Z<sub>eff</sub> évalué de l'oxyde de plomb une valeur ajustée de k, égale à 0.339. Elle nous permet d'effectuer une nouvelle évaluation de  $\rho_e$  à partir de a<sub>C</sub>, ce qui donne une valeur de 3.805 ± 0.002. Cette nouvelle valeur possède un écart relatif de -1% par rapport à la valeur de référence, ce qui correspond à la précision des autres matériaux. Une telle correction semble ainsi améliorer fortement l'évaluation de  $\rho_e$ , et c'est pourquoi elle pourra être appliquée systématiquement pour des éléments dont le numéro atomique est supérieur à 40 environ.



FIGURE 5.3.6 – Coefficient k de la courbe de calibration  $a_C = k \times \rho_e$  en fonction du numéro atomique Z

# 5.4 Évaluation de la robustesse de la méthode de décomposition

L'objet de cette section consiste à évaluer les limites de sensibilité du programme de traitement à la qualité des données d'entrée. Nous détaillons pour cela l'influence de la précision du spectre de la source X sur l'évaluation de  $\rho_e$  et Z<sub>eff</sub>, puis les biais apportés par une réduction du rapport signal sur bruit sur les projections basse et haute énergie.

#### 5.4.1 Influence de la précision du spectre

Pour étudier l'influence de la précision des spectres X sur la reconstruction de  $\rho_e$  et Z<sub>eff</sub>, de nouveaux sinogrammes BE et HE sont simulés avec des sources X d'énergies différentes, puis combinés aux sinogrammes classiques 9 et 15 MeV du Saturne. Ces nouvelles simulations utilisent des spectres X simulés avec MCNP et issus de l'interaction de faisceaux d'électrons mono-énergétiques avec la cible en tungstène du Saturne. L'énergie de ces faisceaux est choisie aux alentours de l'énergie équivalente de dose  $(E_{dose})$  des spectres 9 et 15 MeV du Saturne (voir section 2.2.3), qui valent respectivement 9.2 et 15.3 MeV. Lorsque le sinogramme BE est fixé au 9 MeV du Saturne, le sinogramme HE est simulé pour des faisceaux d'électrons de 14, 14.5, 15, 15.5 et 16 MeV. A l'inverse, lorsque le sinogramme HE est fixé au 15 MeV du Saturne, la source X pour le sinogramme BE est issue de simulations avec des faisceaux d'électrons de 8, 8.5, 9, 9.5 et 10 MeV. En parallèle, le courant crête est réglé de façon à obtenir un débit de dose constant : 23.7 Gy/min (BE) et 108 Gy/min (HE) à 1 m de la cible de l'accélérateur. Cette action vise à maintenir un RSB constant dans les projections. Les courants crête utilisés pour chaque simulation sont répertoriés dans le tableau 5.7. Les spectres pris en compte dans le programme de décomposition restent quant à eux les spectres 9 et 15 MeV du Saturne.

Les figures 5.4.1 et 5.4.2 présentent les diagrammes ( $\rho_e$ , Z) pour les reconstructions faisant varier le sinogramme HE, et les figures 5.4.3 et 5.4.4 les diagrammes ( $\rho_e$ , Z) pour les reconstructions avec les différents sinogrammes BE. Les incertitudes de reconstruction étant très faibles, les barres d'erreurs sont confondues avec les marqueurs.

Energie (MeV)	Courant crête (mA)
8	160
8.5	130
9	108
9.5	96
10	80
14	135
14.5	126
15	110
15.5	102
6	96

TABLE 5.7 – Courant crête pour chaque simulation permettant d'obtenir le même débitde dose que les projections d'origine à 1 m de la cible



FIGURE 5.4.1 – Diagramme ( $\rho_e$ , Z) des matériaux composés pour différentes simulations du sinogramme HE avec des spectres d'électrons mono-énergétiques et valeurs initiales pour les spectres 9 et 15 MeV du Saturne



FIGURE 5.4.2 – Diagramme ( $\rho_e$ , Z) des matériaux composés les plus légers pour différentes simulations du sinogramme HE et valeurs initiales pour les spectres 9 et 15 MeVdu Saturne



FIGURE 5.4.3 – Diagramme ( $\rho_e$ , Z) des matériaux composés pour différentes simulations du sinogramme BE avec des spectres d'électrons mono-énergétiques et valeurs initiales pour les spectres 9 et 15 MeV du Saturne



FIGURE 5.4.4 – Diagramme ( $\rho_e$ , Z) des matériaux composés les plus légers pour différentes simulations du sinogramme BE et valeurs initiales pour les spectres 9 et 15 MeV du Saturne

La variation des sources BE et HE fait apparaître des écarts de la reconstruction de  $\rho_e$  et Z par rapport à la configuration initiale. Ces écarts sont d'autant plus élevés que l'énergie du faisceau d'électrons est éloignée de l'énergie E<sub>dose</sub> des spectres du Saturne. Ils suivent même une allure de fonction affine, représentée sur les graphiques de la figure 5.4.5 sur lesquels sont tracés les écarts relatifs par rapport à la simulation initiale de  $\rho_e$  et Z<sub>eff</sub> pour les variations des sources BE et HE.

Le coefficient directeur des courbes de tendance, c'est-à-dire la variation de l'écart relatif par rapport à l'énergie, varie suivant le numéro atomique du matériau. Pour les simulations avec HE variable, il augmente en fonction de Z pour l'écart du Z<sub>eff</sub> et diminue pour l'écart de  $\rho_e$ . Ces variations sont inversées pour les simulations BE.

Les courbes d'écarts relatifs par rapport à la simulation initiale en fonction de l'énergie se croisent toutes pour un écart nul et pour une énergie très proche de  $E_{dose}$  : 9.5 MeV et 15.8 MeV, soit un écart de 3.3 % par rapport aux énergies équivalentes de dose calculées au chapitre 2.

La connaissance précise du spectre n'est donc pas nécessaire, l'énergie équivalente de dose suffisant à remonter à ce spectre par simulation. La précision des reconstructions est cependant directement dépendante de la précision de cette énergie. Pour une incertitude de  $E_{dose}$  de 0.1 MeV, les écarts relatifs restent inférieurs à 1 % sur  $\rho_e$  et 10 % sur  $Z_{eff}$ , ce qui correspond aux précisions d'évaluation de la méthode données en section 5.3.2. On pourra donc garder cette contrainte de précision sur la connaissance de  $E_{dose}$ .

Une étude approfondie de cette influence pourrait porter sur la contribution de cette influence sur les deux processus successifs de la méthode de décomposition : l'évaluation des courbes de calibration, puis la reconstruction des densités et numéros atomiques des



FIGURE 5.4.5 – Ecarts relatifs de  $Z_{eff}$  et  $\rho_e$  par rapport à la simulation initiale pour chaque matériau composé, en fonction de l'énergie du faisceau d'électrons variable, pour une variation du sinogramme HE (haut) et du sinogramme BE (bas)

matériaux d'intérêt.

#### 5.4.2 Dépendance au rapport signal sur bruit

Les simulations précédentes ont été lancées pour un temps d'intégration de 0.4 s pour chaque projection, soit 100 tirs à 250 Hz. Nous étudions ici l'influence du rapport signal sur bruit dans ces projections, directement relié au nombre de tirs, sur la précision de l'évaluation de  $\rho_e$  et Z<sub>eff</sub>. Des simulations sont lancées puis traitées pour 50, 25, 10 et 5 tirs par projection. Le tableau 5.8 regroupe les valeurs de RSB des sinogrammes 9 et 15 MeV pour chaque simulation. Ce RSB est évalué sur une région d'intérêt de 50 × 50 pixels au centre du sinogramme, dans une région composée uniquement de béton. La figure 5.4.6, qui présente un détail du sinogramme 9 MeV pour chaque simulation, illustre cette réduction du RSB en fonction du nombre de tirs.

Nombre de tirs	RSB 9 MeV	RSB 15 $MeV$
100	103	273
50	70.9	202
25	46.5	145
10	22.9	92.4
5	12.8	59.5

TABLE 5.8 – RSB de la région d'intérêt des sinogrammes 9 et 15 MeV pour chaque simulation



FIGURE 5.4.6 – Détails des sinogrammes 9 MeV pour 100, 50, 25, 10 et 5 tirs (de gauche à droite et de haut en bas)

Les résultats de l'évaluation du couple ( $\rho_e$ ,  $Z_{eff}$ ) pour chaque matériau composé sont représentés dans les diagrammes ( $\rho_e$ , Z) des figures 5.4.7 et 5.4.8 en comparaison aux valeurs initiales pour 100 tirs et aux valeurs de référence. Les écarts relatifs sur  $\rho_e$  et Z par rapport aux valeurs de référence sont présentés dans les histogrammes de la figure 5.4.9.



FIGURE 5.4.7 – Diagramme ( $\rho_e$ , Z) des matériaux composés pour 100, 50, 25, 10 et 5 tirs et les valeurs de référence

Dépassant la plage du graphique, les écarts relatifs sur le numéro atomique pour l'eau et le polyéthylène sont respectivement de 466 % et 319 %.

Globalement, les simulations pour 50 et 100 tirs donnent des résultats identiques, aux incertitudes près. Il apparaît ensuite une tendance générale : plus le nombre de tirs (et donc le RSB) diminue, plus les évaluations de  $Z_{eff}$  sont biaisées et éloignées des valeurs



FIGURE 5.4.8 – Diagramme ( $\rho_e$ , Z) des matériaux composés les plus légers pour 100, 50, 25, 10 et 5 tirs et les valeurs de référence



FIGURE 5.4.9 – Ecarts relatifs de  $\mathbf{Z}_{\mathrm{eff}}$  et  $\rho_e$  pour chaque composé par rapport aux valeurs de référence

de référence. La simulation à 25 tirs affiche déjà un écart relatif de pratiquement 20 % sur le Z<sub>eff</sub> de l'eau et du polyéthylène, tandis que celle à 5 tirs conduit à des évaluations complètement erronées. L'évaluation de  $\rho_e$  reste quant à elle stable et précise, hormis les points à 5 tirs pour le polyéthylène et les oxydes métalliques.

À la suite de ces observations, nous pouvons conclure qu'une évaluation convenable du numéro atomique et de la densité électronique des inserts au sein d'un colis 870 L nécessite des RSB minimaux d'environ 70 et 200 respectivement sur les projections 9 et 15 MeV. Une qualité d'image moindre induira un biais dans la reconstruction.

Notons enfin que par rapport au détecteur idéal proposé à la fin du chapitre 3, de section  $0.4 \times 0.6 \text{ mm}^2$ , le détecteur simulé ici a une section de  $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$ . Une largeur identique peut être obtenue en regroupant les pixels du détecteur idéal par 3, ce qui implique que les résultats de ce chapitre sont transposables du point de vue de la largeur des pixels. En revanche, le doublement de la hauteur entraîne une surestimation du RSB en entrée de détecteur d'un facteur  $\sqrt{2}$ . De ce fait, pour se rapporter au détecteur idéal, nous pouvons diviser les RSB issus des simulations par ce même facteur, ce qui équivaut à 9 et 15 MeV à des RSB respectifs de 73 et 193, soit 70 tirs dans la configuration des simulations de ce chapitre. D'après les résultats de cette section, il n'y a pas de différence significative sur la qualité de reconstruction entre 100 et 50 tirs, ce qui implique que ces résultats sont transposables au détecteur idéal présenté au chapitre 3.

#### 5.5 Discussion

Il apparaît à l'issue de ce chapitre que les simulations présentées ici valident la méthode de décomposition double effet pour l'imagerie bi-énergie développée dans le chapitre 4. Cette méthode nécessite néanmoins une étape préalable de calibration des courbes  $a_{CP}/a_C = f(Z)$  et  $a_C = f(\rho_e)$  puisque les courbes de référence ne sont pas applicables aux configurations réelles. Plusieurs configurations expérimentales ont été testées et comparées, avec des fantômes avec et sans matrice en béton, et avec ou non prise en compte de l'effet photoélectrique. Cet effet, qui apparaît principalement pour les éléments lourds, induit un biais sur la décomposition en double effet. En supprimant sa contribution aux interactions photon-matière, le biais associé est alors réduit et conduit à des courbes de calibration pour ces configurations plus proches des courbes de référence. Cependant, les évaluations de la densité électronique et du numéro atomique effectif dans ces configurations sont plus éloignées des valeurs de référence que la configuration la plus réaliste prenant en compte une matrice de béton et l'effet photoélectrique. L'intégration d'une technique de suppression de l'effet photoélectrique dans les sinogrammes HE et BE n'a donc à ce jour que peu d'intérêt.

L'évaluation du numéro atomique effectif est satisfaisante, avec un écart relatif par rapport aux valeurs de référence inférieur à 10 % pour les matériaux composés testés. L'évaluation de la densité électronique est quant à elle très précise pour les éléments les plus légers, avec un écart relatif d'environ -1 %. Bien que cet écart augmente significativement pour le plus lourd matériau testé (oxyde de plomb), une technique de correction de la densité pour les matériaux au numéro atomique élevé permet d'améliorer fortement l'évaluation de rhoe en réduisant l'écart relatif à -1 % pour ce matériau également.

Enfin, la robustesse de la méthode à la qualité des sinogrammes HE et BE et à la précision des spectres a été testée. Il en ressort que pour garantir une reconstruction de  $\rho_e$  et Z précise, l'énergie équivalente de dose du spectre X doit être évaluée avec une précision

de 0.1 MeV, et que les sinogrammes BE et HE doivent présenter un RSB suffisamment élevé. Dans notre cas d'étude d'un colis 870 L avec des acquisitions à 9 et 15 MeV avec l'accélérateur Saturne, les valeurs minimales sont de l'ordre de 70 et 200 respectivement à basse et haute énergie.
### **Conclusion et perspectives**

"And now the end is near And so I face the final curtain [...] And more, much more than this I did it my way"

Frank Sinatra, My Way

Cette thèse s'articule autour d'une double problématique. D'un côté, il était question d'évaluer et de dimensionner les performances d'un nouveau tomographe, en partant des caractéristiques attendues de la nouvelle source de photons, à laquelle il fallait faire correspondre un système de détection performant et compatible. L'objectif de cette première partie consistait à proposer une configuration du tomographe capable à la fois d'interroger des colis de déchets de type C1, soit une épaisseur d'objet de 140 cm de béton à traverser, tout en proposant des points de fonctionnement permettant d'atteindre des résolutions spatiales inférieures au millimètre. De l'autre côté, sous réserve de la mise en place d'un tel système, la possibilité de mettre en œuvre de nouvelles modalités d'imagerie, et plus particulièrement la tomographie bi-énergie, s'offrait à nous.

Les caractéristiques de la nouvelle source de photons, à savoir un accélérateur linéaire d'électrons Saturne, ont ainsi été étudiées dans un premier temps. L'accélérateur propose plusieurs points de fonctionnement, qui diffèrent en énergie moyenne, en tache focale du faisceau, et en débit de dose. Cette modularité permettra de l'utiliser dans diverses applications, par adaptation du point de fonctionnement aux mesures désirées. Par exemple, l'acquisition des sinogrammes pour la tomographie bi-énergie nécessitera deux points de fonctionnement distincts en énergie mais relativement identiques en termes de tache focale, tels que des spectres à 9 et 15 MeV comme nous l'avons fait lors de notre étude par simulation.

D'après ces simulations, les points de fonctionnement présentant les plus fines taches focales permettront d'atteindre un flou de la source de l'ordre de 100  $\mu$ m dans le plan objet du tomographe final. Pour les énergies et taches focales plus élevées, des débits de dose à 1 m supérieurs à 100 Gy/min sont attendus. Ces derniers assureront de conserver un flux de photons atténué en sortie d'objets volumineux suffisamment élevé pour être détecté et exploité.

Il conviendra cependant de valider les conclusions déduites des simulations

par une campagne de mesures lorsque l'accélérateur sera opérationnel.

Suite à l'évaluation des performances de la source, apparaissait la nécessité de choisir et développer un détecteur adapté. Trois détecteurs linéaires ont fait l'objet d'une comparaison : une série de semi-conducteurs CdTe, une caméra à scintillateur CdWO<sub>4</sub> segmenté et une série d'écrans de CsI placés horizontalement et filmés par le dessus par des caméras bas bruit. Leurs caractérisations respectives débutaient tout d'abord par une étude théorique basée sur la méthode d'analyse QAD. Cette méthode consiste à décomposer un système de détection en étapes fondamentales de gain, de dispersion et de bruit, puis d'en évaluer les paramètres associés. Ces derniers, évalués à la fois par simulations et mesures expérimentales, sont ensuite utilisés pour calculer l'efficacité quantique de détection, qui est un indicateur de performances complet des détecteurs. Il contient en effet des informations à la fois sur l'efficacité de détection, le flou et le bruit.

Une fois cette efficacité obtenue, il était alors possible d'extrapoler les caractéristiques des détecteurs dans le cas de leur utilisation avec l'accélérateur Saturne. De cette façon, on en déduisait lequel était le plus adapté et quelle étaient les performances résultantes du tomographe final.

Bien que l'utilisation des CdTe permette d'atteindre de meilleures résolutions spatiales, le détecteur à écrans de CsI est retenu à l'issue de cette étude car lui seul permet d'obtenir en sortie de détecteur un signal exploitable lorsque le faisceau de photons d'énergie 15 MeV traverse un objet homogène atténuant l'équivalent de 140 cm de béton. Sa résolution spatiale est également satisfaisante, puisqu'il permet d'atteindre une résolution de l'ordre du millimètre dans le plan objet lorsqu'il est combiné à l'utilisation du Saturne à ses plus fines taches focales. Pour une résolution millimétrique, il est capable de détecter un signal exploitable derrière près de 85 cm de béton, soit l'équivalent d'un colis de type CBF-C1. En outre, deux axes d'améliorations sont envisageables, d'une part avec une augmentation de la durée d'acquisition, et d'autre part en réduisant la contribution de l'environnement irradiant de la cellule au bruit du détecteur. Cette dernière action pourra se faire par un blindage plus important du détecteur.

Les détecteurs CdTe et CdWO4 présentent des performances moindres, notamment du fait de leur saturation pour les débits de dose atteints par le Saturne. Les CdWO<sub>4</sub> souffrent également d'une importante source de bruit lors de mesures sous irradiation, ce qui n'a pas pu être expliqué.

La seconde partie de cette thèse portait sur le développement d'une nouvelle méthode de tomographie bi-énergie appliquée au domaine des hautes énergies. Elle a débuté par la définition de deux notions fondamentales en imagerie biénergie que sont la densité électronique  $\rho_e$  et le numéro atomique effectif pour des matériaux composés Z<sub>eff</sub>. Pour ce dernier, une définition propre à notre méthode a été énoncée, ce qui a permis par la suite d'obtenir d'excellentes correspondances entres les valeurs estimées par notre méthode et les valeurs de référence.

Les trois méthodes principales disponibles dans la littérature ont été exposées. Celle du rapport des coefficients d'atténuation linéiques  $\mu$ , déjà étudiée au laboratoire, donnait des performances de reconstruction de la densité et du numéro atomique de référence qu'il s'agissait d'améliorer. Bien qu'elle fournisse de bons résultats de reconstruction du numéro atomique lorsque celui-ci ne dépasse pas 60 environ, elle souffre d'importantes imprécisions pour les éléments plus lourds. De plus, du fait que ce soit une méthode que l'on applique après reconstruction des coupes tomographiques, elle est également sensible au phénomène de durcissement de spectre.

La méthode développée lors de cette thèse est la décomposition en double effet, qui s'applique en amont de la reconstruction et permet ainsi de prendre en compte l'évolution du spectre du faisceau en fonction de son passage à travers l'objet interrogé. Contrairement à la troisième méthode d'imagerie bi-énergie existante (décomposition en matériaux de base), celle-ci repose sur la décomposition en interactions photon-matière, qui sont des processus physiques et dont les résultats ne dépendent pas de la base de matériaux choisis.

La particularité de ces travaux de thèse concerne l'application de cette méthode de décomposition en double effet au domaine des hautes énergies, c'està-dire pour des photons d'énergie supérieure au MeV. À ces énergies, les interactions photon-matière prépondérantes sont l'effet Compton et la création de paires électron-positron. Cette dernière vient remplacer l'effet photoélectrique dans les études en imagerie classique disponibles dans la littérature.

Pour appliquer cette méthode de décomposition, il a fallu développer une formule analytique de la section efficace de la création de paires sous la forme d'un produit d'une fonction dépendant du numéro atomique et d'une fonction dépendant de l'énergie des photons. Lors de cet ajustement, les sections efficaces des éléments lourds ont été privilégiées car la contribution de cette interaction à la section efficace totale de l'interaction photon-matière augmente avec le numéro atomique. En pratique, la méthode de décomposition a été développée sous la forme d'un programme informatique faisant appel à un algorithme de Levenberg-Marquardt pour résoudre par minimisation un système d'équations non linéaires à deux dimensions.

Cette technique de décomposition a été testée et validée par simulation avec le code de calcul MODHERATO. Afin de reproduire les futures conditions expérimentales du tomographe, les sources de photons implémentées dans les simulations correspondaient à celles évaluées pour le Saturne à 9 et 15 MeV, les caractéristiques du détecteur se rapportaient à celles des écrans de CsI horizontaux et la durée d'acquisition d'une coupe tomographique valait dix minutes, soit la durée utilisée pour comparer les détecteurs. Enfin, le fantôme standard utilisé en tant qu'objet à interroger correspondait à un colis 870 L homogène du CEA.

Plusieurs enseignements sont à tirer de ces simulations. Tout d'abord, la prise en compte des spectres du Saturne fonctionne correctement : il n'y a que peu d'influences du durcissement de spectre et de l'emplacement des constituants dans l'objet (distance au centre des inserts). Elle n'est cependant pas optimale car elle induit un biais sur certaines simulations par rapport aux simulations mono-énergétiques.

La prise en compte ou non d'une matrice et de l'effet photoélectrique modifie les courbes de calibration, plus ou moins proches des courbes de références. Mais les résultats de la reconstruction du Z issus de la configuration réelle, à savoir la présence d'une matrice en béton et la présence de l'effet photoélectrique, figurent parmi les meilleurs. Un travail sur l'estimation et la prise en compte de l'effet photoélectrique semble donc présenter peu d'intérêt à ce stade.

La densité des inserts du fantôme de calibration a une incidence sur les courbes de calibration. Une étude plus poussée peut dans ce cas être intéressante. La correction du coefficient k de la courbe de calibration  $a_C = k \times \rho_e$  pour les éléments de numéro atomique supérieur à 40 permet néanmoins d'améliorer la reconstruction de  $\rho_e$  et d'atteindre pour tous les matériaux composés testés un écart relatif de l'ordre de 1 % par rapport aux valeurs théoriques. Cette précision de la reconstruction de la densité électronique permettra très certainement de mettre en place la méthode inédite de mesure du taux d'hydrogène, dont une étude préliminaire a été faite. Moyennant une évaluation également précise de la densité  $\rho$  du colis par pesée, elle sera en théorie applicable à des colis homogènes pour vérifier l'absence d'eau ou améliorer l'interprétation des mesures neutroniques.

La seconde phase consistait à tester ces courbes de calibration sur un colis fantôme contenant des matériaux composés classiques (béton, eau, polyéthylène, PVC, oxydes métalliques) et d'en évaluer les précisions de reconstruction de la densité électronique et du numéro atomique effectif. Il en est ressorti que la reconstruction du Z<sub>eff</sub> est excellente, même pour les éléments lourds tels que l'oxyde de plomb, avec un écart général inférieur à 10 % par rapport aux valeurs de référence. L'évaluation de  $\rho_e$ , déjà commentée au paragraphe précédent, est encore plus précise.

Il ressort de ces résultats que le tomographe en cours d'installation dans la cellule CINPHONIE permettra dans sa version finale d'accueillir et de caractériser des objets massifs et de grand diamètre avec précision. Ces performances élevées permettront également la mise en place de méthodes de caractérisation par tomographie bi-énergie, parmi laquelle la méthode de décomposition en double effet développée dans le cadre de cette thèse. Cette dernière prévoit en effet d'excellents résultats d'estimation de la densité électronique et du numéro atomique de matériaux composés, sous réserve d'une étape préalable de calibration des courbes de correspondance.

Lors de l'évaluation de la résolution spatiale du tomographe final, il a été observé qu'aux points de fonctionnement de l'accélérateur avec les plus petites taches focales, l'essentiel du flou provenait du détecteur, peu importe lequel était envisagé. Par conséquent, bien que le détecteur retenu permette d'interroger des colis volumineux et fortement atténuants, il ne sera pas en mesure de tirer profit des plus petites taches focales de la source. C'est dans cette perspective que le laboratoire a engagé une thèse sur la problématique du développement d'un détecteur dédié aux petites taches focales de l'accélérateur Saturne. Annexes

### Annexe A

# Description des principaux colis de déchets contrôlés par le LMN

Fût de 205L, 225 l contenant des déchets immobilisés



FIGURE A.1 – Fût 200 L







FIGURE A.2 – Colis 870 L



FIGURE A.3 – Colis CBF-C1

#### Coque béton fibres de type CBFC 2 : 1180 L



FIGURE A.4 – Colis CBF-C2



FIGURE A.5 – Colis C4



FIGURE A.6 – Colis C1

### Annexe B

# Plan d'implantation du tomographe final dans CINPHONIE



FIGURE B.1 – Schéma d'implantation du tomographe final dans CINPHONIE

#### Annexe C

# LSF des points de fonctionnement de l'accélérateur Saturne

Les figures ci-dessous détaillent l'évaluation par simulation du flou de l'accélérateur Saturne pour chacun de ses points de fonctionnement.

- Haut gauche : ESF issue de la simulation ;
- Milieu gauche : LSF discrète et son ajustement par une double gaussienne ;
- Bas gauche : MTF totale discrète et ajustée ;
- Haut droite : MTF de la source, du détecteur et totale;
- Milieu droite : LSF de la source.

Les paramètres d'ajustement (FWH $M_1$ , FWH $M_2$ , N<sub>1</sub>) et le flou indiqués sont donnés dans le plan de la source.



FIGURE C.1 – Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point de fonctionnement 9 MeV /  $0.5~\rm{mm}$ 



FIGURE C.2 – Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point de fonctionnement 9 MeV / 1 mm



FIGURE C.3 – Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point de fonctionnement 9 MeV /  $1.5~\rm{mm}$ 



FIGURE C.4 – Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point de fonctionnement 12 MeV / 0.2 mm



FIGURE C.5 – Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point de fonctionnement 12 MeV / 0.5 mm



FIGURE C.6 – Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point de fonctionnement 12 MeV / 1 mm



FIGURE C.7 – Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point de fonctionnement 12 MeV /  $1.4~\rm{mm}$ 



FIGURE C.8 – Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point de fonctionnement 15 MeV /  $0.3~\rm{mm}$ 



FIGURE C.9 – Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point de fonctionnement 15 MeV / 0.5 mm



FIGURE C.10 – Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point de fonctionnement 15 MeV / 1 mm



FIGURE C.11 – Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point de fonctionnement 15 MeV / 1.6 mm



FIGURE C.12 – Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point de fonctionnement 18 MeV /  $0.3~\rm{mm}$ 



FIGURE C.13 – Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point de fonctionnement 18 MeV / 1 mm



FIGURE C.14 – Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point de fonctionnement 18 MeV / 1.5 mm



FIGURE C.15 – Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point de fonctionnement 20 MeV / 0.5 mm



FIGURE C.16 – Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point de fonctionnement 20 MeV / 1 mm



FIGURE C.17 – Evaluation de la LSF, de la MTF et du flou de la source Saturne au point de fonctionnement 20 MeV / 1.5 mm

## Annexe D

**Correspondances des voies et capteurs du détecteur à semi-conducteurs CdTe** 



FIGURE D.1 – Correspondances des voies et capteurs du détecteur à semi-conducteurs  ${\rm CdTe}$ 

#### Annexe E

## Analyse QAD des détecteurs étudiés

#### E.1 Semi-conducteurs CdTe

- 1. <u>Interaction des rayons X</u> :  $g_1$ . Le capteur en CdTe détecte uniquement une fraction des rayons X incidents. L'efficacité d'interaction est donc un gain traduisant la probabilité qu'un photon incident interagisse et dépose de l'énergie dans le semiconducteur. Cette variable de gain suivant une loi binomiale,  $\epsilon_{g_1} = -\overline{g_1}$ .
- 2. <u>Conversion des X en énergie déposée</u> :  $g_2$ . Le gain  $g_2$  de cette étape vaut la valeur moyenne de l'énergie déposée par un photon interagissant dans le capteur. Son unité est le MeV/photon. La distribution de l'énergie déposée ne suivant pas une loi particulière, son allure se répercutera sur l'excès de Poisson  $\epsilon_{g_2}$ .
- 3. <u>Dispersion de l'énergie déposée dans le capteur</u> :  $T_3(\nu)$ . Les particules chargées créées par les photons incidents se dispersent dans le semi-conducteur avant de déposer leur énergie par ionisation. Cette diffusion entraîne une perte de qualité de signal, traduite par la MTF  $T_3(\nu)$ .
- 4. <u>Conversion de l'énergie déposée en paires électron-trou</u> :  $g_4$ . L'énergie nécessaire à la création d'une paire électron-trou vaut 4.32 eV. On en déduit directement la valeur moyenne du gain :  $\overline{g_4} = 10^6/4.32 = 2.31 \cdot 10^5 \,\mathrm{e^-/MeV}$ . Sa distribution ne suit pas exactement une loi de Poisson. En effet, pour des détecteurs à semi-conducteurs, la variance réelle est plus faible que la variance théorique de Poisson, qui est égale à la valeur moyenne du nombre de paires créées. Le rapport de la variance réelle sur la variance théorique est appelé le facteur de Fano, noté F. Ce coefficient adimensionnel dépend du matériau, et est égal à 0.15 pour le CdTe [84]. Ainsi, l'excès de Poisson du gain  $g_4$  vaut :

$$\epsilon_{g_4} = \frac{\sigma_{r\acute{e}el}^2}{\overline{g_4}} - 1 = \frac{F \cdot \sigma_{thq}^2}{\overline{g_4}} - 1 = F - 1 = -0.85$$

- 5. <u>Efficacité de collection des électrons</u> :  $g_5$ . A l'instar de l'étape 1, tous les électrons créés ne sont pas collectés par le circuit intégrateur branché aux capteurs. La fraction des électrons collectés pour ce détecteur vaut 0.78. C'est une valeur expérimentale mesurée par le LETI lors de la conception du détecteur. Comme ce gain est une efficacité, il suit une loi binomiale :  $\epsilon_{g_5} = -\overline{g_5}$ .
- 6. <u>Bruit additif du détecteur</u> :  $\sigma_a$ . L'environnement de la mesure, le branchement des capteurs et la chaîne d'acquisition engendrent un bruit global, considéré comme un bruit blanc (indépendant de la fréquence spatiale). Il est exprimé en électrons-RMS.


FIGURE E.1 – Diagramme QAD du détecteur à semi-conducteurs CdTe

### E.2 Scintillateur CdWO<sub>4</sub> segmenté

- 1. <u>Interaction des rayons X</u> :  $g_1$ . Ce gain correspond à la fraction des rayons X incidents interagissant avec le scintillateur. Ce gain suit une loi binomiale :  $\epsilon_{g_1} = -\overline{g_1}$ .
- 2. <u>Conversion des X en énergie déposée</u> :  $g_2$ . Le gain  $g_2$  de cette étape vaut la valeur moyenne de l'énergie déposée par un photon interagissant dans le capteur. Son unité est le MeV/photon. La distribution de l'énergie déposée ne suivant pas une loi particulière, son allure se répercutera sur l'excès de Poisson  $\epsilon_{g_2}$ .
- 3. <u>Dispersion de l'énergie déposée dans l'écran</u> :  $T_3(\nu)$ . L'absence de blindage pour les rayons X entre chaque aiguille laisse supposer qu'une dispersion non négligeable du signal risque de se produire lors du dépôt d'énergie dans le cristal. Cette dispersion est traduite par une MTF.
- 4. <u>Conversion de l'énergie déposée en photons visibles</u> :  $g_4$ . Le rendement de scintillation du CdWO<sub>4</sub> vaut 15000 photons/MeV [48]. Sa distribution a l'allure d'une loi de Poisson, conduisant à un excès de Poisson nul pour cette étape.
- 5. Efficacité de transport dans la fibre optique :  $g_5$ . Cette étape englobe le passage des photons visibles de l'aiguille à la fibre optique, le transport dans cette dernière et le passage de la fibre aux photodiodes. Ce gain vaut alors le ratio du nombre de photons arrivant au niveau de la photodiode sur le nombre de photons émis dans l'aiguille de CdWO<sub>4</sub>. Comme toutes les autres efficacités, on supposera sa distribution binomiale :  $\epsilon_{g_5} = -\overline{g_5}$ .
- 6. <u>Efficacité quantique des photodiodes</u> :  $g_6$ . Ce gain correspond à la probabilité qu'un photon visible incident libère un photoélectron lors de son interaction dans le capteur. Pour des photons de longueur d'onde de 475 nm (pic d'émission du CdWO<sub>4</sub>), le gain moyen est estimé d'après les caractéristiques des photodiodes d'un concurrent [85] :  $\overline{g_6} = 0.48$ . Ce gain suit une loi binomiale :  $\epsilon_{g_6} = -\overline{g_6}$ .
- 7. <u>Bruit additif du détecteur</u> :  $\sigma_a$ . L'environnement de la mesure et la chaîne d'acquisition engendrent un bruit global, considéré comme un bruit blanc (indépendant de la fréquence spatiale). Il est exprimé en électrons-RMS.



FIGURE E.1 – Diagramme QAD du détecteur à scintillateur segmenté  $CdWO_4$ 

### E.3 Ecran horizontal de Csl

- 1. Interaction des rayons X :  $g_1$ . Ce gain correspond à la fraction des rayons X incidents interagissant avec le scintillateur. Ce gain suit une loi binomiale :  $\epsilon_{g_1} = -\overline{g_1}$ .
- 2. <u>Conversion des X en énergie déposée</u> :  $g_2$ . Le gain  $g_2$  de cette étape vaut la valeur moyenne de l'énergie déposée par un photon interagissant dans l'écran. Son unité est le MeV/photon. La distribution de l'énergie déposée ne suivant pas une loi particulière, son allure se répercutera sur l'excès de Poisson  $\epsilon_{g_2}$ .
- 3. <u>Dispersion de l'énergie déposée dans l'écran</u> :  $T_3(\nu)$ . Lors du dépôt de leur énergie, les particules secondaires créées par les photons incidents parcourent une certaine distance dans le matériau. Cette dispersion est à l'origine du premier flou du système, qui se traduit par une MTF.
- 4. Conversion de l'énergie déposée en photons visibles :  $g_4$ . Le rendement de scintillation du CsI vaut 54000 photons/MeV [52]. Sa distribution a l'allure d'une loi de Poisson, conduisant à un excès de Poisson nul pour cette étape.
- 5. <u>Dispersion des photons visibles dans l'écran</u> :  $T_5(\nu)$ . Une fois créés, les photons visibles se dispersent également dans l'écran, avant d'en sortir.
- 6. <u>Fraction des photons visibles sortant de l'écran</u> :  $g_6$ . A cette étape, les photons visibles créés n'ont que deux solutions : soit ils sortent du scintillateur par la face de l'écran filmée par la caméra, soit par une autre face. Ce gain suit donc une loi binomiale :  $\epsilon_{g_6} = -\overline{g_6}$ .
- 7. Efficacité de collection de la caméra :  $g_7$ . Cette efficacité correspond à la fraction des photons visibles sortis de l'écran qui arrivent effectivement dans le champ de vue de la caméra. Cette efficacité dépend de la géométrie du détecteur via le facteur de dégrandissement M et l'ouverture de l'objectif  $f_{\#}$ . Tout comme les autres étapes de gain décrivant une efficacité de détection, ce gain suit une loi binomiale :  $\epsilon_{g_7} = -\overline{g_7}$ .
- 8. <u>Dispersion des photons visibles dans la caméra</u> :  $T_8(\nu)$ . Cette troisième et dernière étape de dispersion des quanta participe faiblement au flou total du système.

- 9. Efficacité quantique de la caméra :  $g_9$ . De même que l'efficacité quantique des photodiodes du détecteur à scintillateur CdWO<sub>4</sub>, ce gain correspond à la probabilité qu'un photon visible collecté libère un photoélectron lors de son interaction dans la caméra. Cette efficacité suit donc une loi binomiale :  $\epsilon_{g_9} = -\overline{g_9}$ .
- 10. <u>Bruit additif du détecteur</u> :  $\sigma_a$ . L'environnement de la mesure et la caméra engendrent un bruit global, considéré comme un bruit blanc (indépendant de la fréquence spatiale). Il est exprimé en électrons-RMS.



FIGURE E.1 – Diagramme QAD du détecteur à écran de CsI

## Annexe F

# Description du code de simulation MODHERATO

MODHERATO (Modélisation Haute Energie pour la Radiographie et la Tomographie) est un logiciel de simulation déterministe, développé en langage C par le LMN au CEA de Cadarache. Son développement a commencé à la fin des années 1990.

Il calcule la transmission photonique entre une source X ou gamma et un détecteur numérique pixélisé (il ne traite pas les films argentiques) placés de part et d'autre d'un objet virtuel préalablement défini (scène 3D). À l'issue de la simulation, le code délivre des images radiographiques ou des sinogrammes (multi-projections de l'objet sous différents angles). Les sinogrammes sont injectés dans un algorithme de reconstruction adapté à la géométrie de simulation, qui délivre à son tour des images tomographiques décrivant la nature interne de l'objet.

Différents types de rayonnements générés par différents types de générateurs ou source peuvent entrer dans la composition de la chaîne radiographique simulée : photons produits par un accélérateur d'électrons après conversion (source directionnelle spatialement anisotrope) ou photons produits par un tube X ou une source isotopique (source isotrope ou assimilée comme telle). Ces sources peuvent être mono-énergétiques (sources isotopiques) ou multi-énergétiques (tubes X et LINACs). MODHERATO peut lire les fichiers MCNP décrivant les spectres issus de la modélisation du rayonnement de freinage généré par un électron ayant une énergie d'accélération donnée et frappant une cible dense.

Les éléments sensibles composant le détecteur peuvent être jointifs ou non, et associés à une fenêtre de post-collimation ou non. Il peut s'agir de scintillateurs ou de détecteurs semi-conducteurs. La distribution spatiale des éléments qui composent le détecteur peut être circulaire (chaque élément est placé à une distance égale du foyer de la source), linéaire ou matricielle (l'élément le plus proche du foyer est l'élément central du détecteur). Les géométries simulées sont de type éventail, translation-rotation, hélicoïdale ou conique. Le rendement du détecteur est calculé en fonction de l'énergie du photon incident et des données géométriques ou physiques (éloignement d'une caméra, ouverture de l'objectif, type de fibres optiques, efficacité quantique des photodiodes, etc.). Le dépôt d'énergie des rayons X ou gamma dans le volume sensible (scintillateur ou semi-conducteur) doit par contre être pré-calculé par un code de transport de particules de type MCNP ou GEANT4.

La description de la scène 3D utilise un modèle CAO volumique simplifié (cylindres, ellipsoïdes et parallélépipèdes) pour décrire des objets dont chaque constituant est associé à un matériau ou un mélange.

Le noyau de calcul d'atténuation photonique (lancer de rayons) génère une projection de l'objet sur le détecteur (transformée de Radon) correspondant à une radiographie sous un ou plusieurs angles de vue ou à un sinogramme sur un ou plusieurs tours. Les coefficients d'atténuation massique des matériaux sont disponibles dans une bibliothèque de matériaux enrichie au fur et à mesure des besoins (données du NIST : XCOM Photon Cross Sections Database [14]). Il est à noter que pour toutes les interactions prises en compte dans les coefficients d'atténuation, le code considère que le photon est absorbé et ne propage aucune particule secondaire (photon diffusé Compton ou photons provenant d'une création de paires  $e^+e^-$ ). Nativement, il n'y a donc pas de calcul de bruit de fond diffusé. Depuis une évolution récente, le code permet toutefois d'utiliser une carte de diffusion pré-calculée par un logiciel Monte-Carlo de type MCNP. Ce bruit de fond est alors ajouté au signal photonique et peut être pris en compte dans la simulation d'une radiographie ou d'une tomographie.

Le bruit photonique est additionné au *prorata* du nombre de photons atteignant chaque pixel du détecteur. Le flou géométrique est alors appliqué par un calcul de Fonction de Transfert de Modulation tenant compte des distances Foyer-centre de l'Objet et Foyer-Détecteur, des largeurs du foyer et du pixel détecteur (et des types de distributions : gaussiennes, double-gaussiennes, carrées etc.) et des pas d'échantillonnage. Les bruits de scintillation (*Swank noise*) ou de grenaille (*shot noise*) au niveau de la conversion photons visibles-électrons sont également ajoutés. Enfin, le bruit de quantification simule la réponse des ADC sur la gamme dynamique définie (minimum, maximum et nombre de bits).

MODHERATO met également à disposition une série d'outils de reconstruction à partir d'un sinogramme sur un ou plusieurs tours (inversion de la transformée de Radon). La reconstruction restitue une ou plusieurs coupes tomographiques réparties sur la région de l'objet projetée sur le détecteur suivant les différentes incidences. La reconstruction implémentée est nativement parallélisée (multi-thread). Elle permet la reconstruction de trajectoires circulaires ou hélicoïdales en géométrie translation-rotation, éventail et conique pour des détecteurs linaires ou circulaires, jointifs ou non. Depuis peu, le décentrage du centre de rotation ou du détecteur est également pris en compte.

MODHERATO a été validé expérimentalement dans le cadre de nombreuses études menées par le CEA Cadarache sur un domaine d'énergie compris entre la centaine de keV (tubes X) et plusieurs MeV (sources isotopiques et LINACs).

# Bibliographie

- WIKIPEDIA : Page de Wilhelm Röntgen (anglais). https://en.wikipedia.org/ wiki/Wilhelm\_R%C3%B6ntgen (consulté le 24/04/2019), 2019.
- [2] R. D. EVANS : The Atomic Nucleus. McGraw-Hill, 1955.
- [3] J.H. HUBBELL, H.A. GIMM et I. ØVERBØ : Pair, triplet and total atomic cross sections (and mass attenuation coefficients) for 1 MeV - 100 GeV photons in elements Z=1 to 100. Journal of Physical and Chemical Reference Data, pages 1023–1147, 1980.
- [4] F. MARSOLAT : Développement d'un dosimètre diamant pour une mesure de la dose absorbée dans les mini-faisceaux utilisés en radiothérapie stéréotaxique. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (France), 2014.
- [5] John MARTIN : Mécanique quantique avancée. https://oq.ulg.ac.be/list/mqa\_2018.pdf (consulté le 24/04/2019), 2018.
- [6] H. E. MARTZ, C. M. LOGAN, D. J. SCHNEBERK et Shull P. J. : X-Ray Imaging : Fundamentals, Industrial Techniques and Applications. CRC Press, 2016.
- [7] J.-L. PETTIER, D. ECK et R. THIERRY : High energy X-ray imagery on large or dense objects : definition and performance studies of measurement devices by simulation. In 2003 3rd International Conference on Emerging Technologies in Non Destructive Testing, 2003.
- [8] L. BERGE, N. ESTRE, D. TISSEUR, E. PAYAN, D. ECK, V. BOUYER, N. CASSIAUT-LOUIS, C. JOURNEAU, R. LE TELLIER, S. SINGH et E. PLUYETTE : Fast high-energy X-ray imaging for severe accidents experiments on the future PLINIUS-2 platform. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 65(9):2573–2581, 2018.
- [9] C. THIERY : Tomographie à rayons X. Techniques de l'ingénieur CND : méthodes globales et volumiques, 2013.
- [10] R. M. NISHIKAWA : The Fundamentals of MTF, Wiener Spectra, and DQE. 1999.
- [11] THALES : Rapport de dynamique faisceau reconditionnement du LINAC Saturne. 2016.
- [12] C. ROBERT-COUTANT, V. MOULIN, R. SAUZE, P RIZO et J.-M. CASAGRANDE : Estimation of the matrix attenuation in heterogeneous radioactive waste drums using dual-energy computed tomography. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A 422:949–956, 1999.
- S. OGORODNIKOV et V. PETRUNIN : Processing of interlaced images in 4-10 MeV dual energy customs system for material recognition. *Physical Review Special Topics* Accelerators and Beams, 5:104701, 2002.

- [14] M.J. BERGER, J.H. HUBBELL, S.M. SELTZER, J. CHANG, J.S. COURSEY, R. SU-KUMAR, D.S. ZUCKER et K. OLSEN : XCOM : Photon Cross Sections Database, NIST Standard Reference Database 8 (XGAM). https://www.nist.gov/pml/ xcom-photon-cross-sections-database, 2010.
- [15] L. TAMAGNO, C. ELÉON, N. ESTRE, S. PLUMERI et D. TISSEUR : Atomic number reconstruction using multi-MeV X-ray DECT in concrete drums. In 2018 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC), 2018.
- [16] R. E. ALVAREZ et A. MACOVSKI : Energy-selective reconstructions in X-ray computerized tomography. *Physics in Medicine and Biology*, 21(5):733–744, 1976.
- [17] ANDRA. Catalogue descriptif des familles 2015, Inventaire national des matières et déchets radioactifs, 2015.
- [18] W. C. RÖNTGEN: Ueber eine neue Art von Strahlen. Vorläufige Mitteilung. Aus den Sitzungsberichten der Würzburger Physik.-medic. Gesellschaft Würzburg, pages 137–147, 1895.
- [19] A. MESSIAH : Mécanique Quantique II. Dunod Paris, 1960.
- [20] C. COHEN-TANNOUDJI, B. DIU et F. LALOË : *Mécanique Quantique II*. Hermann, 1996.
- [21] E. SIMON, F. JALLU, B. PEROT et S. PLUMERI : Feasibility study of fissile mass quantification by photo fission delayed gamma rays in radioactive waste packages using MCNPX. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 840:28–35, 2016.
- [22] W. R. LEO: Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. Springer-Verlag, 1994.
- [23] Y. Z. KLEIN, O. et Nishina : Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac. Zeitschrift für Physik, 52:853–868, 1929.
- [24] G. WANG : X-ray micro-CT with a displaced detector array. *Medical Physics*, 29(7): 1634–1636, 2002.
- [25] J. FESSLER : Analytical Tomographic Image Reconstruction Methods, 2009.
- [26] H. TURBELL : Cone-Beam Reconstruction Using Filtered Backprojection. Thèse de doctorat, Linköpings Universitet (Suède), 2001.
- [27] L. A. FELDKAMP, ti L. C. DAVIS et J. W. KRESS : Practical cone-beam algorithm. Journal of the Optical Society of America A, 1(6):612–619, 1984.
- [28] B. Perot et AL. : The characterization of radioactive waste : a critical review of techniques implemented or under development at CEA. EPJ Nuclear Sciences & Technologies, 4(3), 2018.
- [29] V. MOULIN, V. REBUFFEL, M. ANTONAKIOS, R. SAUZE et J. P. GORIUS : X-Ray imaging modalities for nuclear waste drums inspection. In 16th World Conference on Non Destructive Testing, 2004.
- [30] R. T. BERNARDI et H.E. MARTZ : Nuclear waste drum characterization with 2 Mev X-ray and gamma-ray tomography. *Materials Evaluation*, 53, 1995.
- [31] US Department of ENERGY : Nondestructive waste assay using gamma-ray active & passive computed tomography. *Innovative Technology summary report, OST 2123*, 1999.

- [32] CHANCE : Page d'accueil du projet CHANCE. http://www.chance-h2020.eu/en (consultée le 03/09/2019), 2019.
- [33] N. ESTRE, D. ECK, J.-L. PETTIER, E. PAYAN, C. ROURE et E. SIMON : Highenergy X-ray imaging applied to nondestructive characterization of large nuclear waste drums. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 62(6):3104–3109, 2015.
- [34] IMAGEJ : Page d'accueil du site du logiciel imagej. https://imagej.net/Welcome (consulté le 05/09/2019), 2019.
- [35] V. KAFTANDJIAN, Y. M. ZHU, G. ROZIERE, G. PEUX et D. BABOT : A Comparison of the Ball, Wire, Edge, and Bar/Space Pattern Techniques for Modulation Transfer Function Measurements of Linear X-Ray Detectors. *Journal of X-Ray Science and Technology*, 6(2):205–221, 1996.
- [36] Los Alamos National Laboratory. MCNP6 Users Manual Code Version 6.1.1beta, LA-CP-14-00745, 2014.
- [37] J. MILCAMPS : Rapport interne CGR MeV. 1982.
- [38] ICRP : Conversion coefficients for use in radiological protection against external radiation. *ICRP Publication 74. Ann. ICRP 26 (3-4)*, 1996.
- [39] J.-L. Pettier : Traitement  $\operatorname{des}$ géométries décentrées tomograenphie : Implémentation et tests dans MODHERATO. Note technique CEA/DEN/CAD/DTN/SMTA/LMN/NT/2016/003 ind. A, 2016.
- [40] OpenGATE Collaboration. OpenGATE Users Guide V8.0, 2017.
- [41] I. A. CUNNINGHAM, M. S. WESTMORE et A. FENSTER : A spatial-frequency dependent quantum accounting diagram and detective quantum efficiency model of signal and noise propagation in cascading imaging systems. *Medical Physics*, 21(3):417– 427, 1994.
- [42] J.-P. BISSONNETTE, I. A. CUNNINGHAM, D. A. JAFFRAY, A. FENSTER et P. MUNRO : A quantum accounting and detective quantum efficiency analysis for video-based portal imaging. *Medical Physics*, 24(6):815–826, 1997.
- [43] F. GLASSER, G. THOMAS, M. CUZIN et L. VERGER : Application of cadmium telluride detectors to high energy computed tomography. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A322:619–622, 1992.
- [44] E. SAMEI, M. J. FLYNN et D. A. REIMANN : A method for measuring the presampled MTF of digital radiographic systems using an edge test device. *Medical Physics*, 25(1):102–113, 1998.
- [45] N. B. NILL : Conversion between Sine Wave and Square Wave Spatial Frequency Response of an Imaging System. 2001, MITRE.
- [46] M. KISTLER, N. ESTRE et E. MERLE : Simulated performances of very high energy detectors for nondestructive computed tomography characterization of large objects. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 65(9):2527–2532, 2018.
- [47] X-Scan Imaging. XIH8804RW20/20M-066-DS-G-FGE-CCE1 Specifications, 2016.
- [48] Saint-Gobain. Cadmium Tungstate Scintillation Material, 2014.
- [49] X-Scan Imaging. High-Energy X-ray Line-Scan Camera Series, 2014.
- [50] M. KISTLER : Dimensionnement d'un détecteur pour la tomographie X à très haute énergie. *Rapport de stage*, 2016.

- [51] L. TAMAGNO : Caractérisation de deux cristaux scintillateurs LYSO et d'un scintillateur CsI(Tl) sur CINPHONIE. Compte rendu de mesure CEA/DEN/CAD/DTN/SMTA/LMN/ DO 172, 2017.
- [52] Saint-Gobain. Cesium Iodide Scintillation Material, 2017.
- [53] S. L. BUGBY, L. K. JAMBI et J. E. LEES : A comparison of CsI :Tl and GOS in a scintillator-CCD detector for nuclear medicine imaging. *Journal of Instrumentation*, 11, 2016.
- [54] N. ESTRE, D. ECK, C. ELEON, M. KISTLER, E. PAYAN, L. TAMAGNO et D. TISSEUR : Design of a very efficient dertector for high energy tomography. *Conference Record* of 2018 IEEE Nuclear Science Symposium, 2018.
- [55] ANDOR : Zyla 5.5 Specifications Physical Science. https://andor.oxinst.com/ products/scmos-camera-series/zyla-5-5-scmos (consulté le 12/06/2019), 2019.
- [56] C. EKDAHL : Characterizing flash-radiography source spots. Journal of the Optical Society of America A, 28(12):2501–2509, 2011.
- [57] D. TISSEUR, N. ESTRE, M. KISTLER, L. TAMAGNO, D. ECK et E. PAYAN : Detector upgrade for fast MeV X-ray imaging for severe accidents experiments. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2019 (à paraître).
- [58] S. HEJAZI et D. P. TRAUERNICHT : System considerations in CCD-based X-ray imaging for digital chest radiography and digital mammography. *Medical Physics*, 24(2):287–297, 1997.
- [59] R. BENTLEY: Database of high-Z signatures in cargo (US Patent 5 524 133). Homeland Security Affairs, IEEE 2011 Conference on Technology for Homeland Security : Best Papers, 2012.
- [60] Y XING, L. ZHANG, X. DUAN, J. CHENG et Z. CHEN : A reconstruction method for dual high-energy CT with MeV X-rays. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 58(2):537–546, 2011.
- [61] L. A. LEHMANN, R. E. ALVAREZ, A. MACOVSKI, W. R. BRODY, N. J. PELC, S. J. RIEDERER et A. L. HALL : Generalized image combinations in dual KVP digital radiography. *Medical Physics*, 8(5):659–667, 1981.
- [62] R. F. EILBERT et K. D. KRUG : Aspects of image recognition in Vivid Technologies' dual-energy x-ray system for explosives detection. *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 1824:127–143, 1992.
- [63] W. W. NEALE, J. G. RUSHBROOKE et R. E. ANSORGE : Material identification using X-rays. U. S. Patent 5 524 133.
- [64] P. PUUMALAINEN, H. OLKKONENN et P. SIKANEN : Assessment of fat content of liver by a photon scattering technique. *The International Journal of Applied Radiation* and Isotopes, 28(9):785–787, 1977.
- [65] A. BONNIN, P. DUVAUCHELLE, V. KAFTANDJIAN et P. PONARD : Concept of effective atomic number and effective mass density in dual-energy X-ray computed tomography. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, B 318:223–231, 2014.
- [66] G. E. HINE : Secondary electron emission and effective atomic number. *Nucleonics*, 10(1):9–15, 1952.

- [67] S. R. MANOHARA, S. M. HANAGODIMATH, K. S. THIND et L. GERWARD : On the effective atomic number and electron density : a comprehensive set of formulas for all types of materials and energies above 1 keV. *Nuclear Instruments and Methods* in *Physics Research*, B 266:3906–3912, 2008.
- [68] S. G. AZEVEDO, H. E. MARTZ, M. B. AUFDERHEIDE, W. D. BROWN, K. M. CHAM-PLEY, J. S. KALLMAN, G. P. ROBERSON, D. SCHNEBERK, I. M. SEETHO et J. A. SMITH : System-independent characterization of materials using dual-energy computed tomography. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 63(1):341–350, 2016.
- [69] A. BONNIN : Etude d'un système portable d'inspection par rayonnement X utilisant les effets combinés d'absorption multi-énergies, de diffusion et de diffraction X sur la matière. Thèse de doctorat, Université de Lyon, 2009.
- [70] Y. LI, L. ZHANG, K. KANG et Z. CHEN : A novel decomposition method for dualenergy computed tomography. In 2014 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC), pages 1–4, 2014.
- [71] M. FIRSCHING, F. NACHTRAB, T. FUCHS et N. UHLMANN : Method for dual high energy X-ray imaging with flat panel detectors. In 18th World Conference on Non Destructive Testing, 2012.
- [72] P. STENNER, T. BERKUS et M. KACHELRIESS : Empirical dual energy calibration (EDEC) for cone-beam computed tomography. *Medical Physics*, 34(9):3630–3641, 2007.
- [73] Z. YING, R. NAIDU et C. R. CRAWFORD : Dual energy computed tomography for explosive detection. *Journal of X-Ray Science and Technology*, 14:235–256, 2006.
- [74] G. ZHANG, L. ZHANG et Z. CHEN : An H-L curve method for material discrimination of dual energy X-ray inspection systems. In IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, 2005.
- [75] G. ZHANG, L. ZHANG, Z. CHEN et J. CHENG : Exact reconstruction for dual energy computed tomography using an H-L curve method. In IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, 2006.
- [76] X. DUAN, L. ZHANG, J. CHENG, Z. CHEN et Y. XING : A simulation study on basis material composition for dual energy CT imaging at high-energy level. In 2008 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, 2008.
- [77] W. HEITLER: The quantum theory of radiation. Oxford University Press, 1957.
- [78] K. LEVENBERG : A method for the solution of certain non-linear problems in least squares. *Quarterly of Applied Mathematics*, 2:164–168, 1944.
- [79] D. W. MARQUARDT : An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters. Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics, 11(2):431–441, 1963.
- [80] A. RANGANATHAN : The Levenberg-Marquardt algorithm, 2004.
- [81] The SciPy COMMUNITY : Fonction ROOT. https://docs.scipy.org/doc/scipy/ reference/optimize.root-lm.html (consulté le 06/02/2019), 2019.
- [82] University of CHICAGO : Librairie Minpack. https://people.sc.fsu.edu/ ~jburkardt/f\_src/minpack/minpack.html, 2019 (consulté le 05/02/2019).
- [83] T. ZHAO, L. LI et Z.-Q. CHEN : Iterative material decomposition method eliminating photoelectric effect for dual-MeV energy computed tomography. *IEEE Transactions* on Nuclear Science, 65(7):1394–1402, 2018.

- [84] L. ROSSI, P. FISCHER, T. ROHE et N. WERMES : *Pixel detecors : from Fundamentals to Applications*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006.
- [85] Hamamatsu. Photodiode arrays with amplifiers, 2014.

#### Résumé

Dans le cadre de ses actions de R&D sur la caractérisation non destructive, le CEA dispose d'un système d'imagerie photonique de haute énergie. Ce dispositif, unique en France, permet de réaliser des radiographies et des tomographies sur des objets de grands volumes, tels que des colis de déchets radioactifs. Le Laboratoire de Mesures Nucléaires, qui mène les projets de recherche sur cette installation, a engagé une évolution majeure du système en lançant l'approvisionnement d'une nouvelle source X d'énergie augmentée et d'un banc mécanique de positionnement d'une capacité de 5 tonnes afin de pouvoir caractériser des objets de grande épaisseur : jusqu'à 140 cm de béton. Les travaux qui ont fait l'objet de cette thèse s'inscrivent dans ce contexte de caractérisation et de mise en service du nouveau tomographe, qui permet la mise en place de nouvelles modalités d'examen telles que la tomographie bi-énergie.

La première partie de la thèse consiste en une étude approfondie des performances du nouveau tomographe en termes de capacité de pénétration et de résolution spatiale. Elle concerne à la fois la source X et le système de détection. La source X est un accélérateur linéaire Saturne reconditionné pour atteindre des énergies comprises entre 15 et 20 MeV pour des débits de dose supérieurs à 100 Gy/min. Les caractéristiques attendues de cette source sont évaluées par simulation : spectres, taches focales et débits de dose. En parallèle, la recherche d'un système de détection adapté conduit à mettre en compétition trois détecteurs : une série de semiconducteurs CdTe non jointifs, une caméra linéaire à scintillateur CdWO<sub>4</sub> segmenté et des écrans horizontaux de CsI filmés par des caméras bas bruit. Tous trois font l'objet d'une analyse par comptage de quanta (Quantum Accounting Diagram) permettant de mettre en lumière les qualités et limites de chacun à travers l'évaluation et la comparaison d'indicateurs complémentaires de leurs performances : efficacité quantique de détection, rapport signal sur bruit, résolution spatiale et gamme dynamique. Cette étude théorique est complétée, corrigée et validée par des campagnes de mesures expérimentales et permet finalement de prévoir les performances attendues avec l'accélérateur Saturne, et ainsi définir le meilleur détecteur pour l'imagerie des objets ciblés.

La seconde partie de la thèse concerne le développement d'une nouvelle méthode de caractérisation des matériaux par tomographie bi-énergie afin d'identifier au mieux le numéro atomique effectif du matériau et sa densité. L'état de l'art sur les techniques actuelles fait ressortir une méthode potentiellement intéressante pour les besoins de la caractérisation de colis de déchets nucléaires : la décomposition en double effet. Initialement développée pour l'imagerie de plus basse énergie, elle a été adaptée à la gamme d'énergie du tomographe en modifiant les interactions photon-matière prises en compte dans le procédé. La méthode a été testée et validée sur des simulations d'examens tomographiques obtenues avec le code de simulation MODHERATO.

Il ressort de ces travaux de thèse que le nouveau système d'imagerie du CEA Cadarache devrait être en mesure à la fois d'accueillir et caractériser des objets massifs avec une qualité d'image satisfaisante et une résolution spatiale submillimétrique, mais également de mettre en œuvre des examens de tomographie bi-énergie permettant d'évaluer le numéro atomique et la densité des matériaux composant les objets examinés.

Mots clés : interaction rayonnement-matière, caractérisation non-destructive, tomographie, imagerie bi-énergie, rayons X

#### Abstract

As part of its research and development activities on non-destructive characterisation, CEA utilizes a high-energy photonic imaging system. This instrument, unique in France, allows radiographic and tomographic analyses on large objects (e.g., nuclear waste drums). The "Laboratoire de Mesures Nucléaires", responsible for running research projects in the facility, has launched a major upgrade of the system by providing a new higher energy X-ray source and a new mechanical bench possessing a 5 t load, which allows the characterisation of thick objects (up to 140 cm concrete thickness). This PhD thesis concerns the characterisation and commissioning of the new computed tomography (CT) system and introduces new examination modalities, such as dual-energy CT.

The first part of the thesis is a comprehensive study of the performance of the upgraded CT system, specifically regarding penetration capacity and spatial resolution and concerning both the X-ray source and the detection system. The X-ray source is a linear accelerator called Saturne, which has been repackaged to reach energies between 15 and 20 MeV with dose rates greater than 100 Gy/min. Simulation is used to assess the expected features of this source: spectra, focal spots and dose rates. Parallel comparison among three detectors - a series of non-abutting CdTe semiconductor sensors, a linear camera with segmented CdWO<sub>4</sub> scintillators and horizontal screens of CsI filmed by low noise cameras - assessed the most suitable detection system. All three detection systems are studied using a quantum accounting analysis that highlights potentials and limitations of each system and enables measurement of complementary indicators of their performance: detector quantum efficiency, signal to noise ratio, spatial resolution and dynamic range. This theoretical study is completed, corrected and validated by experimental measurement campaigns. This extensive study predicts the expected performance when combined with the Saturne accelerator, allowing selection of the most appropriate detector for the imaging of large objects.

The second part of the thesis concerns the development of a new method for the characterisation of materials by dual-energy CT, allowing a better assessment of the effective atomic number and the density of the material. The state of the art of current techniques highlights the potential interesting method for the characterising nuclear waste: the double effect decomposition. Initially developed for lower energy X-ray imaging, it has been adapted to match the energy range of the CT system by adapting the photon/matter interactions taken into account in the process. The method has been tested and validated on tomographic simulations obtained with the simulation code MODHERATO.

This PhD work has shown that the new CT system of the CEA Cadarache has the potential to characterise massive objects with a satisfactory image quality and milli-scale spatial resolution. It also opens opportunities for the execution of dual-energy CT evaluations allowing the assessment of the atomic number and density of materials composing the examined objects.

Keywords : radiation/mater interactions, non-destructive characterisation, computed tomography, dual-energy CT, X-rays