



**HAL**  
open science

# Approche multi-énergies associée à un détecteur spectrométrique rayons X pour l'identification de matériaux

Guillaume Nordine Beldjoudi

► **To cite this version:**

Guillaume Nordine Beldjoudi. Approche multi-énergies associée à un détecteur spectrométrique rayons X pour l'identification de matériaux. Autre. INSA de Lyon, 2011. Français. NNT : 2011ISAL0082 . tel-00708579

**HAL Id: tel-00708579**

**<https://theses.hal.science/tel-00708579>**

Submitted on 15 Jun 2012

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

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

Thèse

# Approche multi-énergies associée à un détecteur spectrométrique rayons X pour l'identification de matériaux

présentée devant  
L'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon

pour obtenir  
le grade de docteur ès Sciences

École doctorale  
Électronique, Électrotechnique et Automatique de Lyon  
Spécialité : Énergie et Systèmes

Présentée par  
Guillaume Nordine BELDJOUDI

## Jury

*Président* : Emmanuel PERRIN  
*Rapporteurs* : Philippe BOLON  
Gérard MONTAROU  
*Examineurs* : François ESTÈVE  
Serge MAÎTREJEAN  
Jean RINKEL  
*Directrice de thèse* : Valérie KAFTANDJIAN



**INSA Direction de la Recherche - Ecoles Doctorales – Quinquennal 2011-2015**

<b>SIGLE</b>	<b>ECOLE DOCTORALE</b>	<b>NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE</b>
<b>CHIMIE</b>	<b>CHIMIE DE LYON</b> <a href="http://www.edchimie-lyon.fr">http://www.edchimie-lyon.fr</a>  Insa : R. GOURDON	<b>M. Jean Marc LANCELIN</b> Université de Lyon – Collège Doctoral Bât ESCPE 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 13 95 <a href="mailto:directeur@edchimie-lyon.fr">directeur@edchimie-lyon.fr</a>
<b>E.E.A.</b>	<b>ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE</b> <a href="http://edeaa.ec-lyon.fr">http://edeaa.ec-lyon.fr</a>  Secrétariat : M.C. HAVGOUDOUKIAN eea@ec-lyon.fr	<b>M. Gérard SCORLETTI</b> Ecole Centrale de Lyon 36 avenue Guy de Collongue 69134 ECULLY Tél : 04.72.18 60 97 Fax : 04 78 43 37 17 <a href="mailto:Gerard.scorletti@ec-lyon.fr">Gerard.scorletti@ec-lyon.fr</a>
<b>E2M2</b>	<b>EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION</b> <a href="http://e2m2.universite-lyon.fr">http://e2m2.universite-lyon.fr</a>  Insa : H. CHARLES	<b>Mme Gudrun BORNETTE</b> CNRS UMR 5023 LEHNA Université Claude Bernard Lyon 1 Bât Porel 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cédex Tél : 04.72.43.12.94 <a href="mailto:e2m2@biomserv.univ-lyon1.fr">e2m2@biomserv.univ-lyon1.fr</a>
<b>EDISS</b>	<b>INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTE</b> <a href="http://ww2.ibcp.fr/ediss">http://ww2.ibcp.fr/ediss</a>  Sec : Safia AIT CHALAL Insa : M. LAGARDE	<b>M. Didier REVEL</b> Hôpital Louis Pradel Bâtiment Central 28 Avenue Doyen Lépine 69677 BRON Tél : 04.72.68 49 09 Fax :04 72 35 49 16 <a href="mailto:Didier.revel@creatis.uni-lyon1.fr">Didier.revel@creatis.uni-lyon1.fr</a>
<b>INFOMATHS</b>	<b>INFORMATIQUE ET MATHEMATIQUES</b> <a href="http://infomaths.univ-lyon1.fr">http://infomaths.univ-lyon1.fr</a>	<b>M. Johannes KELLENDONK</b> Université Claude Bernard Lyon 1 LIRIS - INFOMATHS Bâtiment Nautibus 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72. 43.19.05 Fax 04 72 43 13 10 <a href="mailto:infomaths@bat710.univ-lyon1.fr">infomaths@bat710.univ-lyon1.fr</a>
<b>Matériaux</b>	<b>MATERIAUX DE LYON</b>	<b>M. Jean-Yves BUFFIERE</b> Secrétaire : Mériem LABOUNE  INSA de Lyon École Doctorale Matériaux Mérim LABOUNE Bâtiment Antoine de Saint-Exupéry 25bis Avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Tel : 04 72 43 71 70 Fax : 04 72 43 72 37 <a href="mailto:ed.materiaux@insa-lyon.fr">ed.materiaux@insa-lyon.fr</a>
<b>MEGA</b>	<b>MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE (ED n°162)</b>	<b>M. Philippe BOISSE</b> Secrétaire : Mériem LABOUNE  Adresse : INSA de Lyon École Doctorale MEGA Mérim LABOUNE Bâtiment Antoine de Saint-Exupéry 25bis Avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Tel : 04 72 43 71 70 Fax : 04 72 43 72 37 <a href="mailto:mega@insa-lyon.fr">mega@insa-lyon.fr</a> Site web : <a href="http://www.ed-mega.com">http://www.ed-mega.com</a>
<b>ScSo</b>	<b>ScSo*</b> <b>M. OBADIA Lionel</b>  Sec : Viviane POLSINELLI Insa : J.Y. TOUSSAINT	<b>M. OBADIA Lionel</b> Université Lyon 2 86 rue Pasteur 69365 LYON Cedex 07 Tél : 04.78.69.72.76 Fax : 04.37.28.04.48 <a href="mailto:Lionel.Obadia@univ-lyon2.fr">Lionel.Obadia@univ-lyon2.fr</a>

\*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie



# Remerciements

Je tiens en premier lieu à remercier Philippe Bolon, Gérard Montarou, François Estève, Serge MaîtreJean et Emmanuel Perrin pour avoir accepté de faire partie de mon jury, et d'avoir ainsi apporté un avis critique sur l'ensemble des travaux que j'ai effectué durant ces trois années. J'ai notamment apprécié l'ensemble des remarques constructives que vous avez pu émettre, et j'ai grandement apprécié les échanges que nous avons pu avoir lors de la soutenance de thèse. C'était une partie très intéressante durant laquelle vos avis d'expert des domaines auxquels vous appartenez m'ont permis d'évaluer les imprécisions, les erreurs, les points à améliorer, et les points positifs de ces travaux. À ce titre, je tiens à vous remercier pour votre participation active, et pour le travail que vous avez eu à fournir.

Je souhaite également remercier ma directrice de thèse, Valérie Kaftandjian, pour sa participation à l'ensemble de ces travaux. D'autant plus, que le suivi n'a pas été facilité par l'éloignement, ce qui entraînait des réunions peu fréquentes mais très intenses. Merci pour l'ensemble des efforts que cela a pu te demander, et merci pour les importants travaux de relecture des articles scientifiques et de ce volumineux manuscrit.

Au niveau du laboratoire LDET, je tiens à remercier l'ensemble du laboratoire, pour l'accueil chaleureux qu'il m'a été fait durant ces trois années.

Je remercie tout d'abord Jean Rinkel qui a tenu la longue, difficile et rigoureuse tâche d'encadrant. Au cours de ces trois années, tu as toujours été disponible pour discuter des difficultés scientifiques auxquelles je pouvais être confronté. Cela menait parfois à des réunions interminables durant lesquelles nos neurones surchauffaient et à l'issue desquelles nous ressortions toujours avec de nouveaux objectifs. Merci donc pour ta disponibilité, mais aussi pour les conversations scientifiques et personnelles que l'on a pu avoir durant ces trois années. Cela a été un plaisir de travailler avec toi.

Je souhaite également remercier Véronique Rebuffel pour son encadrement scientifique en collaboration avec Jean, et pour les conversations que nous avons pu avoir sur l'escrime, la physique médicale, le ski, et sur un domaine infini d'autres sujets.

Je crois que l'équipe de course à pieds mérite une médaille également ; équipe menée par le célèbre coach sportif Georges Gonon. Ces trois années auraient été impensables sans l'ensemble des membres de cette équipe si amicale, et généreuse. Je tiens tout particulièrement à te remercier, Georges, pour ton amitié, et pour ta générosité. Merci également à mon ami sudiste, passionné de course à pieds, et toujours prêt à relever un défi, le bien-nommé Michel Garcin. Tu représentes le rayon de soleil du laboratoire avec ta bonne humeur, ton accent chantant et tes plaisanteries. Ce n'était que du bonheur de retrouver cette équipe de course

à pieds, aussi bien pour les entraînements hebdomadaires, que pour les différents repas qui ont été organisés entre nous. Merci également à Michel Antonakios, et à Thomas Bordy pour leurs chamailleries incessantes durant les entraînements, pour leur amitié et leur gentillesse.

Je remercie également d'autres coureurs avec qui j'ai eu l'occasion de faire quelques centaines de kilomètres. Merci à Francis, Vincent, Marion, Jean-Pierre pour l'ensemble des courses (intenses) que nous avons pu partager dans la bonne humeur.

Mes colocataires de bureau avec qui j'ai pu partager de nombreuses heures ont joué un rôle important durant ces trois années. Je remercie Charlotte, Camille, Bahaa, et Marco. Merci à Nicolas Billon, qui n'était pas un colocataire, mais un voisin du dessous, pour nous avoir apporté ta bonne humeur tous les matins, pour tes blagues quotidiennes, et pour tout le reste. Évidemment, je ne l'ai pas oublié, je remercie plus particulièrement Marie-Laure qui est la personne avec qui j'ai partagé le plus de temps durant cette thèse. Merci pour ton amitié, pour les discussions sur les nombreux sujets que nous avons pu aborder durant ces trois années. C'était un plaisir de te retrouver tous les matins.

Merci également à Éric, Andréa, Murielle, et Patrice pour les différentes conversations que nous avons pu avoir sur le plan scientifique et personnel.

Ensuite, je souhaite remercier l'ensemble des membres de ma famille pour leur présence à ma soutenance de thèse. Merci à mes parents tout d'abord, Achmi et Francine, qui m'ont toujours soutenu dans mes études, merci à mes frères Christophe et Jérôme, et merci à tous les membres de ma famille.

Je finirai cette rubrique en remerciant particulièrement mon Emilie. Merci pour avoir toujours été là durant ces trois années de thèse, et pour avoir relu différentes parties de ce manuscrit. Merci de m'avoir soutenu dans l'ensemble des projets d'étude, professionnels ou personnels que j'ai pu entreprendre. Merci à toi.

# Résumé

Le développement des détecteurs de rayons X en comptage à base de semi-conducteurs est en plein essor depuis une dizaine d'années, et des applications aussi bien dans le domaine médical que dans le domaine du contrôle non destructif sont envisagées. Ces détecteurs permettent en effet de réaliser des mesures à des énergies multiples en une seule acquisition, et ce avec une excellente séparation énergétique. Depuis les années 2008-2009, il semble qu'une véritable course se soit lancée pour le développement de détecteur permettant des mesures multi-énergies sur un nombre toujours plus nombreux de bandes d'énergies. Cependant, à ce jour, parmi l'ensemble des travaux qui ont été réalisés, l'intérêt de réaliser des mesures sur un grand nombre d'énergies n'a pas été démontré pour l'identification de matériaux.

Dans le cadre d'une étude en sécurité, nous avons évalué l'intérêt lié à l'utilisation de détecteurs de rayons X en comptage permettant la réalisation de mesures sur plusieurs bandes d'énergies. Le domaine applicatif étudié concerne l'identification de matériaux dans les bagages des voyageurs.

Nous avons tout d'abord développé une méthode originale d'identification de matériaux homogènes applicable à tout type de détecteur multi-énergies. Dans un premier temps, nous avons étudié, en simulation, l'évolution des performances d'identification de matériaux avec l'augmentation du nombre de bandes d'énergies de comptage. Un processus d'optimisation a été réalisé dans le but de déterminer, pour certaines configurations, une géométrie optimale des bandes d'énergies de comptage.

Dans un second temps, les conséquences résultant de la prise en compte de la fonction de réponse du détecteur ont été quantifiées par la simulation de différents effets détecteurs (partage de charge, résolution en énergie). Une validation expérimentale a enfin pu être effectuée en utilisant un détecteur spectrométrique en comptage. À partir des mesures réalisées avec un tel détecteur, un regroupement des données nous a permis d'évaluer les performances d'identification de détecteurs possédant un nombre de bandes d'énergies de comptage différent.

Pour terminer, nous avons mené une étude préliminaire sur la transposition à la tomographie multi-énergies de la méthode d'identification de matériaux homogènes développée initialement en radiographie. Cette modalité d'imagerie permet alors l'identification de matériaux superposés.





# Abstract

The development of X-ray photon counting detectors based on semiconductors has grown up over the last ten years, and applications in medicine, in security and in nondestructive testing are under study. These detectors make it possible to perform measurements at multiple energies in a single acquisition, with an excellent energetic separation. Since the years 2008-2009, it seems that a real race started for the development of detectors performing multi-energetic measurements on an increasing number of energy bands. However, today, within the works already done, the interest of performing measurements on a large number of energies has not been demonstrated for material identification.

As part of a study in homeland security, we assessed the interest of using X-ray counting detectors that perform measurements on multiple energy bands. The considered field of interest is material identification in the luggage of travelers.

We first developed an original method for identifying single materials. This method is applicable to any type of multi-energy detector. In a first time, we studied in simulation the evolution of the performance for identifying materials with the increasing number of energy bands. An optimization process was carried out to determine, for certain configurations, an optimal geometry of the energy bands.

In a second step, the consequences of taking into account the detector response function were quantified by simulating different sensors effects (charge sharing, energy resolution). An experimental validation has been performed by using a counting spectrometric detector. From the measurements experimentally obtained with such a detector, combining the data allowed us to evaluate the identification performance that would have detectors possessing a different number of energy bands.

Finally, we conducted a preliminary study on the transposition of the identification method initially developed for radiography to the multi-energy computed tomography. This imaging modality allows to identify superimposed materials.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I Introduction à la radiographie réalisée à des énergies multiples</b>	<b>5</b>
A Pourquoi réaliser des mesures sur un nombre multiple d'énergies? . . .	6
A.1 Principe du tube à rayons X . . . . .	6
A.2 Atténuation du rayonnement . . . . .	9
A.3 Les interactions rayonnements-matière . . . . .	12
A.4 Interaction rayonnement-matière et atténuation . . . . .	13
A.5 Résolution d'un système multi-énergie . . . . .	16
B L'obtention d'une mesure multi-énergies . . . . .	20
B.1 Approche multi-tirs et détecteur unique . . . . .	20
B.2 Approche mono-tir et détecteur multi-couches . . . . .	25
B.3 Approche mono-tir et détecteur unique . . . . .	30
C Conclusions du chapitre . . . . .	37
<b>II État de l'art des méthodes d'exploitation des données multi-énergies mesurées en transmission</b>	<b>39</b>
A Les mesures multi-énergies pour l'amélioration de la qualité des images.	41
A.1 Imagerie multi-énergies en comptage . . . . .	41
A.2 Méthodes statistiques de traitement de l'information pour l'imagerie couleur . . . . .	46
B Les mesures multi-énergies pour la quantification de grandeurs physiques. . . . .	50
B.1 Décomposition en effets Photoélectrique et Compton . . . . .	50
B.2 Décomposition en base de deux matériaux . . . . .	54
B.3 Décomposition en base de plus de deux matériaux pour l'imagerie en raie K . . . . .	55
C Les mesures multi-énergies pour l'identification de matériaux. . . . .	60
C.1 L'identification à partir de la quantification de grandeurs physiques. . . . .	60
C.2 Identification sans étape de quantification préalable. . . . .	61
D Conclusions du chapitre . . . . .	67
<b>III Méthodes de traitement des données issues de mesures radiographiques multi-énergies</b>	<b>69</b>
A Contexte et contraintes de l'identification de matériaux dans le domaine de la sécurité (contrôle de bagages) . . . . .	71

---

A.1	Introduction au contexte d'identification de matériaux dans les bagages . . . . .	71
A.2	Paramètres du générateur de rayons X, et géométrie du système d'acquisition . . . . .	74
A.3	Choix de la technologie de détection . . . . .	76
A.4	Contraintes temporelles associées à l'identification de matériaux . . . . .	76
A.5	Enjeux de notre étude . . . . .	77
B	Procédé d'identification de matériaux homogènes . . . . .	77
B.1	Pré-traitement des données . . . . .	79
B.2	Construction d'une base d'étalonnage . . . . .	82
B.3	Étape d'identification d'un matériau inconnu . . . . .	87
C	Procédés d'optimisation des détecteurs pour l'amélioration des performances d'identification . . . . .	97
C.1	Critère d'optimisation dérivant du critère d'identification . . . . .	99
C.2	Critère d'optimisation utilisant le théorème de Cramér-Rao . . . . .	101
D	Conclusions du chapitre . . . . .	109
<b>IV</b>	<b>Étude en simulation d'un détecteur double-couches en intégration d'énergie, d'un détecteur multi-énergie en comptage à fonction de réponse idéale, et amélioration de la méthode d'identification.</b>	<b>111</b>
A	Paramètres de simulation . . . . .	113
A.1	Choix des paramètres pour la simulation du générateur de rayons X . . . . .	113
A.2	Choix des matériaux d'investigation . . . . .	114
A.3	Choix des paramètres pour la simulation des systèmes de détection . . . . .	118
B	Optimisation des paramètres des détecteurs et résultats . . . . .	124
B.1	La méthode d'identification et l'hypothèse de distribution normale des coefficients d'atténuation . . . . .	125
B.2	Optimisation des paramètres du détecteur double-couches en intégration d'énergie . . . . .	125
B.3	Optimisation des paramètres du détecteur en comptage idéal . . . . .	128
B.4	Comparaison des technologies de détection et application à l'imagerie couleur . . . . .	143
C	Amélioration de la méthode d'identification pour l'utilisation des détecteurs en comptage . . . . .	147
C.1	Identification de matériau à partir des densités de probabilité ou des probabilités? . . . . .	147
C.2	Méthode d'identification par gammes d'énergies adaptatives . . . . .	149
D	Conclusions du chapitre . . . . .	157

<b>V</b>	<b>Étude d'un détecteur en comptage à fonction de réponse réaliste pour l'identification de matériaux : approche en simulation et application expérimentale</b>	<b>159</b>
A	Identification de matériaux homogènes en simulation à partir d'un détecteur en comptage réaliste . . . . .	161
A.1	Modélisation de la fonction de réponse du détecteur . . . . .	161
A.2	Optimisation des paramètres d'un détecteur en comptage non idéal à deux compteurs (N=2) ; approche en simulation . . .	170
A.3	Évaluation, en simulation, des performances d'identification avec un détecteur spectrométrique en comptage à fonction de réponse réaliste . . . . .	174
B	Identification de matériaux à partir d'un détecteur spectrométrique expérimental . . . . .	177
B.1	Caractéristiques du détecteur spectrométrique expérimental .	177
B.2	Identification de matériaux homogènes à partir de mesures expérimentales . . . . .	179
B.3	Application expérimentale à l'imagerie couleur . . . . .	187
C	Conclusions du chapitre . . . . .	188
<b>VI</b>	<b>Méthode d'identification de matériaux superposés à partir de mesures multi-énergies en tomographie, et résultats en simulation</b>	<b>191</b>
A	Principe général de la tomographie, et algorithmes de reconstruction	192
A.1	La tomographie et la transformée de Radon . . . . .	192
A.2	L'algorithme de reconstruction analytique : la rétroprojection filtrée (FBP - Filtered Back-Projection) . . . . .	195
B	Application de la méthode d'identification de matériaux en tomographie . . . . .	200
B.1	Conséquences de la tomographie multi-énergies sur le traitement des données . . . . .	200
B.2	La méthode d'étalonnage en tomographie . . . . .	201
B.3	Identification d'un ensemble d'objets inconnus . . . . .	203
C	Imagerie couleur en tomographie multi-énergies à partir de mesures de comptage . . . . .	204
C.1	Paramètres de simulation . . . . .	205
C.2	Application de l'identification de matériaux en tomographie multi-énergie en comptage . . . . .	208
D	Conclusions du chapitre . . . . .	215
	<b>Conclusion</b>	<b>217</b>

---

<b>A</b>	<b>Expression analytique du bruit sur les mesures de coefficients d'atténuation</b>	<b>221</b>
A	Détecteur en intégration d'énergie . . . . .	222
B	Détecteur en comptage . . . . .	224
B.1	Méthode de PSS . . . . .	224
B.2	Méthode de PSA . . . . .	226
<b>B</b>	<b>Loi de probabilité associée à la distribution des photons dans les compteurs d'un détecteur</b>	<b>227</b>
<b>C</b>	<b>Expression de la fonction d'erreur</b>	<b>231</b>
	Liste des travaux personnels	233
	Bibliographie	235

# Introduction

Dans le domaine médical, dans le domaine de la sécurité ou encore dans le domaine du contrôle non destructif, la mesure des rayonnements électromagnétiques X transmis par un objet permet d'obtenir des informations sur ce dernier dans le but de le caractériser. L'évolution des technologies de détection a alors permis de numériser les signaux mesurés, et a ouvert la porte à de nouvelles méthodes de traitement de l'information. Parmi celles-ci, les méthodes permettant d'exploiter des mesures de rayonnements X acquises à des énergies différentes ont fait l'objet d'un grand intérêt. En effet, [Alvarez and Macovski \[1976\]](#) ont montré que l'acquisition de données de transmission réalisées à deux énergies différentes permet d'obtenir plus d'information sur le matériau analysé, et donc de mieux le caractériser.

Les technologies de détection des rayonnements X ont alors évolué de manière à réaliser des mesures mieux séparées énergétiquement. Parmi l'ensemble des détecteurs existants, le développement des détecteurs dits en comptage à base de semi-conducteur a pris un essor considérable. Cette technologie de détection permet en effet la réalisation, à partir d'une seule et même acquisition, de mesures multiples sur des bandes d'énergies différentes du spectre. Les mesures effectuées sont ainsi totalement séparables énergétiquement. Actuellement, pour faire évoluer cette technologie de détection, les équipes de recherche étudient de nouvelles méthodes de croissance et de purification des matériaux semi-conducteurs existants (exemple du CdTe ou du CdZnTe). Elles s'intéressent également à la recherche de nouveaux matériaux semi-conducteurs aux propriétés de conduction plus intéressantes, et aux coûts de production plus faibles. À côté de cela, il est nécessaire de développer l'électronique et des méthodes de traitement du signal ; ces deux éléments étant essentiels pour l'obtention des mesures. Pour cette raison, depuis les années 2008-2009, une véritable compétition est lancée pour le développement d'une électronique de comptage toujours plus précise (par une amélioration de la résolution en énergie), adaptée à des flux de photons importants, et permettant de réaliser des mesures, en une unique acquisition, sur un nombre d'énergies de plus en plus élevé. De plus, des méthodes de correction des effets indésirables de ces détecteurs (effets d'empilement de photons, effets de partage de charges, de fluorescence, et d'induction) sont étudiées.

Cependant, l'utilité de tels dispositifs est très controversée. Dès 1981, [Lehmann et al. \[1981\]](#) indiquaient qu'il n'était pas utile, dans le cadre d'applications médicales, d'effectuer des mesures sur plus de trois gammes d'énergies ; en effet seuls trois effets physiques d'interaction rayonnement-matière existent (diffusion Rayleigh et



Compton, effet photoélectrique) aux énergies inférieures à 511 keV. Pourtant, trente années plus tard, le développement des détecteurs en comptage permettant des mesures multi-énergies toujours plus nombreuses est en plein essor. Aujourd'hui, notre laboratoire a développé un détecteur en comptage dit " spectrométrique " ayant la capacité de réaliser des mesures sur 256 zones de comptage de 1.2 keV de largeur, de façon simultanée, sous de hauts flux de photons.

Pour cette raison, nous nous sommes intéressés à quantifier les bénéfices liés à l'utilisation d'un nombre croissant de mesures multi-énergies dans le cadre d'une application en sécurité : notre étude s'applique à l'identification par radiographie de matériaux contenus dans les bagages des voyageurs. Or, dans ce domaine, les détecteurs de type double-couches en intégration d'énergie, sont toujours utilisés. Une comparaison des deux technologies de détection était donc nécessaire.

Cependant, les méthodes d'identification de matériaux actuellement mises en œuvre dans les aéroports sont sous le joug d'un grand secret industriel et par conséquent peu d'information sur celles-ci n'est disponible. D'importants enjeux financiers et sécuritaires sont en effet en jeu. Par conséquent, nous avons été amenés à développer une méthode d'identification de matériaux devant répondre aux contraintes liées à ce contexte d'étude. Parmi celles-ci, les contraintes temporelles sont prédominantes. D'une part, le mouvement continu des bagages engendre des temps d'acquisition limités, ce qui se traduit par des mesures bruitées. D'autre part, à partir de ces mesures, les méthodes d'identification doivent être rapides à mettre en œuvre, les objets présents dans les bagages devant être identifiés avant que les voyageurs ne les récupèrent.

Nous avons donc développé une méthode spécifique permettant de répondre à ces contraintes et qui est universellement applicable à des détecteurs en intégration d'énergie, ou en comptage et ce, quel que soit le nombre de mesures multi-énergies à traiter. Une comparaison des performances des systèmes est alors possible, et permet d'évaluer l'influence du nombre de mesures multi-énergies sur les performances d'identification.

Ainsi, dans un premier chapitre, nous décrivons les interactions des rayonnements X avec la matière. A travers cela, nous montrons qu'il est difficile de déterminer de façon absolue la relation entre le nombre de mesures multi-énergies à réaliser et le gain d'information qui en résulte. Le problème est en effet multiparamétrique et les paramètres impliqués sont interdépendants. De ce fait, une réponse unique ne peut pas être mathématiquement donnée. Ensuite, les principales techniques permettant d'acquérir des mesures à des énergies différentes sont présentées.

Le second chapitre établit un état de l'art des méthodes d'exploitation de l'information multi-énergie. Les domaines concernés ne se limitent pas à la sécurité,

---

mais incluent également le domaine médical.

Dans le troisième chapitre, nous présentons la méthode d'identification de matériaux homogènes que nous avons développée. L'amélioration des performances d'identification nécessite une optimisation de certains paramètres du détecteur. Des critères d'optimisation ont été développés et sont présentés.

Dans le chapitre suivant, ces méthodes sont appliquées aux données issues d'un détecteur en comptage dit " idéal ", pour lequel seul le bruit photonique est simulé. L'utilisation d'un tel détecteur permet, en effet, d'appréhender le problème dans des conditions simplifiées (les effets liés au détecteur ne perturbant pas les mesures). Nous étudions dans ces conditions l'évolution des performances d'identification en fonction du nombre de mesures multi-énergies réalisées. Enfin, une amélioration de la méthode d'identification est proposée.

Dans le cinquième chapitre, nous évaluons tout d'abord en simulation l'influence des effets liés aux détecteurs sur les performances d'identification. Puis, à travers une approche expérimentale, une étude comparative est effectuée.

L'ensemble des chapitres trois, quatre et cinq traitent de l'identification de matériaux homogènes, c'est-à-dire de mono-matériaux. Cependant, cette situation n'est pas réaliste en pratique, notamment dans le cadre de l'identification de matériaux dans les bagages. Un éventail très large de matériaux peut y être présent, à des épaisseurs très variées, et ils sont superposés de façon aléatoire. Afin d'identifier des matériaux superposés, nous avons fait le choix, dans cette étude, de nous intéresser à la modalité tomographique; l'identification de matériaux superposés en radiographie faisant l'objet d'une autre étude dans le cadre d'un projet du laboratoire. Ainsi, le dernier chapitre présente les résultats préliminaires, ainsi que les difficultés rencontrées lors de l'application de la méthode d'identification en tomographie.



# Introduction à la radiographie réalisée à des énergies multiples

---

## Sommaire

---

<b>A</b>	<b>Pourquoi réaliser des mesures sur un nombre multiple d'énergies ?</b>	<b>6</b>
A.1	Principe du tube à rayons X	6
A.2	Atténuation du rayonnement	9
A.3	Les interactions rayonnements-matière	12
A.4	Interaction rayonnement-matière et atténuation	13
A.5	Résolution d'un système multi-énergie	16
<b>B</b>	<b>L'obtention d'une mesure multi-énergies</b>	<b>20</b>
B.1	Approche multi-tirs et détecteur unique	20
B.2	Approche mono-tir et détecteur multi-couches	25
B.3	Approche mono-tir et détecteur unique	30
<b>C</b>	<b>Conclusions du chapitre</b>	<b>37</b>

---

Depuis l'obtention des premières images radiographiques à partir de rayonnements X, de grandes avancées dans les domaines technologiques et du traitement de l'information ont été effectuées et ont permis une amélioration grandissante de la qualité des images. Parmi les méthodes de traitement de l'information, un tournant est notamment marqué en 1976 par l'équipe [Alvarez and Macovski \[1976\]](#) qui développe, dans le cadre d'applications médicales, une méthode permettant de combiner des mesures de spectres de rayons X acquises à deux énergies différentes afin d'améliorer le contraste des images. Ces travaux représentent la naissance de la modalité d'imagerie bi-énergie et des technologies associées.

Ainsi, dans un premier temps, à travers l'étude des interactions rayonnements-matière, les éléments permettant de justifier l'utilité de disposer de mesures spectrales à diverses énergies, dites multi-énergies, sont présentés. Puis, dans un second temps, le principe des technologies de détection permettant de parvenir à de telles mesures est étudié.

---

## A Pourquoi réaliser des mesures sur un nombre multiple d'énergies ?

A travers l'étude du tube à rayons X, nous comprendrons comment les rayonnements X polyénergétiques sont générés, puis nous nous intéresserons aux interactions rayonnement-matière ayant lieu entre le faisceau de rayons X ainsi créé, et un objet d'intérêt. Enfin, à partir des mesures effectuées par un détecteur de rayons X, nous présenterons les éléments permettant de justifier de l'utilisation de mesures multi-énergies en radiographie.

### A.1 Principe du tube à rayons X

Les premières versions de tubes à rayons X voient le jour au début du XX<sup>ème</sup> siècle et, depuis maintenant un siècle, le principe physique régissant leur fonctionnement reste le même. Les matériaux et la technologie ont, par contre, largement évolué et permettent des régimes de fonctionnement plus soutenus, ainsi que de meilleurs rendements de conversions énergétiques.

Un schéma simplifié du système est présenté dans la figure I.1.

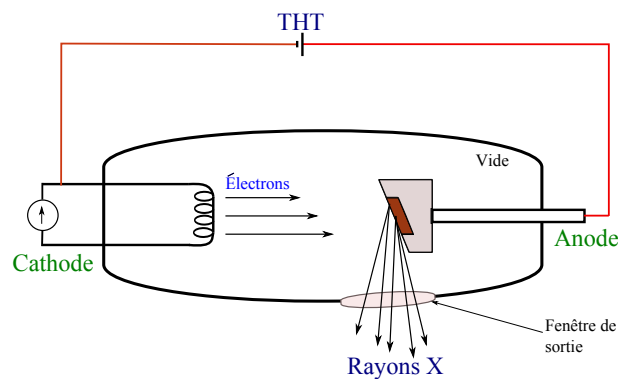


FIGURE I.1 – Schéma simplifié d'un tube à rayons X.

Un générateur de rayons X est principalement constitué d'une enceinte sous vide à l'intérieur de laquelle sont présents un filament ainsi qu'une cible. Un courant est appliqué au filament, mettant en mouvement des électrons, et une très haute tension (THT) est appliquée entre le filament, qui tient lieu de cathode, et la cible qui définit l'anode. Sous l'effet de la THT, les électrons circulant dans le filament sont arrachés et sont accélérés à travers la cavité avant de percuter la cible. A l'intérieur de celle-ci les électrons accélérés subissent des interactions avec les atomes de la cible. Sous l'effet de leur vitesse, les électrons, chargés négativement, subissent des déviations

## A. Pourquoi réaliser des mesures sur un nombre multiple d'énergies ? 7

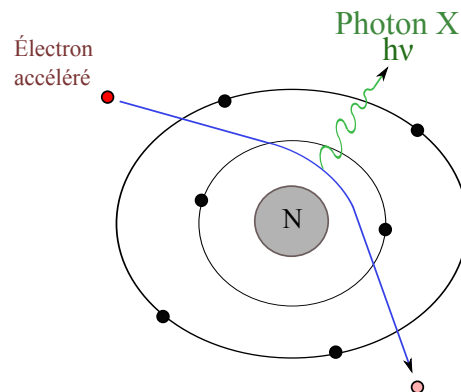


FIGURE I.2 – Illustration de l'effet de Bremsstrahlung permettant la création de rayons X.

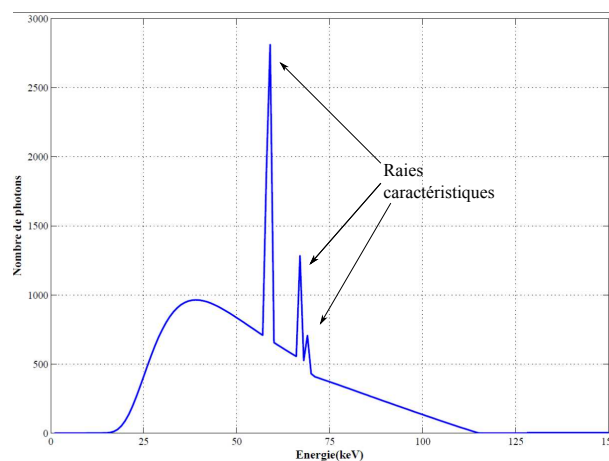


FIGURE I.3 – Exemple de spectre photonique obtenu par simulation.

brutales de trajectoires sous l'effet de la charge positive du noyau des atomes. Ces déviations, associées à une brutale décélération, induisent la conversion de l'énergie cinétique perdue en un rayonnement électromagnétique X : c'est le phénomène de Bremsstrahlung (I.2).

L'interaction des électrons avec les atomes de la cible étant un phénomène stochastique, l'ensemble des rayonnements de Bremsstrahlung créés par le faisceau d'électrons constitue donc un spectre polychromatique et continu (figure I.3).

Nous pouvons observer sur la figure I.3 la présence de pics à certaines énergies.

Ces pics, nommés *rayonnements caractéristiques* ou quelques fois *pics de fluorescence*, sont émis à une énergie et avec une intensité qui dépendent de la nature du matériau de la cible. En effet, les électrons accélérés possédant une énergie cinétique suffisamment importante peuvent interagir avec des électrons du cortège électronique des atomes de la cible et les éjecter (figure I.4 à gauche).

Suite à cette éjection, l'atome subit un réarrangement de son cortège électronique (figure I.4), et un électron des couches plus superficielles de l'atome vient occuper la place vacante. Cette réorganisation électronique s'accompagne soit de l'émission d'un électron Auger, soit de l'émission d'un rayonnement électromagnétique X caractéristique dont l'énergie correspond au différentiel d'énergie entre les deux niveaux électroniques (figure I.4).

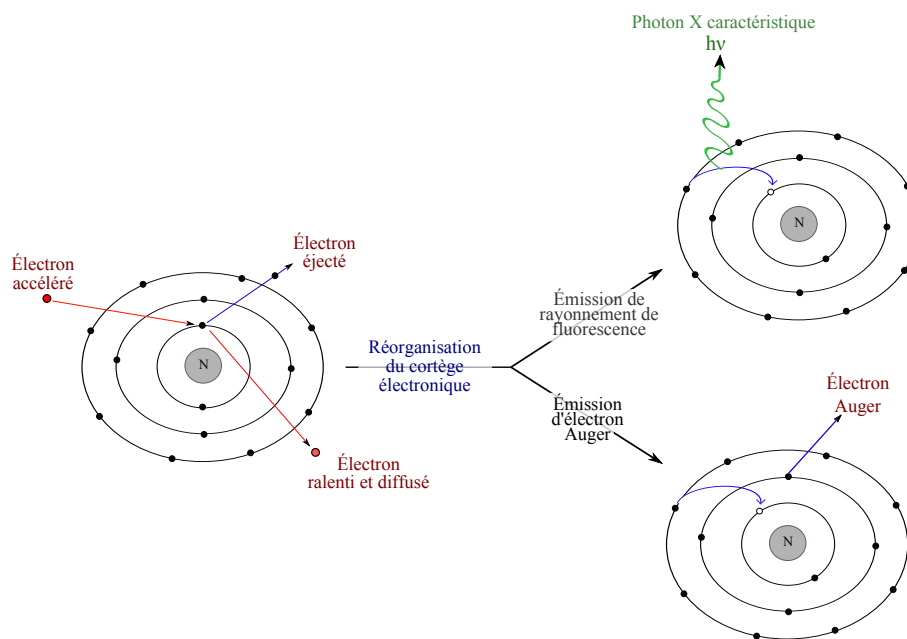


FIGURE I.4 – Illustration de l'interaction entre un électron accéléré par la THT et un atome du matériau constituant l'anode.

Les phénomènes de Bremsstrahlung et de rayonnement caractéristique entraînent ainsi l'obtention d'un spectre de rayons X tel que celui de la figure I.3. Celui-ci est ensuite émis à travers une fenêtre de sortie de l'enceinte, puis collimaté. Le réglage de la THT (exprimée en kiloVolts, kV), permet d'ajuster à la fois l'énergie moyenne du spectre émis ainsi que le flux de photons. Il est généralement considéré que ce flux de photon varie avec le carré de la tension. Le réglage de la charge Q du tube (exprimée par le produit du courant circulant dans le filament, I, et du temps

## A. Pourquoi réaliser des mesures sur un nombre multiple d'énergies ? 9

d'exposition  $t$ , tel que  $Q = I \times t$ ), qui s'exprime en milliampère-secondes (mAs), conditionne le flux de photons de façon quasiment linéaire.

### A.2 Atténuation du rayonnement

Le faisceau de rayons X créé peut alors interagir avec l'objet que l'on souhaite analyser.

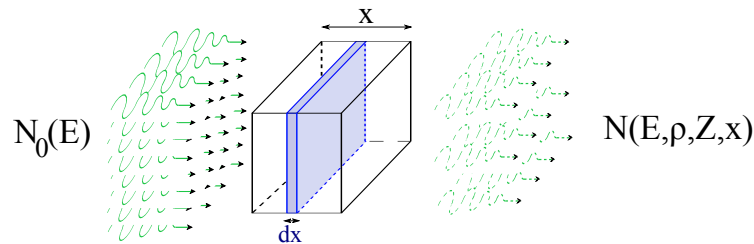


FIGURE I.5 – Traversée d'un matériau d'épaisseur  $x$ , de masse volumique  $\rho$ , de numéro atomique  $Z$  par un faisceau de rayons X à une énergie  $E$ .

La probabilité qu'un photon d'énergie  $E$  interagisse dans une couche élémentaire d'épaisseur  $dx$  du matériau homogène d'intérêt (figure I.5) est donnée par la relation I.1.

$$\text{Probabilité d'interaction dans la couche d'épaisseur } dx = \mu(E).dx \quad (\text{I.1})$$

Avec :

- $\mu(E)$  : Coefficient d'atténuation linéique ( $cm^{-1}$ ) du matériau d'intérêt à l'énergie  $E$ .
- $dx$  : Épaisseur de la couche élémentaire du matériau d'intérêt ( $cm$ ).

Or, la probabilité d'interaction d'un photon incident avec un atome du matériau est exprimée en fonction de la section efficace d'interaction de l'atome,  $\sigma(E)$  (exprimé en  $cm^2$ ). En définissant  $N_{atomes}$ , le nombre d'atomes présents dans la couche élémentaire du matériau d'intérêt, et  $S$ , la surface de cette couche, la probabilité d'interaction du faisceau de photons dans la couche élémentaire du matériau est également donnée par la relation suivante :

$$\text{Probabilité d'interaction dans la couche d'épaisseur } dx$$



$$= {}_a\sigma(E) \cdot \frac{N_{\text{atomes}}}{S} \quad (\text{I.2})$$

Le nombre d'atomes,  $N_{\text{atomes}}$  peut s'exprimer par le produit du nombre de moles de matière présente,  $n$ , avec le nombre d'entités présentes dans une mole, c'est-à-dire le nombre d'Avogadro  $N_{av}$  ( $\approx 6,022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ ). Le nombre de moles,  $n$  peut alors s'exprimer en fonction de la masse du matériau  $m$  (exprimée en  $g$ ) et de la masse molaire atomique  $M$  (exprimée en  $\text{mol}^{-1}$ ).

$${}_a\sigma(E) \frac{N_{\text{atomes}}}{S} = {}_a\sigma(E) \cdot dx \cdot \frac{n \cdot N_{av}}{S \cdot dx} = {}_a\sigma(E) \cdot dx \cdot \frac{m \cdot N_{av}}{M \cdot S \cdot dx} \quad (\text{I.3})$$

Comme le produit  $S \cdot dx$  correspond au volume de l'épaisseur élémentaire de matériau, l'introduction de la masse volumique du matériau d'intérêt,  $\rho$  (exprimé en  $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ ), permet l'expression de la probabilité d'interaction du faisceau de photons dans la couche élémentaire du matériau de la façon suivante :

$${}_a\sigma(E) \cdot \frac{N_{\text{atomes}}}{S} = {}_a\sigma(E) \cdot dx \cdot \rho \cdot \frac{N_{av}}{M} \quad (\text{I.4})$$

La combinaison des équations I.1 et I.4 permet alors d'exprimer le coefficient d'atténuation linéique du matériau en fonction de ses caractéristiques intrinsèques.

$$\mu(E) = {}_a\sigma(E) \cdot \frac{N_{av}}{M} \cdot \rho \quad (\text{I.5})$$

En utilisant un modèle simple dans lequel les électrons d'un atome sont libres et n'interagissent pas entre eux, la section efficace atomique ( ${}_a\sigma$ ) peut s'exprimer en fonction de la section efficace électronique ( ${}_e\sigma$ ) tel que  ${}_a\sigma = Z \cdot {}_e\sigma$  où  $Z$  représente le numéro atomique du matériau. Cependant en réalité, des forces d'interaction sont présentes et elles ne permettent pas d'exprimer ces coefficients aussi simplement.

Nous exprimerons donc la section efficace atomique d'un matériau en fonction de son numéro atomique et de l'énergie :  ${}_a\sigma(E, Z)$ . Le coefficient d'atténuation linéique d'un élément, c'est-à-dire d'un matériau appartenant à la table de Mendeleïev, peut s'exprimer selon l'équation I.6.

$$\boxed{\mu(E, \rho, Z) = {}_a\sigma(E, Z) \cdot \frac{N_{av}}{M} \cdot \rho} \quad (\text{I.6})$$

La mesure du coefficient d'atténuation linéique de ce type de matériau contient donc toutes les caractéristiques concernant la nature du matériau, et permet de le décrire de façon unique.

## A. Pourquoi réaliser des mesures sur un nombre multiple d'énergies 11

Nous avons ainsi compris que l'atténuation d'un faisceau de rayons X, après interaction avec un matériau, est quantifiée par le coefficient d'atténuation linéique dudit matériau.

À présent, intéressons nous à la loi physique permettant de décrire l'évolution du nombre de photons présents dans le faisceau de rayons X au cours de son interaction avec le matériau d'intérêt. En considérant la figure I.5 le nombre de photons présents dans le faisceau est défini comme une fonction de l'énergie et de l'espace :  $N(E, x)$ . La variation du nombre de photons à l'énergie  $E$  après la traversée rectiligne, dans une unique direction, d'un objet d'épaisseur  $x$  est notée  $dN(E, x)$  et est définie par :  $dN(E, x) = N(E, x) - N(E, x = 0)$ . La variation  $dN$  du nombre de photons après la traversée d'une faible épaisseur de matériau  $dx$  est alors donnée par le produit du nombre de photons ayant traversé sans interaction,  $N(E, x)$ , avec la probabilité d'interaction définie dans l'équation I.1 :

$$dN(E, x) = -N(E, x) \cdot \mu(E, \rho, Z) \cdot dx \quad (\text{I.7})$$

Grâce à l'intégration de cette relation différentielle, nous pouvons déterminer la loi d'atténuation d'un faisceau de rayons X à travers un matériau d'intérêt.

*Remarque* : Pour une simplification de l'écriture, le coefficient  $\mu(E, \rho, Z)$  est simplement noté  $\mu(E)$  pour l'intégration de l'équation I.7.

$$\begin{aligned} \frac{dN(E, x)}{N(E, x)} &= -\mu(E) \cdot dx \\ \int_{x=0}^x \frac{dN(E, x)}{N(E, x)} &= - \int_{x=0}^x \mu(E) \cdot dx \\ \left[ \ln(N(E, x)) \right]_{x=0}^x &= -\mu(E) \cdot \left[ x \right]_{x=0}^x \\ N(E, x) &= N(E, x=0) \cdot \exp [ - \mu(E) \cdot x ] \end{aligned}$$

Les grandeurs  $N(E, x = 0)$  et  $N(E, x)$  sont alors notées  $N_0(E)$  et  $N(E, \rho, Z, x)$  pour définir respectivement le nombre de photons X à l'énergie  $E$  présents dans le faisceau avant et après son interaction avec un objet de numéro atomique  $Z$ , de masse volumique  $\rho$  et d'épaisseur  $x$ . Dans les équations I.8 et I.9, nous retrouvons alors la loi d'atténuation de Beer-Lambert.

$$N(E, \rho, Z, x) = N_0(E) \cdot \exp [ - \mu(E, \rho, Z) \cdot x ] \quad (\text{I.8})$$

$$N(E, \rho, Z, x) = N_0(E) \cdot \exp \left[ - \frac{a\sigma(E, Z) \cdot N_{av}}{M} \cdot \rho \cdot x \right] \quad (\text{I.9})$$

Ainsi en pratique, une mesure du faisceau de photons avant et après l'objet permet de déterminer une grandeur caractérisant un objet d'intérêt par sa nature,  $\mu(E, \rho, Z)$  et son épaisseur  $x$ .

$$\mu(E, \rho, Z) \times x = -\ln \left[ \frac{N(E, \rho, Z, x)}{N_0(E)} \right] = Att(E, \rho, Z, x) \quad (I.10)$$

Nous nous référerons dans la suite du manuscrit à la grandeur  $\mu(\mathbf{E}, \rho, \mathbf{Z}) \times x$  comme étant le *coefficient d'atténuation* d'un matériau (noté  $Att(E, \rho, Z, x)$ ). Il ne faut pas confondre ce dernier avec le coefficient d'atténuation *linéique*  $\mu(E, \rho, Z)$ .

### A.3 Les interactions rayonnements-matière

Pour une gamme d'énergie inférieure à 511 keV, trois phénomènes d'interactions régissant la loi d'atténuation d'un faisceau de rayons X avec la matière sont possibles :

- La diffusion élastique (nommée également diffusion Rayleigh ou diffusion cohérente)
- L'absorption par effet Photoélectrique
- La diffusion inélastique (nommée également diffusion Compton ou diffusion incohérente)

#### A.3.a La diffusion Rayleigh

Dans la diffusion Rayleigh, l'interaction du faisceau de rayons X se produit avec des électrons fortement liés de l'atome du matériau étudié. Un schéma de l'interaction est présenté dans la figure I.6.

Le faisceau de rayons X interagit avec ces électrons de l'atome en provoquant une oscillation des électrons. Cela induit alors l'émission d'une onde électromagnétique X de même longueur d'onde avec un angle de diffusion généralement faible. Cette interaction est dite élastique, puisque l'énergie de l'onde incidente est conservée.

#### A.3.b L'effet Photoélectrique

Historiquement cet effet a été expliqué pour la première fois par Albert Einstein en 1905 et a nécessité la création d'une notion traduisant l'aspect corpusculaire de la lumière : les quanta de lumière appelés aujourd'hui les photons. C'est la naissance de la dualité corpuscule-onde des ondes électromagnétiques.

Durant cette interaction, le photon incident cède toute son énergie à un électron des couches profondes de l'atome et l'éjecte (figure I.7). L'électron éjecté est alors nommé photo-électron et sa direction dépend de l'énergie du photon incident.

## A. Pourquoi réaliser des mesures sur un nombre multiple d'énergies 13

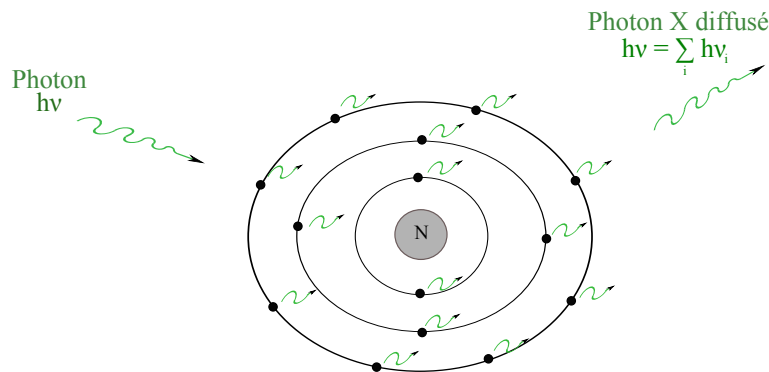


FIGURE I.6 – Illustration de l'interaction Rayleigh entre un rayonnement X et un atome. L'énergie du photon diffusé correspond à la somme de l'énergie de l'ensemble des photons émis par chaque électron du cortège électronique (indexé par l'indice  $i$ ). Le rayonnement est diffusé de façon élastique.

Le photon incident est donc totalement absorbé et l'atome se trouve dans un état ionisé. Un réarrangement du cortège électronique de celui-ci conduit à la désexcitation d'un électron des couches plus superficielles qui vient combler la place vacante. L'énergie dégagée lors de la désexcitation peut :

- Être convertie en rayonnement X secondaire dit de fluorescence, ou également caractéristique.
- Être absorbée par un électron de l'atome qui est alors expulsé : c'est l'électron Auger, caractéristique de la nature de l'atome.

### A.3.c La diffusion Compton

Le photon incident interagit avec un électron des couches superficielles de l'atome en lui cédant une partie de son énergie cinétique et en l'éjectant. Un photon diffusé, d'énergie inférieure, est alors émis (figure I.8).

Cette interaction provoque une perte d'énergie du photon incident, sa diffusion et l'ionisation de l'atome. Cette diffusion est donc dite inélastique.

## A.4 Interaction rayonnement-matière et atténuation

Le coefficient d'atténuation linéique défini précédemment correspond au coefficient total regroupant les différentes interactions au sein du matériau. Il peut s'exprimer comme la somme des différentes interactions (Rayleigh, Photoélectrique (P.E.) et Compton). Dans l'équation suivante (équation I.11), nous représentons le coefficient d'atténuation massique total  $\left(\frac{\mu(E,\rho,Z)}{\rho}\right)_{total}$  (exprimé en  $cm^2.g^{-1}$ ).

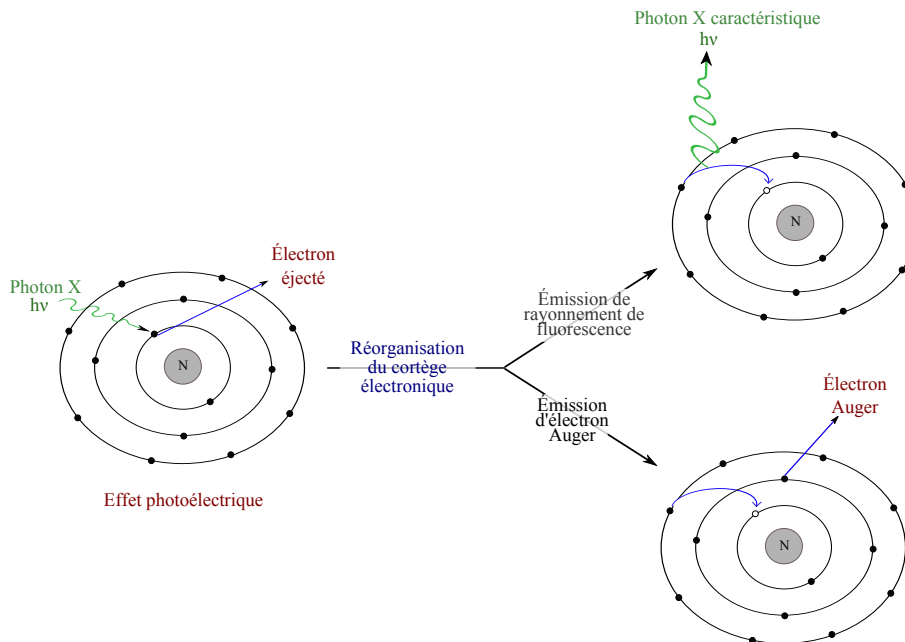


FIGURE I.7 – Illustration de l'effet photoélectrique et de la réorganisation du cortège électronique de l'atome suite à l'interaction d'un photon X avec un atome de matériau. L'électron éjecté lors de l'effet photoélectrique est usuellement nommé photo-électron.

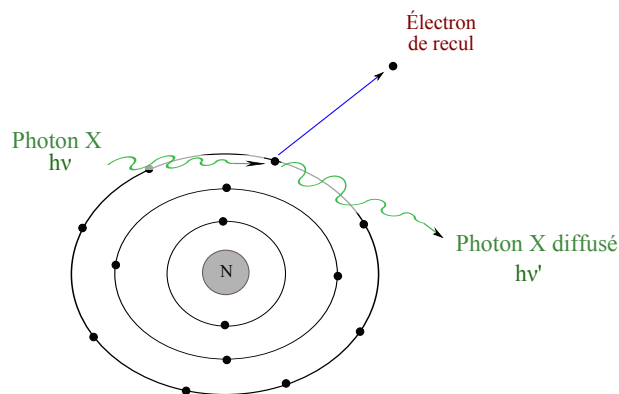


FIGURE I.8 – Illustration de l'interaction de type diffusion Compton.

## A. Pourquoi réaliser des mesures sur un nombre multiple d'énergies 15

$$\left(\frac{\mu(E,\rho,Z)}{\rho}\right)_{total} = \left(\frac{\mu(E,\rho,Z)}{\rho}\right)_{Rayleigh} + \left(\frac{\mu(E,\rho,Z)}{\rho}\right)_{P.E.} + \left(\frac{\mu(E,\rho,Z)}{\rho}\right)_{Compton} \quad (I.11)$$

*Remarque* : Le coefficient d'atténuation massique est une quantité plus fondamentale que le coefficient d'atténuation linéique, car il est quasi-indépendant de la densité et de l'état physique (état solide, liquide ou gazeux) du matériau.

La formule de l'atténuation massique précédente, exprimée pour un matériau simple  $(\rho, Z)$ , reste vraie pour un matériau composé. En effet, la formule des mélanges (Birch et al. [1979]) permet d'estimer de manière approximative le coefficient d'atténuation massique d'un matériau composé. Elle est donnée dans l'équation I.12.

$$\left(\frac{\mu(E, \rho, Z_{eff})}{\rho}\right)_{total}^{Composé} = \sum_{i=1}^{N_{éléments}} w_i \left(\frac{\mu(E, \rho_i, Z_i)}{\rho_i}\right)_{total} \quad (I.12)$$

où  $w_i$  représente la fraction massique de l'élément  $i$  dans le composé, et  $N_{éléments}$  représente le nombre d'éléments contenus dans le composé.

Un exemple de représentation de l'atténuation massique d'un matériau est présenté dans la figure I.9 pour un matériau composé : l'eau ( $H_2O$ ).

L'équation de la loi des mélanges peut également s'écrire sous la forme d'un système matriciel :

$$\left.\frac{\vec{\mu}}{\rho}\right|_{total}^{Composé} = M_{\frac{\mu_i}{\rho_i}} \times \vec{w} \quad (I.13)$$

$$N_E \left\{ \left[ \left.\frac{\vec{\mu}}{\rho}\right|_{total}^{Composé} \right] \right\} = N_E \left\{ \underbrace{\left[ \left[ M_{\frac{\mu_i}{\rho_i}} \right] \right]}_{N_{ÉLÉMENTS}} \times \left[ \vec{w} \right] \right\} N_{ÉLÉMENTS} \quad (I.14)$$

Où :

- $N_E$  représente le nombre d'énergies.
- $N_{éléments}$  représente le nombre de matériaux élémentaires.

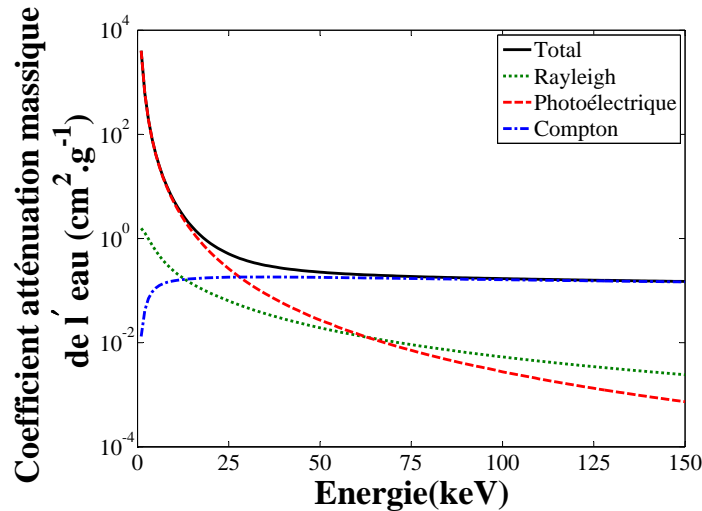


FIGURE I.9 – Représentation du coefficient d'atténuation massique du matériau "eau" en fonction de l'énergie (Valeurs extraites du logiciel XMudat [Nowotny \[1998\]](#))

Ainsi, pour caractériser de façon unique la fonction d'atténuation massique d'un matériau composé, il est nécessaire de déterminer les fractions massiques  $\vec{w}$  des différents matériaux élémentaires qui le composent. Dans le but de retrouver la composition d'un matériau, nous comprenons qu'il est nécessaire de disposer de  $N_E$  équations (c'est-à-dire  $N_E$  mesures d'énergies) où  $N_E \geq N_{\text{éléments}}$ .

La résolution du système implique alors son inversion. Celle-ci peut cependant s'avérer problématique.

## A.5 Résolution d'un système multi-énergie

### A.5.a Réalisation de mesures monochromatiques

Dans un premier temps, nous nous intéressons à la résolution de ce système dans le cas où des mesures monochromatiques des coefficients d'atténuation massiques  $\left(\frac{\mu(E, \rho, Z_{\text{eff}})}{\rho}\right)_{\text{total}}$  sont acquises. Malgré une situation plutôt favorable (acquisition à des monoénergies), il se peut que le problème soit mal posé.

Une première possibilité est que le nombre d'énergies  $N_E$  soit supérieur au nombre de matériaux élémentaires  $N_{\text{éléments}}$  (nombre d'équations supérieur au nombre d'inconnues). La résolution de ce système implique alors une inversion du système par des méthodes spécifiques comme le propose la méthode par moindres carrés.

## A. Pourquoi réaliser des mesures sur un nombre multiple d'énergies 17

L'autre possibilité est que le nombre d'énergie  $N_E$  soit inférieur au nombre de matériaux élémentaires  $N_{\text{éléments}}$  : le nombre d'équations est alors inférieur au nombre d'inconnues. Une première solution peut alors consister à réduire le nombre de matériaux élémentaires dans le but d'obtenir une matrice  $M_{\frac{\mu_i}{\rho_i}}$  carrée ; la caractérisation du matériau composé est cependant moins précise.

Dans ces deux cas de figure, l'inversion du système est dépendante du conditionnement de la matrice (Lui [2011]). Le conditionnement permet de mesurer la dépendance de la solution d'un problème numérique par rapport aux données du problème, afin de contrôler la validité d'une solution calculée par rapport à ces données. Le conditionnement  $\kappa(A)$  à la norme 1 d'une matrice  $A$  est défini par la relation suivante :

$$\kappa(A) = \|A^{-1}\| \cdot \|A\| \quad (\text{I.15})$$

Où :

- $\|A^{-1}\|$  représente la norme de la matrice inverse de  $A$ .
- $\|A\|$  représente la norme de la matrice de  $A$ .

Lorsque la matrice n'est pas inversible, le facteur  $\kappa$  tend vers l'infini. Cet outil peut être utilisé conjointement au *rang de la matrice* qui est un paramètre qui quantifie le nombre de lignes linéairement indépendantes, c'est-à-dire le nombre d'informations indépendantes présentes dans la matrice.

Pour un ensemble de différents matériaux élémentaires, nous avons calculé le conditionnement et le rang de la matrice à partir du logiciel *Matlab*<sup>®</sup>. Pour cela, la fonction *rcond* estime l'inverse du coefficient  $\kappa$  en utilisant la norme 1 de la matrice. Ce facteur  $1/\kappa$  tend donc vers zéro lorsque la matrice est mal conditionnée, et vers l'unité lorsqu'elle est bien conditionnée. *Matlab*<sup>®</sup> renvoie cependant un message d'alerte lorsque la valeur de ce paramètre est inférieure à la précision numérique du nombre décimal de type *double*, soit  $2^{-52}$  ( $\approx 2.22 \times 10^{-16}$ ). La fonction *rank* est utilisée pour estimer le rang de la matrice.

Pour cette application, les coefficients d'atténuation massique ont été extraits du logiciel XMudat (Nowotny [1998]) en utilisant les travaux de Boone and Chavez [1996]. Les énergies ont été choisies de manière équidistante sur la gamme d'énergies [10-120] keV. Les résultats sont présentés dans le tableau de la figure I.10.

On constate que les valeurs de conditionnement varient en fonction des matériaux choisis, ainsi que des énergies sélectionnées. Mais, pour l'ensemble de matériaux et d'énergies sélectionnées, nous remarquons que les valeurs de l'estimateur diminuent avec l'augmentation du nombre d'énergies (et donc du nombre de matériaux) ; cela indique que le conditionnement de la matrice se dégrade. Malgré cette dégradation, l'inversion de la matrice est toujours possible, et permet de déterminer le vecteur des proportions massiques  $\vec{w}$ . Cependant, la précision de la solution en est affectée.



Énergie (keV)	Matériaux élémentaires	$1/\kappa$	Rang
10, 120	H, C	$8.86 \times 10^{-2}$	2
10, 65, 120	H, C, O	$4.55 \times 10^{-5}$	3
10, 47, 83, 120	H, C, O, N	$2.96 \times 10^{-6}$	4
10, 38, 65, 93, 120	H, C, O, N, B	$2.34 \times 10^{-6}$	5
10, 32, 54, 76, 98, 120	H, C, O, N, B, F	$1.03 \times 10^{-6}$	6
...	...	...	...
10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100, 110, 120	H, C, O, N, B, F, P, He, Na, Al, Co, Pb	$1.54 \times 10^{-6}$	12

FIGURE I.10 – Évolution du rang et de l'estimateur inverse du conditionnement, à la norme 1, de la matrice  $M_{\frac{\mu_i}{\rho_i}}$  en fonction du nombre de matériaux élémentaires  $N_{\text{éléments}}$  utilisés. Le facteur  $1/\kappa$  tend vers zéro lorsque la matrice n'est pas inversible.

Ainsi, pour les conditions particulières dans lesquelles nous nous sommes placés (mesures monochromatiques), nous pouvons en retirer le message suivant :

L'utilisation d'une mono-énergie supplémentaire permet d'affiner la caractérisation d'un matériau composé par la détermination d'un coefficient supplémentaire  $w_i$ , mais à quelle précision ? !

### A.5.b Réalisation de mesures polychromatiques

Précédemment, nous avons émis l'hypothèse de pouvoir réaliser des mesures monochromatiques de coefficients d'atténuation massique. Or, en radiographie, nous ne mesurons pas le coefficient d'atténuation massique, mais les coefficients d'atténuation, au sens défini dans l'équation I.10. La mesure des coefficients d'atténuation nous donne alors le système suivant :

$$\vec{Att} = M_{\frac{\mu_i}{\rho_i}} \times \vec{w} \times (\rho \times x) \quad (I.16)$$

La résolution de ce système nous permet d'estimer la quantité  $\vec{w} \times (\rho \times x)$ . Si le système est résolu de façon exacte, la somme des fractions massiques étant égale à l'unité, il est facile de déterminer la densité surfacique  $\rho \times x$  du matériau composé et de déduire les coefficients  $w_i$ .

## A. Pourquoi réaliser des mesures sur un nombre multiple d'énergies 19

Mais, une autre limitation vient du fait que les mesures ne sont généralement pas effectuées à des mono-énergies, mais sur des bandes d'énergies. En considérant un système capable de compter les photons et de les classer suivant leur énergie, les coefficients d'atténuation  $Att_k$  (où  $k$  est le numéro de la mesure) mesurés sur les différentes bandes d'énergies  $[E_{min}(k); E_{max}(k)]$  s'expriment comme :

$$Att_k = -\ln \left[ \frac{\int_{E=E_{min}(k)}^{E_{max}(k)} N(E) dE}{\int_{E=E_{min}(k)}^{E_{max}(k)} N_0(E) dE} \right] \quad (\text{I.17})$$

Où  $N_0(E)$  et  $N(E)$  représentent le nombre de photons mesuré par le détecteur, par unité d'énergie  $E$ , avant et après interaction avec le matériau composé d'intérêt.

Dans l'équation I.18, nous exprimons la mesure du coefficient d'atténuation  $Att_k$  en fonction du coefficient d'atténuation massique et de la densité surfacique ( $\rho \times x$ ) du matériau.

$$Att_k = -\ln \left[ \frac{\int_{E=E_{min}(k)}^{E_{max}(k)} N_0(E) \times \exp \left[ -\frac{\mu(E)}{\rho} \times \rho \times x \right] dE}{\int_{E=E_{min}(k)}^{E_{max}(k)} N_0(E) dE} \right] \quad (\text{I.18})$$

Nous constatons que l'expression de  $Att_k$  n'est pas linéaire avec l'épaisseur  $x$  de matériau composé. La détermination des fractions massiques, caractéristiques d'un matériau composé, ne peut pas être effectuée par une inversion du système. Des modèles plus complexes doivent donc être développés. Ainsi, on peut retenir le message suivant :

L'utilisation d'un nombre croissant de mesures polychromatiques permet d'affiner les bandes d'énergies sur lesquelles sont réalisées les mesures. Cela tend alors à linéariser le problème pour permettre de déterminer les coefficients  $w_i$  des constituants d'un matériau.

À partir des deux messages encadrés, nous comprenons qu'il n'est pas trivial de quantifier l'apport d'information associé à la réalisation d'un nombre croissant de mesures multi-énergies. De plus, parmi ces difficultés, on doit également considérer la perturbation des mesures des coefficients d'atténuation qui est engendrée par le

système de détection. Le choix du nombre de mesures multi-énergies à effectuer doit donc être un compromis qui permet d'obtenir une linéarité et un conditionnement suffisants du problème pour permettre son inversion, et une précision suffisante dans l'estimation des fractions massiques.

Dans la seconde partie de ce chapitre, nous allons étudier les moyens technologiques permettant d'effectuer des mesures de coefficient d'atténuation à différentes énergies. Les méthodes de traitement de l'information qui permettent l'exploitation des mesures multi-énergies dans différents domaines seront présentées dans le Chapitre II.

## **B L'obtention d'une mesure multi-énergies**

Trois types de protocoles sont présentés dans cette partie pour effectuer une mesure à plusieurs énergies :

- Approche multi-tirs et mono-détecteur.
- Approche mono-tir et multi-détecteurs.
- Approche mono-tir et mono-détecteur.

Nous expliquons maintenant le principe de chacune de ces modalités, ainsi que les dispositifs de détection associés.

### **B.1 Approche multi-tirs et détecteur unique**

#### **B.1.a Principe**

Ce procédé utilise un détecteur unique pour lequel des acquisitions successives sont effectuées en utilisant différentes tensions pour générer le spectre et/ou différentes filtrations en sortie du tube à rayons X. Le principe de cette approche réside dans la mesure, pour chaque acquisition, de spectres d'énergie moyenne différente.

Le schéma de la figure I.11 présente cette modalité associée à l'utilisation d'un détecteur pixelisé.

Les matériaux de filtration doivent être judicieusement choisis afin de permettre la meilleure séparation énergétique des spectres mesurés. La nature des filtres et leur épaisseur est donc particulièrement dépendante des tensions de tube utilisées et donc des applications visées.

En ce qui concerne la détection des rayonnements, les détecteurs utilisés pour ces applications sont généralement à base de cristal scintillateur. De ce fait, l'efficacité de détection dépend de la nature du scintillateur. Celui doit posséder un numéro atomique suffisamment élevé pour que les photons interagissent de manière prépondérante par effet photoélectrique (permettant ainsi une meilleure résolution spatiale), et qu'il soit de haute densité afin que son pouvoir d'arrêt soit adapté à

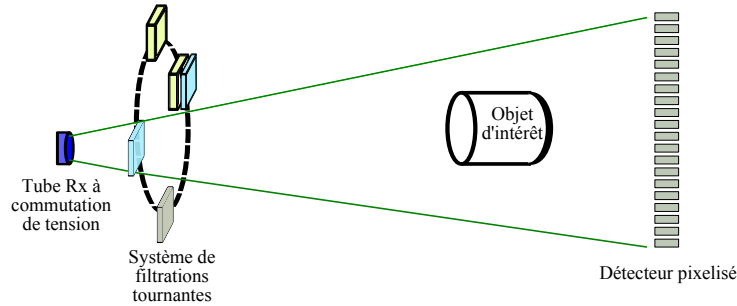


FIGURE I.11 – Système de mesure multi-énergies utilisant un générateur à commutation de tension couplé à un système de filtrations tournantes.

l'énergie des photons. Deux architectures de détecteurs à scintillation sont communément utilisés dans les méthodes multi-tirs avec détecteur unique :

- Le détecteur scintillateur-photomultiplicateur.
- Le détecteur plan numérique à intégration d'énergie.

Ces deux types de systèmes sont également dit en intégration d'énergie. En l'absence d'effets détecteurs (bruit électronique, influence des composants optique, etc.), la mesure  $\mathcal{M}$  effectuée avec ce type de détecteur s'exprime comme :

$$\mathcal{M} = \int_{E=0}^{E_{Spmax}} N(E) \cdot E \cdot dE \quad (\text{I.19})$$

Où  $E_{Spmax}$  représente l'énergie maximale du spectre, et où  $N(E)$  représente le nombre de photons absorbés dans le détecteur.

Le terme "*mesure en intégration d'énergie*" réfère donc à une mesure intégrée sur toutes les énergies considérées d'un spectre, dont le nombre de photons à chaque énergie est pondéré par l'énergie correspondante.

#### Détecteur scintillateur-photomultiplicateur en intégration d'énergie

Nous allons étudier le fonctionnement d'un tel détecteur à travers l'illustration donnée dans la figure I.12.

Après la traversée de l'objet d'intérêt, le spectre incident sur le détecteur interagit avec le cristal scintillateur dans lequel chaque photon  $X$  est transformé en photon lumineux. Ce phénomène est nommé la scintillation : un photon  $X$  interagit dans le cristal (essentiellement par effet photoélectrique et diffusion Compton) et

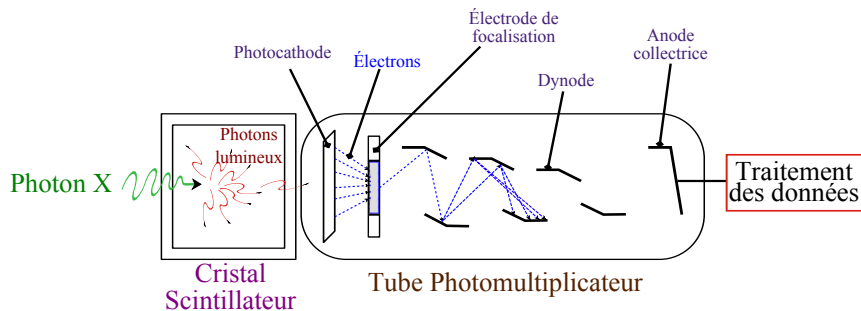


FIGURE I.12 – Illustration du fonctionnement d'un cristal scintillateur couplé à un photomultiplicateur pour la réalisation d'un détecteur en intégration d'énergie.

excite les électrons du milieu en leur cédant une partie de son énergie. La désexcitation de ceux-ci conduit à l'émission d'un photon lumineux dont l'énergie correspond à celle qui leur a été cédée par le photon X.

Pour les détecteurs en intégration d'énergie, les photons lumineux sont alors collectés par une photocathode et convertis en électrons. Le signal électrique est alors amplifié par l'utilisation du photo-multiplicateur. Le signal final est mesuré sur l'anode du photo-multiplicateur et traité par des éléments d'électronique.

Une structure pixelisée est obtenue par la juxtaposition de plusieurs éléments "cristal scintillateur - photo-multiplicateurs".

#### Détecteur plan numérique à intégration d'énergie

L'évolution des technologies a cependant permis le développement d'un autre type de détecteur en intégration : les détecteurs plan numériques. Ces détecteurs sont basés sur le même principe physique que les détecteurs en intégration présentés précédemment, excepté que la conversion des photons lumineux en signal électrique se fait par l'utilisation de photodiodes et non plus par l'intermédiaire d'un photo-multiplicateur. Cette technologie fonctionne d'une façon très similaire à celle appelée TFT-LCD (Thin Film Transistor Liquid Crystal Display) qui est présente aujourd'hui dans la plupart de nos écran plats de télévision et d'ordinateur. Les photons lumineux créés dans le cristal sont collectés par des photo-diodes qui convertissent le signal lumineux en signal électrique. L'organisation des composants électroniques est illustrée dans la figure I.13.

Le signal électrique généré par les photodiodes, qui est proportionnel à l'énergie du photon incident, est alors amplifié et lu par les différents composants électroniques du système. L'avantage de ces systèmes se trouve dans leur faible encombre-

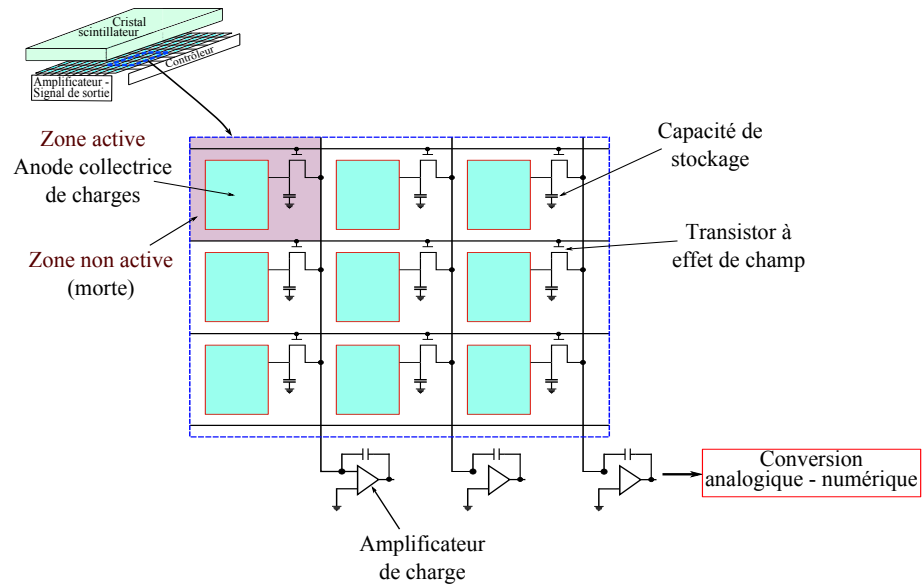


FIGURE I.13 – Schéma de la structure d'un détecteur plan.

ment, en termes de poids et d'épaisseur du système, dans leur efficacité quantique de détection élevée, ainsi que dans leurs propriétés de faibles distorsions d'images.

### B.1.b Applications

Les premiers systèmes permettant une mesure multi-énergies ont été développés par Brody et al. [1981] et Lehmann et al. [1981] et utilisent des détecteurs en intégration à base de photo-multiplicateurs.

Dans leur étude, Brody et al. [1981] utilisent un scanner tomographique en mode projection afin de réaliser des images radiographiques. Le scanner a été modifié pour permettre un changement du paramètre de tension du générateur de rayons X en conjonction avec un changement de filtration. Une simulation des spectres générés par leur dispositif expérimental est présentée dans la figure I.14.

Les paramètres utilisés pour la création des spectres permettent d'obtenir deux spectres de photons d'énergies moyennes très distinctes. Cependant, la limite de cette étude est identifiée par les auteurs comme étant due aux artefacts de mouvement qui résultent du mouvement de l'animal entre deux acquisitions.

De la même façon, Lehmann et al. [1981] utilisent un scanner en mode radiographique. L'appareil est cependant modifié de façon à permettre une commutation rapide des tensions et des filtrations. Une simulation des spectres du scanner expérimental est présentée dans la figure I.15.

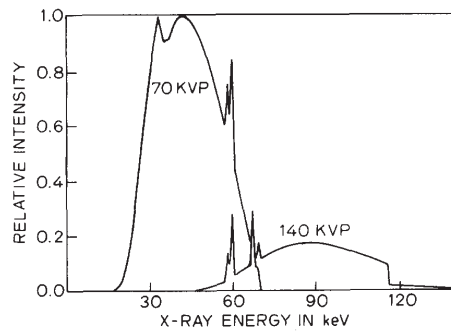


FIG. 1. The x-ray energy spectra used for the low (70 kVp) and high (140 kVp) energy measurements.

FIGURE I.14 – Spectres simulés par Brody et al. [1981] en utilisant deux tensions différentes : 70 et 140 kV. A la tension de 70 kV est associée une filtration équivalente de 2.7 mm d'Aluminium tandis qu'une filtration de 0.7 mm d'Uranium est utilisée pour la tension de 140 kV.

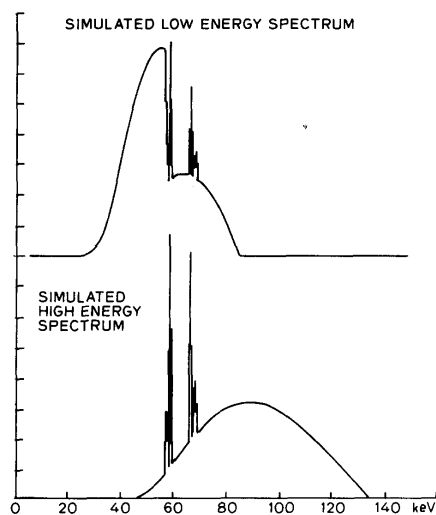


FIGURE I.15 – Spectres simulés par Lehmann et al. [1981] en utilisant d'une part, une tension de 85 kV associée à une filtration ajoutée de 0.1 mm d'Erbium et de 0.5 mm d'Aluminium, et d'autre part, une tension de 135 kV associée à la filtration inhérente du tube (1.22 mm d'Aluminium) et de 1.52 mm de Bronze

L'utilisation d'une commutation rapide des tensions et filtrations permet de limiter les artéfacts de mouvements. La limite principale de la méthode employée réside dans l'efficacité quantique de détection du détecteur (DQE pour Detective Quantum Efficiency), et dans l'important bruit photonique induit par la méthode. En effet, l'utilisation de filtration pour effectuer un durcissement des spectres induit une atténuation du faisceau de rayons X, ce qui limite le nombre de photons et diminue le rapport Signal à Bruit (SNR).

Ainsi, ces deux équipes de recherche ont mis en évidence les principaux problèmes et avantages inhérents à l'utilisation d'une approche multi-tirs associée à un détecteur à base de scintillateur.

L'amélioration des systèmes de détection a alors permis le développement des détecteurs en intégration de type détecteurs plans numériques (Hasegawa et al. [1988]) permettant l'obtention de meilleures performances (Hoheisel et al. [1998]). Une forme commerciale d'une approche multi-tirs avec un détecteur plan a d'ailleurs été proposée par General Electric (GE) (Sabol et al. [2001]). Cependant, des problèmes d'artéfacts de mouvements sont toujours présents et des solutions sont proposées par GE en ce qui concerne notamment l'imagerie cardiaque (Sabol et al. [2006]).

Finalement, l'utilisation d'un détecteur en intégration couplé à un protocole à tirs multiples permet une bonne séparation de spectres mais souffre du problème majeur de la non simultanéité des acquisitions. Cependant, pour certaines applications où l'objet d'investigation est fixe, ce type de modalité apparaît complètement adapté pour effectuer des mesures multi-énergies.

## B.2 Approche mono-tir et détecteur multi-couches

### B.2.a Principe

Pour pallier le problème du mouvement entre acquisitions successives, Barnes et al. [1985] introduisent dès 1985 l'utilisation d'une géométrie de détecteur permettant une acquisition multi-énergies pour un unique tir de rayons X. La géométrie de ce détecteur est fournie dans leur article et une description plus précise peut être trouvée dans les travaux d'Hickey et al. [1987] (figure I.16).

Ce détecteur, nommé *capteur double-couches* ou *capteur sandwich*, correspond à une superposition de détecteurs en intégration d'énergie de type capteurs plan dans lesquels la nature des scintillateurs diffère. Le premier détecteur est constitué d'un scintillateur de faible numéro atomique  $Z$  et possède une épaisseur permettant essentiellement l'absorption des photons de faible énergie. Le spectre résultant (non absorbé dans cette première partie) est alors durci par l'utilisation d'un filtre mé-



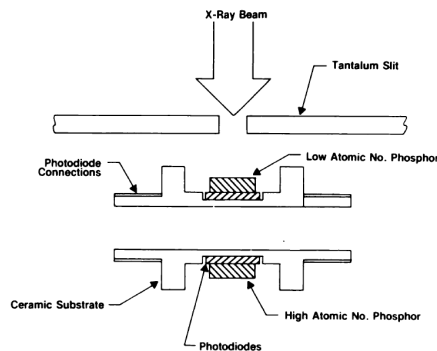


Fig. 1.—Detector scheme. Each detector element consists of a low- and a high-atomic-number detector sandwich that permits simultaneous detection of low- and high-energy information.

FIGURE I.16 – Schéma explicatif de la géométrie du détecteur double-couches extrait des travaux d’Hickey et al. [1987].

tallique avant d’interagir avec la deuxième couche de scintillation. Cette dernière est constituée d’un scintillateur à fort numéro atomique  $Z$  et son épaisseur permet d’absorber la quasi totalité des photons restants, ces photons étant essentiellement de haute énergie.

Il nous apparaît important de noter que les mesures effectuées dans chacune des couches de détection, peuvent statistiquement être corrélées. En effet, les photons qui interagissent par effet de diffusion Rayleigh ou Compton dans la première couche de détection peuvent contribuer à la mesure réalisée dans la seconde couche du détecteur. Il y a alors une corrélation entre les mesures. Mais, le choix de la nature des cristaux scintillateurs est effectué de façon à favoriser l’interaction des photons par effet Photoélectrique. De ce fait, la proportion de photons qui interagissent par diffusion Rayleigh ou Compton dans le premier scintillateur, et qui sont détectés dans le second scintillateur, est très faible. Les mesures effectuées entre les deux couches de détection ne sont donc que faiblement corrélées.

A des fins d’illustration, la figure I.17 présente une simulation des spectres absorbés par un détecteur double-couches (travaux de Kappler and Wirth [2009]). Nous constatons la très mauvaise séparation énergétique des spectres, malgré une optimisation des épaisseurs de chacune des couches de détection.

Cependant, ces systèmes permettent d’acquérir deux mesures de spectre simultanément. MaitreJean et al. [1998a] envisagent même l’utilisation d’un nombre plus important de couches de détection pour permettre l’acquisition simultanée d’un plus grand nombre de mesures multi-énergies.

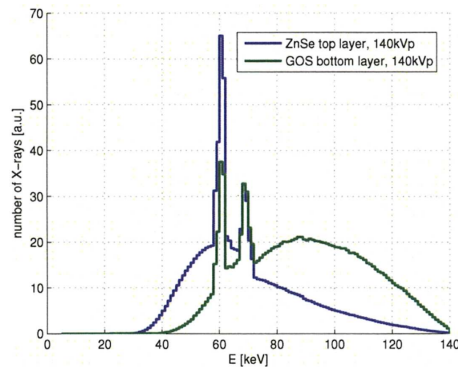


FIGURE I.17 – Spectres d'absorption dans un détecteur double-couches simulés par [Kappler and Wirth \[2009\]](#) après interaction du faisceau avec un fantôme d'eau de 20 cm d'épaisseur. Le faisceau incident sur le fantôme a été généré à partir d'une tension de 140 kV, et le détecteur est constitué par la superposition de 1 mm de ZnSe et de 1.4 mm de  $Gd_2O_2S$  (GOS). Aucun filtre n'est interposé entre les deux couches de détection afin d'optimiser la collecte des photons.

### B.2.b Applications

Les performances, en terme de rapport signal à bruit (SNR), des détecteurs double-couches par rapport à la modalité multi-tir avec détecteur unique sont comparées par [Ho et al. \[1989\]](#) et par [Alvarez et al. \[2004\]](#).

En effet, les travaux de [Ho et al. \[1989\]](#) montrent une mesure de SNR sur une image de tissus mous pour la modalité de type double tir avec un détecteur en intégration et pour la modalité de type tir unique avec un détecteur double-couches. La figure I.18 résume les SNR mesurés.

En prenant pour référence le SNR mesuré pour la modalité à double exposition à 70 et 140 kV, le SNR mesuré avec le détecteur double-couches apparaît environ deux fois moins intéressant. Cela s'explique par la mauvaise séparation énergétique des spectres. De plus, lorsqu'un filtre est utilisé entre les couches de détection, cela implique une perte de photons entre les deux couches de scintillation, et engendre une diminution du rapport Signal à Bruit (SNR).

[Alvarez et al. \[2004\]](#) comparent dans leurs travaux les performances de trois protocoles (figure I.19) :

- un détecteur double-couches passif avec tir unique (figure I.19a) : cela correspond à la définition précédemment donnée pour le détecteur double-couches.
- un détecteur plan avec double tir (figure I.19b) : cette méthodologie a été présentée précédemment. On peut constater sur le schéma correspondant,

TABLE IV. Signal-to-noise ratio (SNR) of dual exposure and single exposure techniques. SNR's were estimated relative to the SNR of the dual exposure 70/140 kVp technique.

Technique	X-ray energy (kVp)	X-ray exposure (mR)	SNR
(a) Dual exposure technique	70/140	88.0/148.5	1.00
	80/140	64.8/148.5	0.70
	90/140	51.9/148.5	0.54
	100/140	44.0/148.5	0.44
	110/140	39.5/148.5	0.39
	120/140	37.0/148.5	0.36
	130/140	35.0/148.5	0.34
	140/140	33.9/148.5	0.33
(b) Single exposure technique	140	33.0	0.43

FIGURE I.18 – Tableau récapitulatif, extrait des travaux de [Ho et al. \[1989\]](#), exprimant les rapports Signal à Bruit (SNR) entre un protocole utilisant un détecteur unique et une double exposition (Basse tension variable et Haute tension de 140 kV durcie par 1.56 mm de cuivre) et un protocole utilisant un détecteur unique associé à une unique exposition. Les valeurs de SNR sont normalisées par rapport au SNR mesuré avec le protocole double exposition et une basse tension de 70 kV.

qu'après la première exposition, l'information mesurée doit être lue avant d'effectuer la seconde exposition. Le temps de latence entre les deux expositions est estimé à 135 ms.

- un détecteur double-couches actif avec double tir (figure I.19c) : c'est un détecteur développé par [Alvarez \[1996\]](#). Le principe repose sur une double exposition et utilise un détecteur composé de deux couches photo-stimulables. Une première exposition à haute tension est effectuée. Les données obtenues sur la première couche ne sont pas lues et sont directement effacées, tandis que les données sur la seconde couche sont conservées. Une exposition à basse tension est ensuite effectuée. L'information présente dans chacune des couches du détecteur est alors lue. Dans la seconde couche, la mesure à basse tension s'est donc ajoutée à celle de haute tension. Mais, la contribution du signal de la basse tension est faible puisque les photons ont essentiellement été absorbés dans la première couche. Par ce procédé, le temps de latence entre les deux expositions est réduit à 40 ms, puisque les données ne sont pas lues tout de suite, et que l'on efface seulement les données de la première couche.

Dans cette approche de comparaison des systèmes, [Alvarez et al. \[2004\]](#) tiennent compte de la sensibilité de la méthode avec le mouvement des patients. En ce qui concerne cet aspect, les méthodes multi-tirs sont jugées moins intéressantes que le

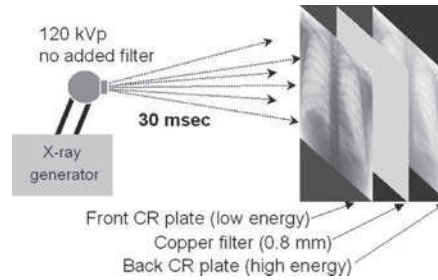


FIG. 5. Passive dual energy detector. A 0.8 mm thick copper sheet is placed between two computed radiography plates. A single 120 kVp exposure was used.

(a) Détecteur double-couches passif (exposition unique)

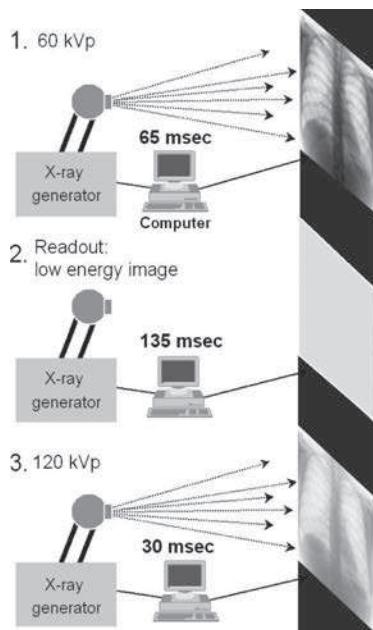


FIG. 7. Flat panel dual energy system. The system uses 60 kVp and 120 kVp pulses. The image information from the first pulse is read out from the detector before the second pulse. The pulse sequence (shown in Fig. 16) takes 230 milliseconds.

(b) Détecteur simple couche avec double exposition

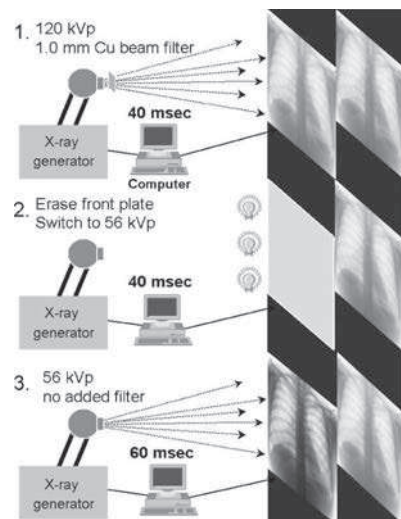


FIG. 6. Active detector operation. See the text for a detailed description.

(c) Détecteur double-couches actif avec double exposition

FIGURE I.19 – Présentation de trois dispositifs étudiés dans les travaux de Alvarez et al. [2004].

détecteur double-couches passif à tir unique, mais elles sont par contre intéressantes pour les rapports signal à bruit mesurés.

Ainsi, comme chacune des méthodes peut être qualifiée "d'application dépendante", il apparaît difficile de préconiser un type de protocole de façon universelle.

### B.3 Approche mono-tir et détecteur unique

#### B.3.a Principe

Cette approche consiste en l'utilisation d'un unique détecteur qui est soumis à une seule exposition aux rayons X. La technologie de détection correspond à un *détecteur en comptage de type multi-compteurs*. Le terme *comptage* signifie que la mesure correspond à une mesure du nombre de photons, et le terme *multi-compteurs* signifie que les photons sont classifiés selon leur énergie dans au moins deux compteurs ; chaque compteur étant défini sur une bande d'énergies.

Les technologies de détection de photons en comptage, sous de forts flux, sont *principalement* basées sur l'utilisation de matériaux semi-conducteurs à conversion dite directe. Le terme *conversion directe* signifie que les photons X sont directement transformés en charges et donc en signal électrique, sans passer par une étape de conversion des photons X en photons lumineux.

En effet, lors de l'exposition d'un semi-conducteur aux rayons X, les photons X interagissent avec le matériau semi-conducteur essentiellement par :

- *Effet photoélectrique* : cela induit la création de photoélectrons qui peut être accompagnée de l'émission d'un photon caractéristique. Les photons caractéristiques générés peuvent alors interagir de nouveau par effet photo-électrique jusqu'à perdre leur énergie cinétique ou sortir du matériau.
- *Diffusion Compton* : il y a création d'un électron de recul et d'un photon diffusé. Ce dernier peut ensuite interagir avec le milieu et perdre son énergie cinétique par de multiples interactions.

Les photoélectrons et électrons de recul générés interagissent alors avec les atomes du matériau semi-conducteur. Pour une description des phénomènes mis en jeu lors de ces interactions, le modèle de la théorie des bandes définie en physique des solides est utilisé.

Dans ce modèle, les électrons d'un solide sont disposés sur des couches d'énergie quantifiées ; celles-ci sont séparées entre elles par des bandes dites interdites. Une illustration de cette structure est donnée dans la figure I.20 - gauche.

Deux types de bandes doivent être considérées :

- *La bande de valence* : à l'intérieur de celle-ci, les électrons sont dits liés et ils contribuent aux liaisons covalentes des molécules du solide et donc à la cohésion des atomes entre-eux. Ils ne peuvent donc pas se déplacer.

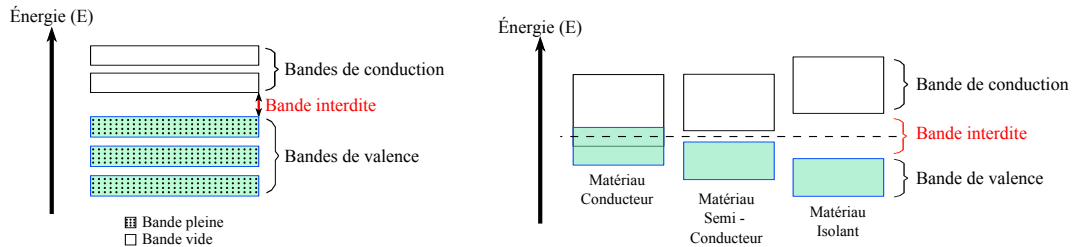


FIGURE I.20 – A gauche : Organisation des électrons dans un solide selon la théorie des bandes. A droite : Structure en bande pour trois types de matériaux : Isolant, Semi-conducteur et Conducteur.

- *La bande de conduction* : à l'intérieur de celle-ci, les électrons sont libres et participent aux propriétés de conduction du solide.

L'organisation des électrons sur les différentes bandes obéit à la loi statistique de Fermi-Dirac, et le passage d'un électron d'une bande à une autre ne peut se faire que sous la condition d'un apport d'énergie plus important que l'énergie de la bande interdite. L'énergie des bandes interdites entre les bandes de valence et celle de conduction est complètement dépendante du matériau considéré (figure I.20 - droite).

Dans les métaux, puisque les bandes de valence et de conduction se recouvrent en partie, les électrons passent de la bande de valence à celle de conduction sans apport d'énergie extérieure. Ce sont donc de très bon conducteurs. A l'inverse, dans les isolants, l'énergie de la bande interdite est tellement importante ( $\approx 6$  eV par exemple pour le diamant) qu'il est peu probable que les électrons puissent passer d'une bande à l'autre : les propriétés de conduction sont donc très faibles. Les matériaux de type semi-conducteurs constituent alors un intermédiaire : selon Owens and Peacock [2004] les bandes interdites ont une énergie estimée à 1.2 eV pour le Si, 1.43 eV pour le GaAs, 1.44 eV pour le CdTe et 2.32 eV pour le PbI<sub>2</sub>.

Ainsi, lorsqu'un photon X interagit avec le solide semi-conducteur, les électrons générés par effet photoélectrique et Compton interagissent avec les électrons des couches de valence du solide. Ils fournissent suffisamment d'énergie pour passer de la bande de valence à celle de conduction : cela crée une *paire électron-trou*.

Dans cette paire, les électrons sont mobiles puisqu'ils ont atteint la bande de conduction, mais les trous de la bande de valence sont également dits mobiles (figure I.21). En effet, à l'intérieur de la bande de valence, le trou, qui correspond physiquement à l'ionisation d'un atome, peut être comblé par l'arrivée d'un électron voisin. Mais ce déplacement de l'électron induit, au niveau de son atome, une

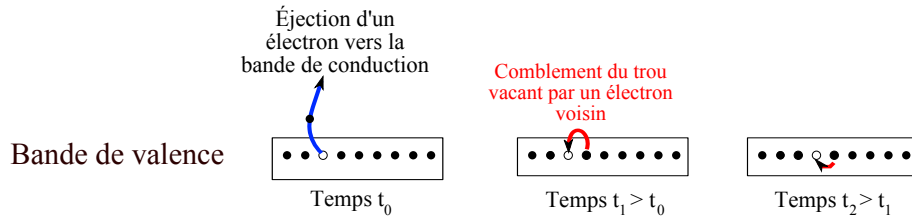


FIGURE I.21 – Illustration du phénomène de transport des trous dans la bande de valence.

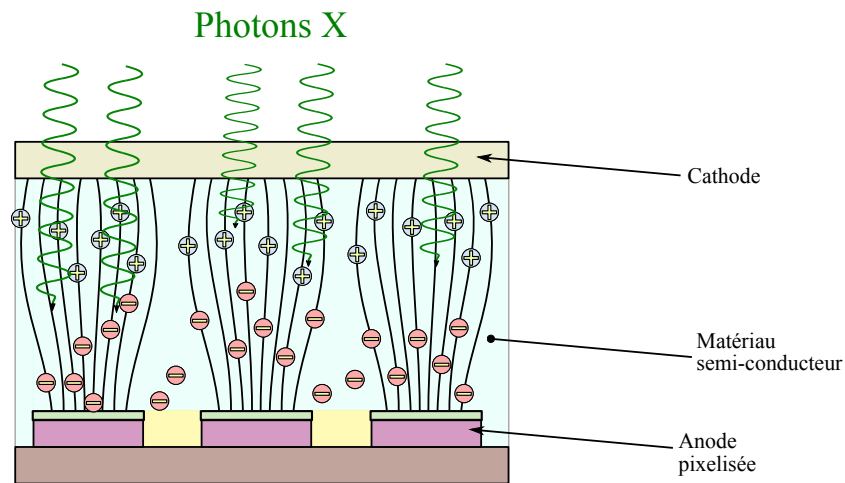


FIGURE I.22 – Illustration du fonctionnement d'un détecteur pixelisé à conversion directe à base de semi-conducteur.

nouvelle ionisation, c'est-à-dire un nouveau trou. La répétition de ce phénomène conduit à ce que l'on considère être une mobilité des trous dans la bande de valence.

Ainsi, dans un détecteur à conversion directe, un photon X qui interagit génère une multitude de paires électron-trou : un véritable nuage de charges est créé. L'application d'un champ électrique de part et d'autre du semi-conducteur permet alors de collecter les électrons de conduction sur une anode et/ou les trous de la bande de valence sur la cathode (figure I.22).

*Remarque* : Nous noterons que sur cette figure la structure pixelisée d'un détecteur en comptage à base de semi-conducteur peut être obtenue par l'utilisation d'une anode pixelisée et d'une unique cathode.

Dans un pixel, la mesure de la charge portée par les électrons à l'anode au cours

du temps correspond à un signal dont la hauteur est proportionnelle au nombre de charges, c'est-à-dire à l'énergie du photon incident (figure I.23). Par l'intermédiaire d'artifices électroniques, il est possible de fixer un ou plusieurs seuils sur cette mesure afin de définir différents compteurs. Chaque photon est alors classé, en fonction du signal engendré, dans le compteur qui correspond à son énergie.

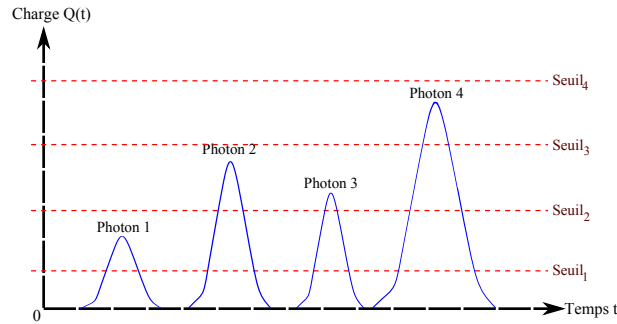


FIGURE I.23 – Illustration du signal mesuré par les anodes du détecteur suite à la création d'un nuage de charges par un photon X. Une discrimination des signaux basée sur l'utilisation de seuils sur les mesures (en rouge) est effectuée pour une classification des photons dans différents compteurs.

Cette méthode permet ainsi de *compter* les photons X incidents sur le détecteur et de les répartir dans des compteurs d'énergies différentes : c'est le principe des détecteurs en comptage à base de semi-conducteurs. Pour un détecteur en comptage à au moins deux compteurs, le spectre incident sur le détecteur est mesuré sur au moins deux bandes d'énergies : cela constitue donc une mesure multi-énergies.

En l'absence des effets détecteurs, le signal mesuré dans un compteur défini sur la gamme d'énergie  $[E_{min} ; E_{max}]$  s'exprime comme :

$$Sp = \int_{E_{min}}^{E_{max}} N(E)dE \quad (I.20)$$

où  $N(E)$  correspond au nombre de photons absorbés dans le détecteur.

Cependant en pratique, les effets du détecteur sur une mesure ne sont pas négligeables. La modélisation de ces effets est nommée "fonction de réponse du détecteur", et elle correspond au signal généré par un photon dans un pixel d'intérêt. Cette fonction de réponse regroupe quatre phénomènes principaux :

- *Le partage de charges* : le nuage de charge créé par un photon s'étale spatialement dans les pixels voisins du pixel d'interaction. L'importance de cet effet est donc inversement proportionnelle à la taille des pixels, mais est indépendante du flux photonique.



Ainsi, dans un pixel d'interaction, le partage de charges conduit à une collection incomplète des charges générées par le photon. À cela s'ajoute une collection des charges provenant des pixels voisins. Ce phénomène provoque donc une corrélation du signal et du bruit, au sens statistique, entre pixels voisins.

- *Pic d'échappement et pic de fluorescence* : Dans un pixel d'intérêt, l'interaction par effet photoélectrique d'un photon X incident sur le semi-conducteur peut créer un photon de fluorescence à une énergie caractéristique. Ce photon de fluorescence peut alors passer dans un pixel voisin, où il sera détecté comme un photon indépendant, et classifié en tant que tel. Cela correspond alors au pic de fluorescence.

Par contre, dans le pixel d'interaction initial, le photon X qui a interagi par effet photoélectrique est détecté avec une énergie plus faible ( $E = E_{\text{initiale}} - E_{\text{fluorescence}}$ ). Une perte d'énergie a en effet eu lieu puisque le photon de fluorescence n'est pas collecté dans ce pixel. C'est le pic d'échappement.

- *Pic d'induction* : Les charges résultant de l'interaction d'un photon X avec un pixel sont collectées par l'anode de ce dernier. La collecte des charges sur l'anode d'un pixel va induire, par effet d'induction, un signal électrique de faible intensité dans les pixels voisins. Ce signal apparaît alors dans les canaux de faible énergie des pixels voisins du pixel dans lequel a eu lieu l'interaction du photon.

L'ensemble de ces phénomènes induisent donc **une corrélation, au sens statistique, du signal et du bruit entre pixels voisins**, mais **pour un même pixel, aucune corrélation au sens statistique n'existe entre les différents canaux**.

À côté de ces effets, un autre phénomène nommé *effet d'empilement de photons* est présent dans les détecteurs en comptage. Deux photons qui interagissent de façon quasi instantanée dans un même pixel ne génèrent qu'un seul nuage de charge. Ils sont donc détectés comme un unique photon dont l'énergie correspond à la somme des énergies des deux photons. Sous de forts flux, ce phénomène est particulièrement important. Cet effet n'est pas modélisé dans la fonction de réponse du détecteur, car il fait appel à un modèle plus complexe.

Les différents effets décrits précédemment, à l'exception des effets d'empilement de photons, conduisent à l'obtention d'une fonction de réponse,  $R_{det}$ , dont un exemple est donné dans la figure I.24. Nous pouvons dire que la fonction de réponse permet de caractériser un détecteur par deux paramètres :

- *La résolution en énergie du détecteur* : elle correspond à la largeur à mi-hauteur de la réponse du détecteur. Ce paramètre est directement dépendant

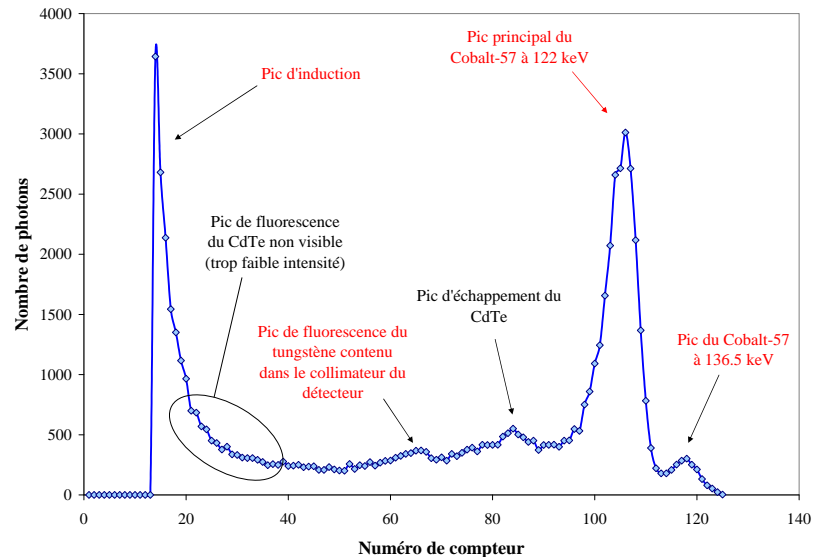


FIGURE I.24 – Exemple de spectre mesuré par le détecteur spectrométrique en comptage (largeur de compteur 1.2 keV), développé dans notre laboratoire, à partir d'une source de Cobalt-57 (émission majoritaire à 122 keV, puis à 136.5 keV et 14.4 keV par ordre d'intensité). Différents effets sont représentés.

de la qualité de l'électronique utilisée pour la spectrométrie, c'est-à-dire de la façon dont les photons sont discriminés en fonction de leur énergie. Pour des flux croissants, la résolution en énergie tend à se dégrader à cause d'une saturation de l'électronique.

- *La hauteur et la forme de la trainée* : l'effet de trainée, résultant des phénomènes de mauvaise collecte des charges, est lié au dimensionnement du détecteur (taille des pixels, épaisseur de détecteur) et à la nature du matériau du détecteur. Les choix des dimensions du détecteur dépendent fortement des applications. Mais pour une application donnée, les paramètres sont à peu près constants d'une équipe de recherche à l'autre. Le choix de la nature du matériau est généralement un choix historique et financier fait par le laboratoire de recherche. Trois principaux matériaux sont essentiellement utilisés pour le comptage : Si, CdTe, CZT (CdZnTe). Des matériaux plus exotiques tels que le GaAs sont également à l'étude.

Ainsi, si l'on considère une application donnée (c'est-à-dire un dimensionnement de détecteur particulier), l'amélioration de la réponse du détecteur (amélioration de la résolution en énergie et correction des effets de partage de charges, de l'échappe-

ment, de la fluorescence et de l'induction) réside dans le choix de l'électronique et des méthodes de traitement du signal associées.

### B.3.b Caractérisation des détecteurs en comptage

Historiquement, les premiers détecteurs en comptage ne possédaient qu'un unique compteur : une seule mesure était donc obtenue. Une évolution de l'électronique et du savoir faire a alors permis le développement de détecteurs à deux compteurs et plus. Dès 1993, [Tsutsui et al. \[1993\]](#) ont montré les avantages des détecteurs pixelisés en comptage :

- Fort gain de conversion des rayons X en signal électrique.
- Disparition des courants d'obscurité par l'utilisation d'une électronique adaptée.

Ces deux caractéristiques induisent une diminution du bruit sur les mesures, et donc une augmentation du rapport signal à bruit (SNR) par rapport aux technologies en intégration (les travaux de [Tapiovaara and Wagner \[1985\]](#) montraient cette tendance dès 1985 par des calculs analytiques de SNR et de DQE).

Cependant, l'utilisation de ce type de détecteur est soumis aux inconvénients liés à la fonction de réponse du détecteur. L'amélioration de la spectrométrie, qui nécessite la mise en place de moyens électroniques et de traitement du signal élaborés, a alors un coût non négligeable et est à mettre en balance avec l'apport associé (séparation énergétique des spectres, qualité d'image, ...). Pour cette raison, le nombre de compteurs à utiliser avec ce type de technologie est soumis à de nombreuses discussions et dépend beaucoup des applications visées.

En effet, pour des applications en scanner tomodensitométrie par exemple, le débit de fluence nécessaire pour obtenir des images avec un bruit acceptable est estimé par [Iwanczyk et al. \[2009\]](#) à environ  $1 \times 10^8$  photons.mm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>. Or, les débits de fluence actuellement mesurables par les technologies de comptage les plus performantes sont estimés être de l'ordre de  $3 \times 10^7$  photons.mm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup> pour [Steadman et al. \[2010\]](#) pour des pixels de  $300 \mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$  avec une résolution en énergie (FWHM) de 4.1 keV à 62.5 keV et d'environ  $1 \times 10^7$  photons.mm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup> pour [Brambilla et al. \[2009\]](#) pour des pixels de  $800 \mu\text{m} \times 800 \mu\text{m}$  avec une résolution en énergie (FWHM) de 7.5 keV à 50 keV. La taille des pixels est un paramètre important à mentionner, puisque lorsqu'on exprime le débit de fluence par pixel, nous constatons que l'électronique utilisée par [Steadman et al. \[2010\]](#) ne permet pas de compter aussi rapidement que celle de [Brambilla et al. \[2009\]](#) (débit de fluence maximum par pixel d'environ  $2.7 \times 10^6$  photons.pixel<sup>-1</sup>.s<sup>-1</sup> pour le détecteur de [Steadman et al. \[2010\]](#) contre environ  $6.4 \times 10^6$  photons.pixel<sup>-1</sup>.s<sup>-1</sup> pour celui de [Brambilla et al.](#)

[2009]). Ce résultat est donc contraire à la première impression que l'on a lorsque le débit de fluence est exprimé par  $\text{mm}^{-2}$ .

Malgré l'avancée importante des capacités de comptage, les détecteurs actuels ne permettent pas encore d'effectuer des mesures dans des conditions optimales de flux pour des applications en scanner tomodensitométrie. Pour cette raison, Kraft et al. [2007] ont proposé l'utilisation d'un détecteur à base de semi-conducteur permettant simultanément une mesure en intégration d'énergie et une mesure multi-comptage. De cette façon, en cas de saturation de l'électronique de comptage, une mesure en intégration d'énergie peut être obtenue. De plus, même en cas de non-saturation, cette donnée supplémentaire peut être exploitée.

Alvarez, R. E. [2010] a quantifié, de façon théorique, l'apport de ce type de procédé pour un détecteur à deux compteurs et en intégration par rapport à des détecteurs en intégration et à des détecteurs en comptage. Il définit un détecteur dit "idéal" comme étant un détecteur en comptage possédant un nombre de compteurs infini, chacun ayant donc une largeur infiniment fine. Pour une comparaison des systèmes, il a déterminé analytiquement l'expression du rapport Signal à Bruit (SNR) de chacune des technologies de détection. Les résultats sont présentés dans la figure I.25.

Différents messages importants peuvent être tirés de cette figure :

- Les détecteurs en intégration simple ( $convQ$ ) présentent un SNR moindre par rapport à une technologie en comptage ( $convN$  ou  $N^2$ ).
- L'utilisation de deux compteurs ( $N^2$ ), au lieu d'un unique ( $convN$ ), permet une amélioration significative du SNR.
- L'ajout de l'information sur l'énergie totale du spectre à celle de comptage ( $N^2Q$ ) permet une amélioration significative du SNR, rendant cette technologie proche du détecteur idéal.

Ces conclusions montrent que lorsque les détecteurs en comptage ne possèdent pas un nombre suffisamment important de compteurs pour mesurer le spectre à chaque énergie, l'apport de l'information sur l'énergie totale du spectre permet d'améliorer le rapport Signal à Bruit (SNR).

## C Conclusions du chapitre

Ainsi, à travers ce premier chapitre nous avons souhaité, dans un premier temps, mettre en évidence les raisons justifiant la réalisation de mesures de spectre à des énergies multiples pour la caractérisation d'un matériau. Puis, à travers l'étude de différentes méthodologies, nous avons présenté les moyens de parvenir à des mesures multi-énergies. La méthode la plus efficace apparaît être l'utilisation d'un unique tir

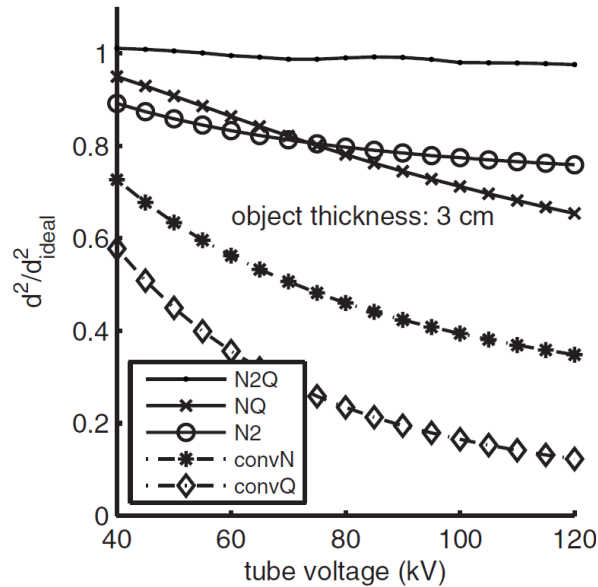


FIGURE I.25 – Rapport Signal à Bruit (SNR) au carré pour différents détecteurs en fonction de la tension du générateur de rayons X extrait d'Alvarez, R. E. [2010]. Les résultats sont normalisés par le SNR au carré du détecteur idéal à chaque tension. La légende indique le type de détecteur : (1) N2Q : Détecteur à deux compteurs (N2) + intégration (Q), (2) NQ : Détecteur à un compteur (N) + intégration (Q), (3) N2 : Détecteur à deux compteurs, (4) convN : Détecteur à compteur unique (*conventional photon counting*), (5) convQ : Détecteur en intégration (*conventional energy integrating*)

de rayons X associé à un détecteur multi-compteurs. En effet, d'une part l'acquisition unique permet de résoudre le problème lié aux artefacts de mouvements entre deux acquisitions (comme c'est le cas dans un protocole de type double exposition avec détecteur unique). D'autre part, les détecteurs multi-comptage permettent une excellente séparation énergétique des mesures. Ces deux aspects en font donc une technologie d'intérêt.

Cependant, quelle que soit la technologie de détection, l'exploitation des mesures multi-énergies nécessite la mise en œuvre de méthodes de traitement de l'information qui soient adaptées à la technologie de détection, ainsi qu'à l'application visée. Un état de l'art des méthodes de traitement de l'information est présenté dans le Chapitre II.

# État de l'art des méthodes d'exploitation des données multi-énergies mesurées en transmission

---

## Sommaire

<b>A</b>	<b>Les mesures multi-énergies pour l'amélioration de la qualité des images.</b> . . . . .	<b>41</b>
A.1	Imagerie multi-énergies en comptage . . . . .	41
A.2	Méthodes statistiques de traitement de l'information pour l'imagerie couleur . . . . .	46
<b>B</b>	<b>Les mesures multi-énergies pour la quantification de grandeurs physiques.</b> . . . . .	<b>50</b>
B.1	Décomposition en effets Photoélectrique et Compton . . . . .	50
B.2	Décomposition en base de deux matériaux . . . . .	54
B.3	Décomposition en base de plus de deux matériaux pour l'imagerie en raie K . . . . .	55
<b>C</b>	<b>Les mesures multi-énergies pour l'identification de matériaux.</b> . . . . .	<b>60</b>
C.1	L'identification à partir de la quantification de grandeurs physiques. . . . .	60
C.2	Identification sans étape de quantification préalable. . . . .	61
<b>D</b>	<b>Conclusions du chapitre</b> . . . . .	<b>67</b>

---

Après avoir étudié les raisons justifiant la nécessité de mesures multi-énergies et les moyens permettant leur obtention, nous abordons dans ce chapitre un état de l'art des méthodes permettant de traiter les données issues de mesures de transmission multi-énergies de rayons X. Nous avons fait le choix de classer ces méthodes selon trois grandes catégories :

- Les mesures multi-énergies pour l'amélioration de la qualité des images.
  - Les mesures multi-énergies pour la quantification de grandeurs physiques.
-

- Les mesures multi-énergies pour l'identification de matériaux.

À travers chacune de ces classes de méthodes, nous décrirons et analyserons l'état de l'art de différentes équipes de recherche. Nous porterons dans ce chapitre une attention particulière aux méthodes de traitement de l'information et nous ne décrirons de ce fait que peu les dispositifs de détection.

La classification ci-dessus permet de distinguer trois thèmes, mais nous noterons que ceux-ci ne constituent pas des catégories rigides.

## A Les mesures multi-énergies pour l'amélioration de la qualité des images.

Cette catégorie de méthodes s'adresse essentiellement aux méthodes d'exploitation des données développées autour du détecteur *Medipix2*. Ce détecteur en comptage a initialement été développé par le *CERN* (*Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire*) pour le *LHC* (*Large Hadron Collider*) sous sa forme *Medipix1*. Puis, la technologie a été diffusée à un nombre plus important d'équipes de recherche dans le cadre d'une collaboration européenne nommée EUDET. Une description plus exhaustive du projet, qui rassemble 31 institutions à travers 12 pays de l'union européenne, ainsi que des détecteurs (*Medipix1*, *Medipix2* et *Medipix3*) peut être trouvée sur le site internet suivant : <http://medipix.web.cern.ch/medipix>.

Les travaux présentés dans cette partie utilisent à la fois le détecteur *Medipix2* et *Medipix3*. Ce sont tous deux des détecteurs en comptage multi-énergies à base de semi-conducteurs. Ils sont essentiellement utilisés pour l'imagerie du petit animal à titre médical, et pour l'imagerie à des fins de contrôle non destructif.

Dans cette partie, une approche d'abord chronologique des méthodes de traitement des données est proposée, puis à travers l'utilisation de méthodes statistiques, nous décrirons les moyens qui ont été développés par les équipes de recherche pour l'obtention d'images couleurs.

### A.1 Imagerie multi-énergies en comptage

Dans les travaux de [Tlustos et al. \[2006\]](#), des mesures de caractérisation du détecteur *Medipix2* en termes de résolution spatiale (MTF : Modulation Transfer Function), de bruit (NPS : Noise Power Spectrum) et d'efficacité quantique de détection (DQE : Detective Quantum Efficiency) sont effectuées pour divers choix de fenêtres en énergie. En effet, comme on l'a expliqué dans le Chapitre I, les détecteurs en comptage possèdent des discriminateurs en énergie permettant de classifier les photons selon leur énergie. Le détecteur *Medipix2* permet l'utilisation de seulement deux discriminateurs en énergie.

Nous soulignons que les termes *compteur*, *bande d'énergie de comptage*, ou *fenêtre de comptage* seront utilisés indifféremment.

Pour évaluer les caractéristiques intrinsèques du détecteur, [Tlustos et al. \[2006\]](#) ont déterminé expérimentalement les fonctions MTF, NPS et DQE à différentes énergies en utilisant des valeurs de seuils bas de 9.1 keV, 11.3 keV, 12.8 keV, et 18.8 keV, les seuils hauts étant ajustés pour conserver une largeur de fenêtre d'environ 1.4 keV. Cela permet d'étudier la dépendance des caractéristiques du détecteur (résolution spatiale, bruit, et rapport signal à bruit) en fonction de l'énergie. Ces mesures sont présentées dans la figure II.1.

Les mesures de MTF du système indiquent que pour une résolution spatiale



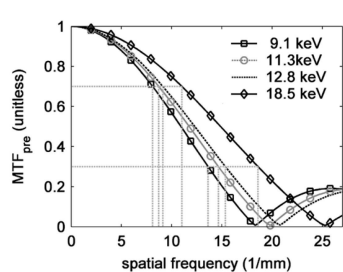


Fig. 5. Calculated presampling modulation transfer function (MTFpre) based on an edge measurement for the system at different threshold levels.

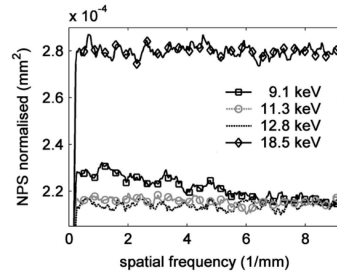


Fig. 6. Calculated NPS at different thresholds.

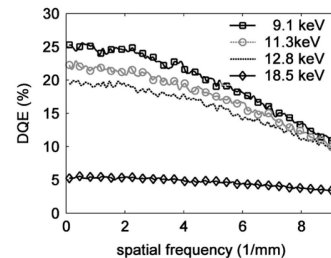


Fig. 7. Detective quantum efficiency (DQE) at different thresholds.

FIGURE II.1 – Mesures des MTF, NPS et DQE pour le détecteur *Medipix2*. Données issues des travaux de [Tlustos et al. \[2006\]](#).

donnée, c'est-à-dire une taille de pixel donnée, l'électronique du détecteur *Medipix2* permet d'obtenir un contraste plus important à haute énergie. En effet, pour les fréquences spatiales inférieures à environ 19 paires de lignes. $\text{mm}^{-1}$ , les valeurs de MTF mesurées à faible énergie sont plus faibles que celles obtenues à des énergies plus importantes.

Les mesures de NPS aux différentes énergies ne peuvent pas être directement comparées entre elles puisqu'elles sont acquises pour des débits de fluence différents. Par contre, les mesures de DQE peuvent être comparées entre elles puisque ce sont des grandeurs normalisées par les doses reçues par le détecteur. L'observation des courbes de DQE permet alors de constater que pour une résolution spatiale donnée, les mesures de DQE aux faibles énergies sont plus élevées. Cela signifie donc que le détecteur utilise les photons de façon plus efficace, en terme de rapport Signal à Bruit, aux faibles énergies.

Cette partie de l'étude caractérise donc les performances intrinsèques du détecteur *Medipix2*.

Dans la suite de cette étude, les premières images multi-énergies issues de ce dispositif sont envisagées. Cependant, comme le détecteur *Medipix2* se présente sous une forme de matrice de 256 x 256 pixels, une uniformisation des pixels entre eux est nécessaire. En effet, d'une part chaque pixel possède sa propre fonction de réponse, et d'autre part le réglage des seuils bas et haut du compteur de chaque pixel est variable d'un pixel à l'autre. Pour pallier ce problème, [Tlustos et al. \[2006\]](#) proposent une méthode d'uniformisation (que nous ne présentons pas) qui sera reprise et améliorée par [Procz et al. \[2009, 2011\]](#).

Les images réalisées par [Tlustos et al. \[2006\]](#) après uniformisation sont présen-

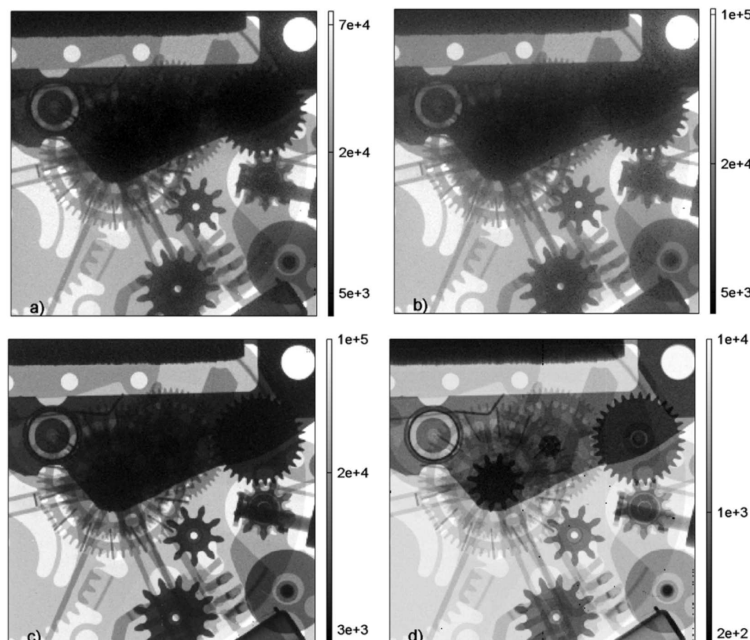


FIGURE II.2 – Images d'une montre en plastique issues des travaux de [Tlustos et al. \[2006\]](#). Fenêtre de comptage définie suivant (a) 16-19.5 keV, (b) 22-25.5 keV, (c) 27-30.5 keV, et (d) 40-43.5 keV.

tées dans la figure II.2, pour des largeurs de compteur de l'ordre de 3.5 keV. Les travaux de [Niederlohner et al. \[2005\]](#) et [Karg et al. \[2005\]](#) ont en effet montré que l'amélioration du contraste des images nécessite l'utilisation de compteurs de faible largeur.

Sur la première image (figure II.2-a), les composants les plus absorbants de la montre apparaissent sombres. Sur l'image II.2-b obtenue à une énergie plus importante, un flou apparaît : [Tlustos et al. \[2006\]](#) indiquent que cela est probablement dû au rayonnement de fluorescence des composants du détecteur (l'Argent, qui est contenu dans la colle permettant l'assemblage du détecteur, présente des Raies  $K\alpha$  et  $K\beta$  aux énergies 22.1 keV et 24.9 keV). Sur les images II.2-c et d, l'influence de la fluorescence n'est plus visible, et de nouveaux éléments de la montre apparaissent à ces énergies. Les mesures en comptage aux différentes énergies permettent ainsi l'obtention d'images de haute qualité (haute résolution spatiale, faible bruit, et bon contraste) au contenu informationnel différent.

Dans le cadre de l'imagerie avec ce même détecteur, [Melzer et al. \[2008\]](#) intègrent *Medipix2* dans un montage permettant d'effectuer de l'imagerie tomographique.

Cependant, les images présentées dans leur article correspondent à des données de projection, c'est-à-dire à des images radiographiques.

Étant donné que chaque pixel du détecteur *Medipix2* ne possède que deux discriminateurs en énergie, [Melzer et al. \[2008\]](#) définissent deux zones de comptage : dans la première zone sont comptés tous les photons dont l'énergie est supérieure au premier discriminateur, et dans la deuxième zone sont comptés tous les photons dont l'énergie est supérieure au second discriminateur (figure II.3). Cela implique donc qu'une partie de l'information mesurée dans le premier compteur est redondante avec celle du deuxième.

Cette méthode permet de mesurer de façon simultanée deux images d'énergies différentes. [Melzer et al. \[2008\]](#) déterminent les images d'atténuation pour les deux gammes d'énergie de comptage, et calculent une troisième image par soustraction des deux images d'atténuation. Dans la figure II.4, sont présentées les images d'une aile de poulet et de phalanges de fœtus.

La soustraction des images d'aile de poulet de la figure II.4 permet de faire ressortir le contraste des tissus mous, ce qui s'avère utile en imagerie clinique pour différencier les tissus sains des tissus tumoraux. La soustraction des images de phalanges de fœtus permet, elle, de mettre en évidence les contours des tissus cartilagineux. Cette technique peut alors s'avérer intéressante pour identifier les micro-calcifications en mammographie.

Ainsi, les images obtenues par ce traitement très simple des données présentent

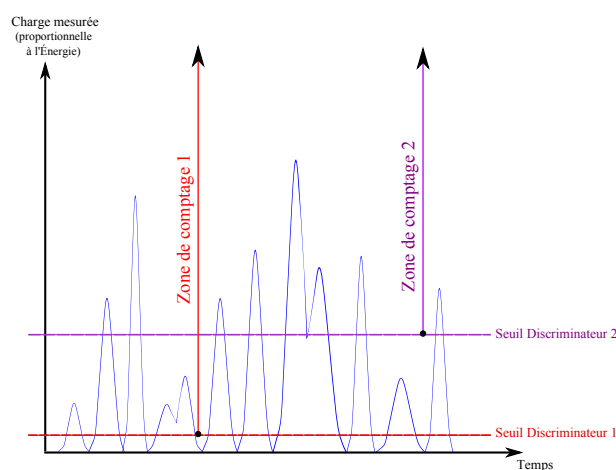


FIGURE II.3 – Illustration des charges mesurées qui sont induites par l'interaction des photons X avec le détecteur en fonction du temps. Chaque pic correspond à la mesure de la charge d'un photon. Deux discriminateurs en énergies suffisent à [Melzer et al. \[2008\]](#) pour définir deux fenêtres de comptage.

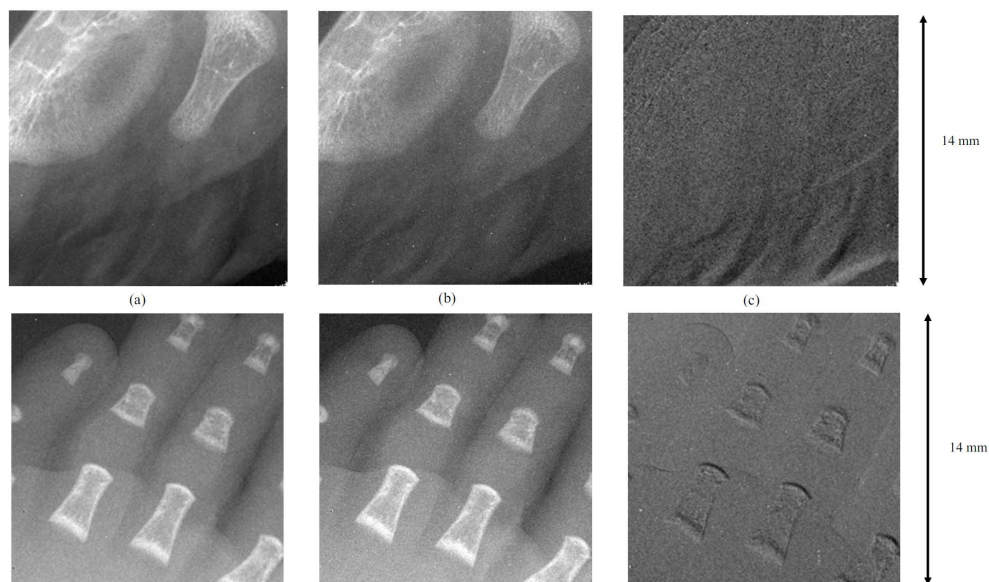


FIGURE II.4 – Images d’atténuation issues des travaux de Melzer et al. [2008]. 1ère ligne : Images de l’extrémité d’une aile de poulet à une tension de 36 kV. 2ème ligne : Images de phalanges de fœtus à une tension de 35 kV. (a) Image d’atténuation avec discriminateur 1 à l’énergie 2.5 keV, (b) Image d’atténuation avec discriminateur 2 à l’énergie 13.5 keV, et (c) Soustraction des images d’atténuation (b) - (a).

une haute résolution spatiale, peu de bruit et un bon contraste.

L’évolution des méthodes de traitement de l’information et du détecteur *Medipix* a permis l’apparition des premières images couleurs. En effet, Procz et al. [2011] utilisent le détecteur *Medipix3* qui permet de réaliser des mesures sur un plus grand nombre de compteurs ; il en résulte une acquisition de données dans un plus grand nombre de compteurs de façon simultanée. Procz et al. [2011] utilisent trois compteurs et, pour chaque image obtenue à une énergie différente, ils attribuent une couleur primaire différente. Pour cela, une échelle de couleur RGB est utilisée et l’intensité de chaque pixel varie en fonction de la statistique photonique. Les trois images sont alors combinées entre elles en les sommant (figure II.5). Dans l’image résultante, chaque couleur donne alors une information sur l’énergie des photons impliquée dans la création de l’image.

Cependant, l’utilisation d’un nombre plus important de compteurs peut s’avérer problématique, puisque si une couleur différente est associée à chaque compteur, la fusion de l’ensemble des images peut potentiellement aboutir à une unique image

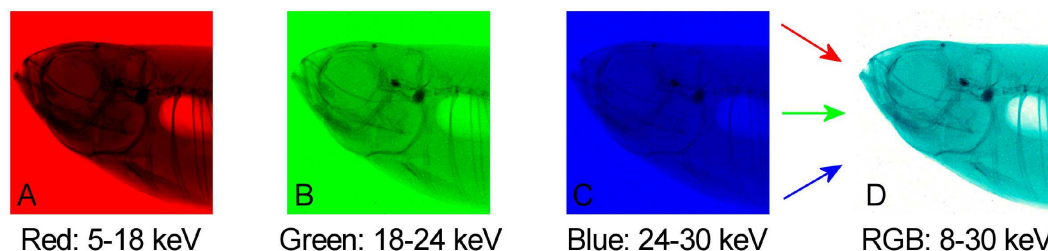


FIGURE II.5 – Images couleurs d'une tête de poisson extraite des travaux de Procz et al. [2011]. Les images ont été acquises pour différentes fenêtres de comptage : (A) 5-18 keV, (B) 18-24 keV, (C) 24-30 keV et (D) Combinaisons des images (A), (B) et (C).

très colorée dont les nuances de couleurs sont difficiles à interpréter.

## A.2 Méthodes statistiques de traitement de l'information pour l'imagerie couleur

Butler et al. [2010] présentent une méthode statistique permettant d'effectuer une réduction de données dans le but d'effectuer de l'imagerie couleur. Le détecteur *Medipix2* est utilisé en mode tomographique, dans le dispositif MARS-CT (Medipix All Resolution System CT), et permet, par acquisitions successives, l'obtention de données multi-énergies. Les énergies des fenêtres de comptage sont choisies de façon à inclure les raies K des produits de contraste (Iode avec raie  $K\alpha$  de 33 keV, et Barium avec raie  $K\alpha$  de 37.4 keV) : ce type d'imagerie est nommé " imagerie en raie K " (*K-edge imaging* en anglais) (Riederer and Mistretta [1977], Sukovic and Clinthorne [1999], Roessl and Proksa [2007]).

L'imagerie en raie K a été introduite par Riederer and Mistretta [1977] et Sukovic and Clinthorne [1999] dans le cadre du scanner tomographique. Elle consiste à réaliser des mesures multi-énergies d'un ensemble de structures en sélectionnant judicieusement la position des discriminateurs sur la gamme d'énergie. Il s'agit d'encadrer l'énergie de la raie de fluorescence K issue du produit de contraste injecté (de l'Iode dans le cas de l'étude de Riederer and Mistretta [1977], et du Gadolinium dans le cas de celle de Sukovic and Clinthorne [1999]). L'utilisation d'un produit de contraste à fort numéro atomique  $Z$  permet alors de marquer fortement la différence d'atténuation entre les tissus mous et le produit de contraste.

Dans leur étude, Butler et al. [2010] ont réglés les seuils des discriminateurs de façon à obtenir les fenêtres de comptage suivantes :  $[15 \text{ keV}, +\infty[$ ,  $[23 \text{ keV}, +\infty[$ ,  $[30 \text{ keV}, +\infty[$  et  $[35 \text{ keV}, +\infty[$ .

Pour chaque fenêtre de comptage, l'ensemble des projections acquises aux différents angles est utilisé pour effectuer une reconstruction tomographique en atté-

uation. Ainsi, quatre images sont reconstruites et donc, pour une même coupe, chaque pixel correspond à une mesure d'atténuation sur quatre gammes d'énergies. En considérant une coupe, la méthode de Butler et al. [2010] consiste à projeter les valeurs de chaque pixel dans un espace à quatre dimensions, une dimension par énergie. Une illustration du résultat de cette projection est donnée dans la figure II.6 pour deux dimensions d'énergies.

En considérant l'espace à quatre dimensions, une méthode statistique, nommée Analyse en Composante Principale (ACP), est utilisée. L'ACP permet de déterminer un nouvel espace, de dimension généralement plus restreinte, dans lequel la variance des données est maximisée dans chacune de ses dimensions. Chaque dimension de cet espace est définie par un vecteur nommé Composante Principale (représenté en noir et nommé  $PC_1$  et  $PC_2$  dans la figure II.6 dans le cas à deux dimensions), sur lequel les données sont projetées. Les composantes principales sont généralement classées et numérotées par ordre d'importance en fonction de leur contenu informationnel ; celui-ci étant quantifié par la valeur propre associée à chaque composante principale.

Butler et al. [2010] n'utilisent que les trois premières composantes principales issues de l'ACP pour projeter les données, la quatrième étant jugée trop bruitée : ils obtiennent alors trois images (une par composante). En utilisant un modèle de couleur similaire au modèle HSL (Hue, Saturation, Lightness), une couleur est associée à chaque composante et l'intensité de chaque couleur varie en fonction de la valeur du pixel. La combinaison des trois images permet l'obtention de la figure II.7-b.

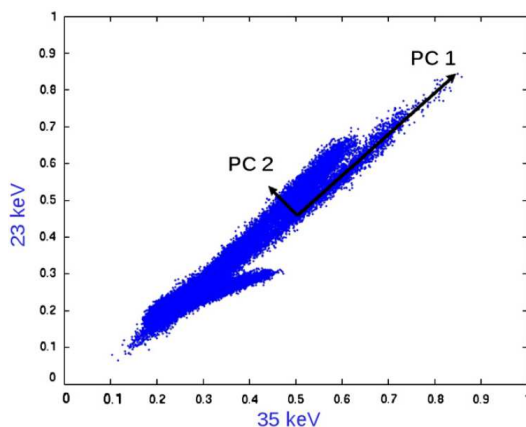


FIGURE II.6 – Figure issue des travaux de Butler et al. [2010]. Valeurs de pixels dans le plan défini par les fenêtres de comptage  $[23 \text{ keV}, +\infty[$  et  $[35 \text{ keV}, +\infty[$ . Les deux composantes principales ( $PC_1$  et  $PC_2$ ) issues de la méthode d'analyse en composantes principales sont représentées par des flèches noires.

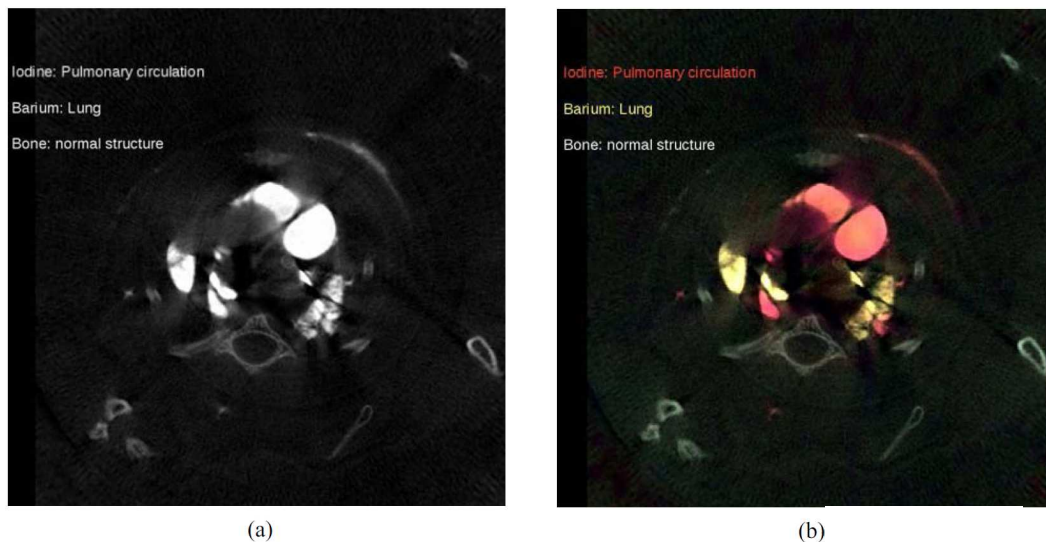


FIGURE II.7 – Images tomographiques d'un myocarde de souris issues des travaux de [Butler et al. \[2010\]](#) et [Tlustos \[2010\]](#). De l'Iode a été injecté dans la circulation pulmonaire et du Baryum dans les poumons. (a) Image d'absorption conventionnelle. Les os, le Barium, et l'Iode sont fortement atténués et ne peuvent pas être facilement distingués. (b) Image colorée où les os apparaissent en blanc, le Barium en jaune, et l'Iode en rouge.

Dans la continuité de cette étude, l'équipe d'[Anderson et al. \[2010\]](#) utilise la même méthode pour effectuer de l'imagerie en raie K avec le détecteur *Medipix2* en mode tomographique. Par acquisitions successives, quatre fenêtres de comptage sont définies et le choix de l'énergie des seuils des compteurs s'appuie sur les travaux de [Butler et al. \[2010\]](#) :  $[15 \text{ keV}, +\infty[$ ,  $[23 \text{ keV}, +\infty[$ ,  $[30 \text{ keV}, +\infty[$  et  $[35 \text{ keV}, +\infty[$ . Les images obtenues pour chacun des compteurs sont présentées dans la figure II.8-b pour une même projection. Nous pouvons d'ailleurs constater sur ces images que l'utilisation de fenêtres de comptage différentes permet l'obtention d'images au contenu informationnel différent ; en effet, les structures que l'on peut visualiser sont différentes d'une fenêtre de comptage à l'autre.

Dans leurs travaux, l'utilisation de la méthode de réduction de données par ACP permet de déterminer trois images, une par composante principale, à laquelle une couleur est attribuée. La fusion des trois images permet de mettre en évidence trois signaux : les structures de fond, le Barium et l'Iode. (figure II.8-c).

L'ACP est également utilisée sur les données tomographiques volumiques et la projection des données sur uniquement deux composantes principales permet l'obtention de deux ensembles d'images 3D distincts. Une couleur est associée à chaque ensemble d'images 3D, les deux ensembles sont fusionnés et la sélection

des couleurs à afficher permet de mettre en évidence uniquement les structures contenant les produits de contraste Iode et Baryum, le signal des structures de fond ayant disparu (figure II.8-d).

L'utilisation de cette méthode permet de façon très convaincante d'obtenir des images en couleur plus faciles à analyser pour les praticiens. De plus, les auteurs

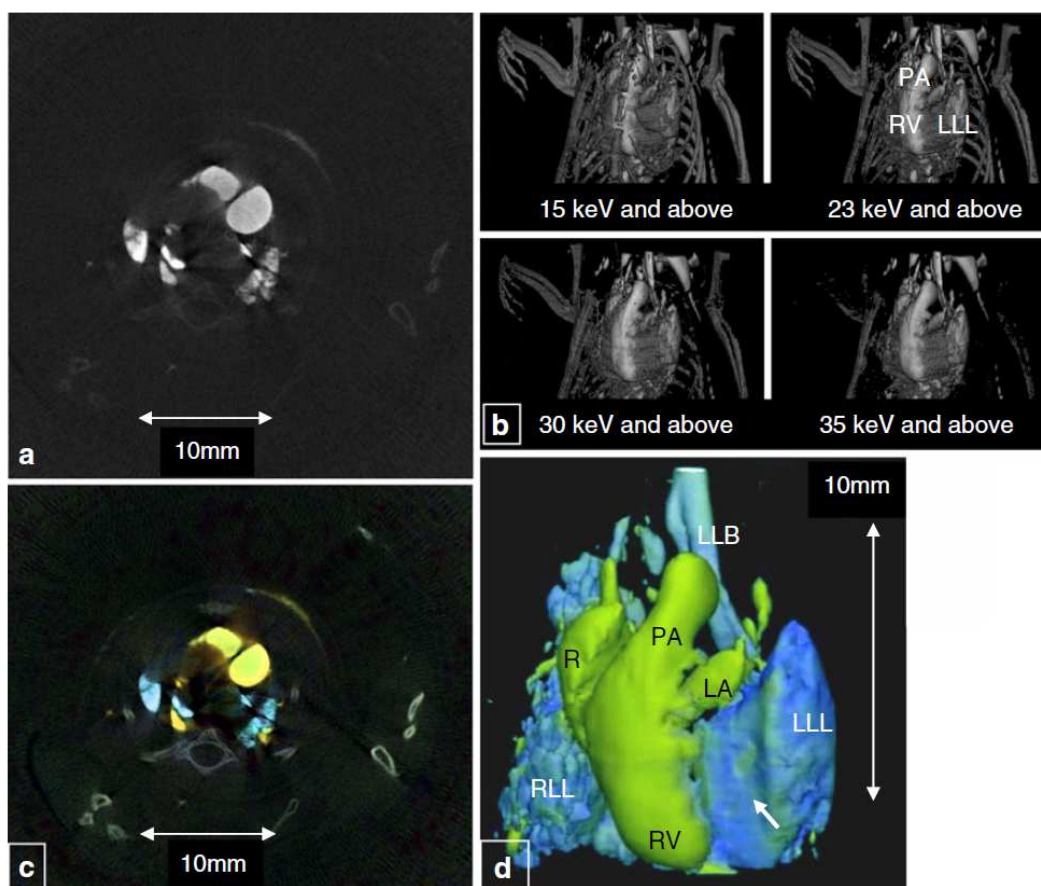


FIGURE II.8 – Images tomographiques d'un myocarde de souris, acquises pour une tension de 75 kV, issues des travaux d'Anderson et al. [2010]. L'Iode est injectée dans le ventricule droit du myocarde de la souris et le Baryum dans les lobes inférieurs des poumons. (a) Image reconstruite (algorithme Filtered Back Projection) à 30 keV. (b) Images tomographiques 3D d'un même volume pour quatre fenêtres en énergies indépendantes : [15 keV, +∞[, [23 keV, +∞[, [30 keV, +∞[ et [35 keV, +∞[. (c) Image couleur après réduction de données de (a) par ACP en utilisant trois composantes principales. En jaune : l'Iode, en bleu : le Baryum et en blanc : le calcium (les os). (d) Image couleur après réduction de données de (b) par ACP en utilisant deux composantes principales. En jaune : l'Iode, en bleu : le Baryum.



soulignent que l'utilisation des détecteurs en comptage multi-énergies permet de réduire la dose absorbée par les tissus des patients.

Ainsi, à travers cette première partie, nous avons présenté un ensemble de méthodes qui permet d'améliorer le contraste des images radiographiques ou tomographiques à partir des données multi-énergies. En effet, les bandes d'énergies sur lesquelles les données sont acquises sont différentes, ce qui se traduit par des images au contraste différent. En outre, des méthodes en imagerie couleur ont été développées par les équipes de recherches dans le but d'améliorer la lisibilité des images.

## B Les mesures multi-énergies pour la quantification de grandeurs physiques.

À travers le chapitre I, nous avons montré, par une approche théorique, que des mesures effectuées à des énergies différentes possèdent un contenu informationnel différent. Cela a par ailleurs été illustré dans la section précédente de ce chapitre par la présentation d'images acquises à des énergies différentes : les structures pouvant être visualisées diffèrent en fonction de l'énergie d'acquisition.

Dans cette section, l'approche par quantification permet d'utiliser l'information multi-énergies issue d'un matériau inconnu afin d'obtenir une mesure quantitative qui est représentative du matériau. La nature de cette mesure dépend alors de la méthode de quantification utilisée.

### B.1 Décomposition en effets Photoélectrique et Compton

La première méthode quantitative en bi-énergie a été développée par Alvarez and Macovski [1976] en 1976. Dans leur approche, Alvarez and Macovski [1976] expliquent que l'ensemble des interactions entre un faisceau de rayons X et un matériau est principalement composé de l'effet photoélectrique et de l'effet de diffusion Compton. Ils émettent alors l'hypothèse, de façon empirique, que le coefficient d'atténuation linéique (qui est une quantité représentative des interactions rayonnement-matière) d'un matériau de masse volumique  $\rho$  et de numéro atomique  $Z$  peut être décomposé linéairement en la somme d'une fonction traduisant l'effet photoélectrique ( $f_{P.E}$ ) et d'une fonction traduisant l'effet de diffusion Compton ( $f_{Compton}$ ). Chacune de ces deux fonctions est pondérée par un coefficient respectif  $a_{P.E}(\rho, Z)$  et  $a_{Compton}(\rho, Z)$  caractéristique du matériau.

$$\mu(\rho, Z, E) = a_{P.E}(\rho, Z) \cdot f_{P.E}(E) + a_{Compton}(\rho, Z) \cdot f_{Compton}(E) \quad (\text{II.1})$$

Pour un matériau unique d'épaisseur  $\ell$ , le coefficient d'atténuation en fonction

de l'énergie  $\mu(E, \rho, Z) \times \ell$ , noté  $Att(E, \rho, Z, \ell)$  dans le Chapitre I, peut s'exprimer comme :

$$\mu(\rho, Z, E) \times \ell = A_{P.E}(\rho, Z, \ell) \cdot f_{P.E}(E) + A_{Compton}(\rho, Z, \ell) \cdot f_{Compton}(E) \quad (\text{II.2})$$

Avec :

$$A_{P.E}(\rho, Z, \ell) = a_{P.E}(\rho, Z) \times \ell \quad (\text{II.3})$$

$$A_{Compton}(\rho, Z, \ell) = a_{Compton}(\rho, Z) \times \ell \quad (\text{II.4})$$

Les coefficients  $A_{P.E}$  et  $A_{Compton}$  ne sont dépendants que des caractéristiques du matériau et *quantifient les effets photoélectriques et Compton* qui sont impliqués dans les interactions entre le faisceau de rayons X et le matériau d'intérêt de caractéristiques  $(\rho, Z, \ell)$ . Les fonctions  $f_{P.E}(E)$  et  $f_{Compton}(E)$  sont définies par [Alvarez and Macovski \[1976\]](#) par les modèles permettant de décrire respectivement les effets photoélectrique et Compton (équations II.5 et II.6).

$$f_{P.E}(E) = \frac{1}{E^3} \quad (\text{II.5})$$

$$f_{Compton}(\alpha) = \frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left[ \frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1 + 2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \ln(1 + 2\alpha) - \frac{(1 + 3\alpha)}{(1 + 2\alpha)^2} \quad (\text{II.6})$$

La fonction  $f_{Compton}(\alpha)$  est représentée par la fonction de *Klein-Nishina* pour laquelle  $\alpha = \frac{E}{510 - 975keV}$ , comme définie par [Alvarez and Macovski \[1976\]](#).

Le calcul des coefficients d'atténuation pour deux monoénergies distinctes,  $E_1$  et  $E_2$ , conduit à un système de deux équations à deux inconnues (II.7).

$$\begin{cases} Att(E_1, \rho, Z, \ell) = A_{P.E}(\rho, Z, \ell) \cdot f_{P.E}(E_1) + A_{Compton}(\rho, Z, \ell) \cdot f_{Compton}(E_1) \\ Att(E_2, \rho, Z, \ell) = A_{P.E}(\rho, Z, \ell) \cdot f_{P.E}(E_2) + A_{Compton}(\rho, Z, \ell) \cdot f_{Compton}(E_2) \end{cases} \quad (\text{II.7})$$

La résolution d'un tel système est triviale si celui-ci est bien conditionné. Les coefficients  $A_{P.E}$  et  $A_{Compton}$  peuvent alors être déterminés.

Pour généraliser cette approche à un ensemble de matériaux superposés d'épaisseurs discrètes respectives  $\ell_i$ , l'équation II.2 peut s'écrire :

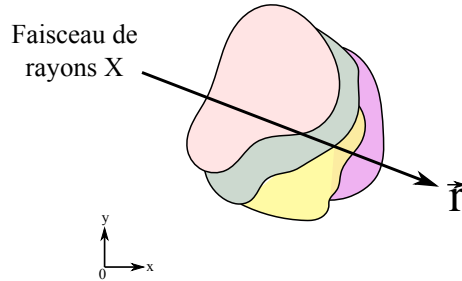


FIGURE II.9 – Illustration de la traversée de plusieurs matériaux superposés par un faisceau de rayons X selon le rayon d'incidence  $\vec{r}$ .

$$\sum_i Att(E, \rho_i, Z_i, \ell_i) = \sum_i \mu_i(\rho_i, Z_i, E)\ell_i = f_{P.E}(E) \times \sum_i a_{P.E}(\rho_i, Z_i)\ell_i + f_{Compton}(E) \times \sum_i a_{Compton}(\rho_i, Z_i)\ell_i \quad (\text{II.8})$$

La généralisation de cette équation à un ensemble de matériaux dont la composition évolue de façon continue est exprimée dans l'équation II.9 où  $\vec{r}$  représente le vecteur traduisant le *rayon d'incidence* des photons dans les matériaux (figure II.9). Ainsi, la mesure d'atténuation effectuée à l'issue de la traversée de cet ensemble de matériaux superposés correspond à l'intégrale des coefficients d'atténuation linéique le long de la direction  $\vec{r}$ , par pas d'intégration  $dl$ .

$$\int \mu(\rho(\vec{r}, \ell), Z(\vec{r}, \ell), E) dl = A_{P.E}(\rho(\vec{r}), Z(\vec{r})) \cdot f_{P.E}(E) + A_{Compton}(\rho(\vec{r}), Z(\vec{r})) \cdot f_{Compton}(E) \quad (\text{II.9})$$

Avec :

$$A_{P.E}(\rho(\vec{r}), Z(\vec{r})) = \int a_{P.E}(\rho(\vec{r}, \ell), Z(\vec{r}, \ell)) dl \quad (\text{II.10})$$

$$A_{Compton}(\rho(\vec{r}), Z(\vec{r})) = \int a_{Compton}(\rho(\vec{r}, \ell), Z(\vec{r}, \ell)) dl \quad (\text{II.11})$$

La détermination, par deux mesures monoénergétiques distinctes, des coefficients d'atténuation des matériaux superposés conduit à un système de deux équations à deux inconnues, similaire à celui déterminé dans l'équation II.7. Une inversion du système permet (si celui-ci est bien conditionné) de déterminer les coefficients  $A_{P.E}$  et  $A_{Compton}$  représentatifs de l'ensemble des matériaux traversés.

En considérant les protocoles présentés dans le chapitre I pour l'obtention de mesures multi-énergies, nous avons conscience de la difficulté d'effectuer des mesures de spectres à deux monoénergies distinctes. En effet, les mesures multi-énergies sont généralement acquises sur une gamme d'énergie. Les mesures correspondantes sont exprimées dans les équations II.12 et II.13.

Mesure en intégration d'énergie :

$$\mathcal{M} = \int_{E=0}^{E_{Spmax}} N_0(E).E.exp \left[ - A_{P.E}(\rho(\vec{r}), Z(\vec{r})) \times f_{P.E}(E) - A_{Compton}(\rho(\vec{r}), Z(\vec{r})) \times f_{Compton}(E) \right] dE \quad (II.12)$$

Où  $E_{Spmax}$  représente l'énergie maximale du spectre.

Mesure en comptage :

$$Sp = \int_{E=Emin}^{Emax} N_0(E).exp \left[ - A_{P.E}(\rho(\vec{r}), Z(\vec{r})) \times f_{P.E}(E) - A_{Compton}(\rho(\vec{r}), Z(\vec{r})) \times f_{Compton}(E) \right] dE \quad (II.13)$$

Où le compteur est défini sur les bornes d'énergies  $[E_{min}; E_{max}]$ .

Alvarez and Macovski [1976], qui se placent dans une approche à deux énergies, proposent de définir les coefficients  $A_{P.E}$  et  $A_{Compton}$  par un polynôme de degré 3 dépendant des coefficients d'atténuation  $Att_1$  et  $Att_2$  déterminés sur deux gammes d'énergies différentes. De cette façon, les coefficients d'atténuation mesurés  $Att_1$  et  $Att_2$  peuvent alors s'exprimer comme :

$$\begin{cases} Att_1 = b_0 + b_1 A_{P.E} + b_2 A_C + b_3 A_{P.E}^2 + b_4 A_C^2 \\ \quad \quad \quad \quad \quad \quad + b_5 A_{P.E} A_C + b_6 A_{P.E}^3 + b_7 A_C^3 \\ Att_2 = c_0 + c_1 A_{P.E} + c_2 A_C + c_3 A_{P.E}^2 + c_4 A_C^2 \\ \quad \quad \quad \quad \quad \quad + c_5 A_{P.E} A_C + c_6 A_{P.E}^3 + c_7 A_C^3 \end{cases} \quad (II.14)$$

Où  $A_{P.E}$  et  $A_C$  réfèrent respectivement aux coefficients  $A_{P.E}(\rho(\vec{r}), Z(\vec{r}))$  et  $A_{Compton}(\rho(\vec{r}), Z(\vec{r}))$ .

Les coefficients réels  $b_{i=[0 \text{ à } 7]}$  et  $c_{i=[0 \text{ à } 7]}$  sont déterminés par des mesures d'éta-  
lonnage pour des valeurs arbitraires de  $A_{P.E}$  et  $A_{Compton}$ . L'intérêt de cette méthode réside alors dans le fait que les coefficients  $b_i$  et  $c_i$  étant indépendants du rayon d'incidence  $\vec{r}$ , ils peuvent être utilisés pour déterminer les coefficients  $A_{P.E}$  et  $A_{Compton}$  de matériaux inconnus à partir des mesures acquises sur les deux gammes

d'énergies. Une méthode telle que les moindres carrés peut être utilisée à cet effet. Cependant, si les gammes d'énergies utilisées pour les mesures viennent à changer, les coefficients  $b_i$  et  $c_i$  devront être de nouveau déterminés.

Ainsi, les méthodes proposées par Alvarez and Macovski [1976] permettent de quantifier les effets photoélectriques et Compton ayant lieu lors de l'interaction des rayons X avec les matériaux. Il est alors possible, d'un point de vue théorique, de déterminer les deux images respectives qui correspondent aux interactions photoélectrique et aux interactions de diffusion Compton à partir des images multi-énergies acquises.

Cependant, Alvarez and Macovski [1976] estiment qu'avec cette méthode de décomposition, le rapport Signal à Bruit (SNR) des images décomposées est plus faible que celui de chacune des images initiales. Afin de minimiser l'amplification du bruit causé par la décomposition, il est alors nécessaire d'optimiser différents paramètres comme la réponse du détecteur, le choix des seuils des fenêtres de comptage pour les détecteurs en comptage, ou encore la séparabilité des spectres pour les détecteurs en intégration d'énergie.

## B.2 Décomposition en base de deux matériaux

La méthode de décomposition est reprise par Brody et al. [1981] qui émettent l'hypothèse que le coefficient d'atténuation linéique d'un matériau quelconque peut être modélisé par la somme des fonctions d'atténuation de deux matériaux aux propriétés proches (II.15).

$$\mu(E, \rho, Z) = a_1(\rho, Z) \cdot \mu_1(E, \rho_1, Z_1) + a_2(\rho, Z) \cdot \mu_2(E, \rho_2, Z_2) \quad (\text{II.15})$$

La généralisation de cette équation pour un ensemble de matériaux superposés est donnée dans l'équation II.16.

$$\int \mu(\rho(\vec{r}, \ell), Z(\vec{r}, \ell), E) dl = A_1(\rho(\vec{r}), Z(\vec{r})) \cdot \mu_1(\rho_1, Z_1, E) + A_2(\rho(\vec{r}), Z(\vec{r})) \cdot \mu_2(\rho_2, Z_2, E) \quad (\text{II.16})$$

Avec :

$$A_1(\rho(\vec{r}), Z(\vec{r})) = \int a_1(\rho(\vec{r}, \ell), Z(\vec{r}, \ell)) dl \quad (\text{II.17})$$

$$A_2(\rho(\vec{r}), Z(\vec{r})) = \int a_2(\rho(\vec{r}, \ell), Z(\vec{r}, \ell)) dl \quad (\text{II.18})$$

Les coefficients  $A_1$  et  $A_2$  représentent alors les *épaisseurs équivalentes* de matériaux 1 et 2, et ils sont à déterminer pour des matériaux inconnus. L'utilisation de

---

deux mesures monoénergétiques permet de résoudre simplement ce système s'il est bien conditionné. Mais comme en général les mesures sont acquises sur deux gammes d'énergies, les coefficients  $A_1$  et  $A_2$  sont modélisés par deux polynômes dont le degré est choisi par l'utilisateur. Les coefficients  $b_i$  et  $c_i$  décrivant ces polynômes doivent alors être déterminés par étalonnage. Après avoir choisi la nature des matériaux pour la décomposition, des mesures multi-énergies sont effectuées avec ceux-ci pour des combinaisons d'épaisseurs variables. La connaissance a priori des épaisseurs de matériaux, et l'utilisation d'une méthode des moindres carrés permettent alors de déterminer les coefficients  $b_i$  et  $c_i$ .

De cette façon, à partir des mesures multi-énergies d'un matériau inconnu, il est possible de déterminer les épaisseurs équivalentes de matériaux  $A_1$  et  $A_2$  correspondantes.

Brody et al. [1981] proposent l'utilisation d'une base de matériaux de décomposition dont les caractéristiques sont proches de celle des tissus humains : de l'aluminium pour représenter les os, et de l'eau pour les tissus mous. Les mesures multi-énergies sont obtenues en utilisant une double exposition et un détecteur en intégration d'énergie. À partir des deux images d'atténuation mesurées, deux images pondérées respectivement en épaisseurs équivalentes d'os et de tissus mous sont obtenues. Brody et al. [1981] réalisent cette décomposition sur un ensemble d'images d'atténuation d'un chien vivant (figure II.10) ; mais ils soulignent que la décomposition ne permet pas la disparition totale des tissus sur l'image pondérée en os, et inversement : des artefacts subsistent. Ils évoquent la possibilité que cela soit lié aux mouvements du chien entre les acquisitions à 70 kV et 140 kV.

Dans ce procédé, outre l'obtention d'images dans lesquelles le signal d'une structure peut être supprimé, une *quantification des épaisseurs équivalentes de matériaux de décomposition* est obtenue pour les structures d'intérêts.

### B.3 Décomposition en base de plus de deux matériaux pour l'imagerie en raie K

L'apparition des méthodes de décomposition en base de matériaux permet d'étendre le principe de décomposition en une somme de trois matériaux équivalents, dont un représente le produit de contraste. De ce fait, un coefficient d'atténuation linéique quelconque peut être exprimé sous la forme suivante :

$$\mu(E, \rho, Z) = a_1(\rho, Z) \cdot \mu_1(E, \rho_1, Z_1) + a_2(\rho, Z) \cdot \mu_2(E, \rho_2, Z_2) + a_3(\rho, Z) \cdot \mu_3(E, \rho_3, Z_3) \quad (\text{II.19})$$

Sur le même principe que pour une décomposition en base de deux matériaux, les coefficients d'atténuation peuvent s'exprimer sous la forme suivante :

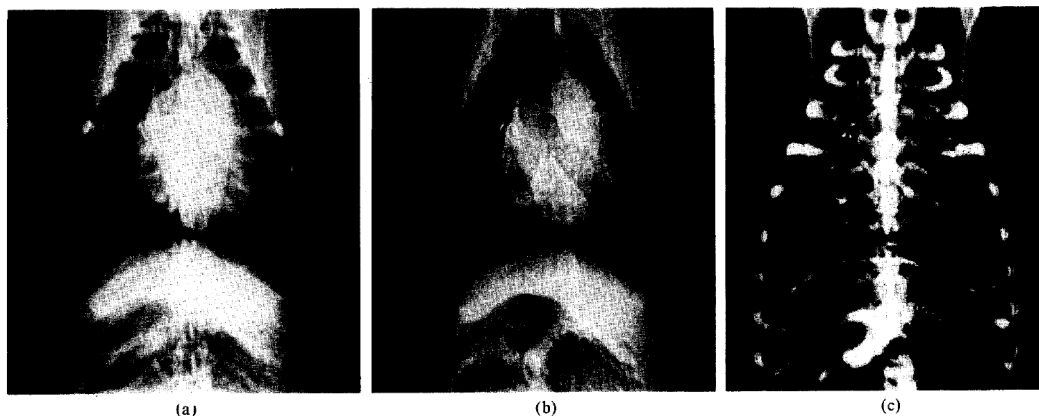


FIGURE II.10 – Images extraites des travaux de Brody et al. [1981]. Radiographie d'un chien vivant par technique d'expositions successives aux rayons X (à 70 et 140 kV) avec un unique détecteur en intégration d'énergie. (a) Image brute obtenue pour une tension de 70 kV. (b) Image de tissus mous équivalents. (c) Image de tissus osseux équivalents.

$$\int \mu(\rho(\vec{r}, \ell), Z(\vec{r}, \ell), E) dl = A_1(\rho(\vec{r}), Z(\vec{r})) \cdot \mu_1(\rho_1, Z_1, E) \\ + A_2(\rho(\vec{r}), Z(\vec{r})) \cdot \mu_2(\rho_2, Z_2, E) \\ + A_3(\rho(\vec{r}), Z(\vec{r})) \cdot \mu_3(\rho_3, Z_3, E) \quad (\text{II.20})$$

Avec :

$$A_1(\rho(\vec{r}), Z(\vec{r})) = \int a_1(\rho(\vec{r}, \ell), Z(\vec{r}, \ell)) dl \quad (\text{II.21})$$

$$A_2(\rho(\vec{r}), Z(\vec{r})) = \int a_2(\rho(\vec{r}, \ell), Z(\vec{r}, \ell)) dl \quad (\text{II.22})$$

$$A_3(\rho(\vec{r}), Z(\vec{r})) = \int a_3(\rho(\vec{r}, \ell), Z(\vec{r}, \ell)) dl \quad (\text{II.23})$$

Une décomposition en base de trois matériaux nécessite des mesures multi-énergies réalisées sur au moins trois gammes d'énergie différentes. Selon le même procédé que pour une décomposition en base de deux matériaux, la détermination des épaisseurs équivalentes de matériaux 1, 2 et 3 est effectuée par l'utilisation de polynômes dont le degré est choisi par l'utilisateur.

Une quantification des matériaux de décomposition est ainsi obtenue. Or, comme le troisième matériau de décomposition correspond au produit de contraste, cette méthode présente deux avantages :

- Obtenir une image supplémentaire constituée des structures contenant le produit de contraste.
- Quantifier la teneur en produit de contraste de chacun des pixels de l'image.

Il est intéressant de constater que Roessl and Proksa [2007] proposent une approche d'imagerie en raies K dans le cadre du scanner tomographique multi-énergies, avec une décomposition de la fonction d'atténuation en base de trois coefficients : l'effet Photoélectrique, l'effet Compton, et le produit de contraste (Gadolinium). Les coefficients de la base n'ont donc pas tous la même signification physique. Les images résultant de cette étude en simulation sont présentées dans la figure II.11.

L'utilisation de cette méthode de décomposition permet d'améliorer le contraste

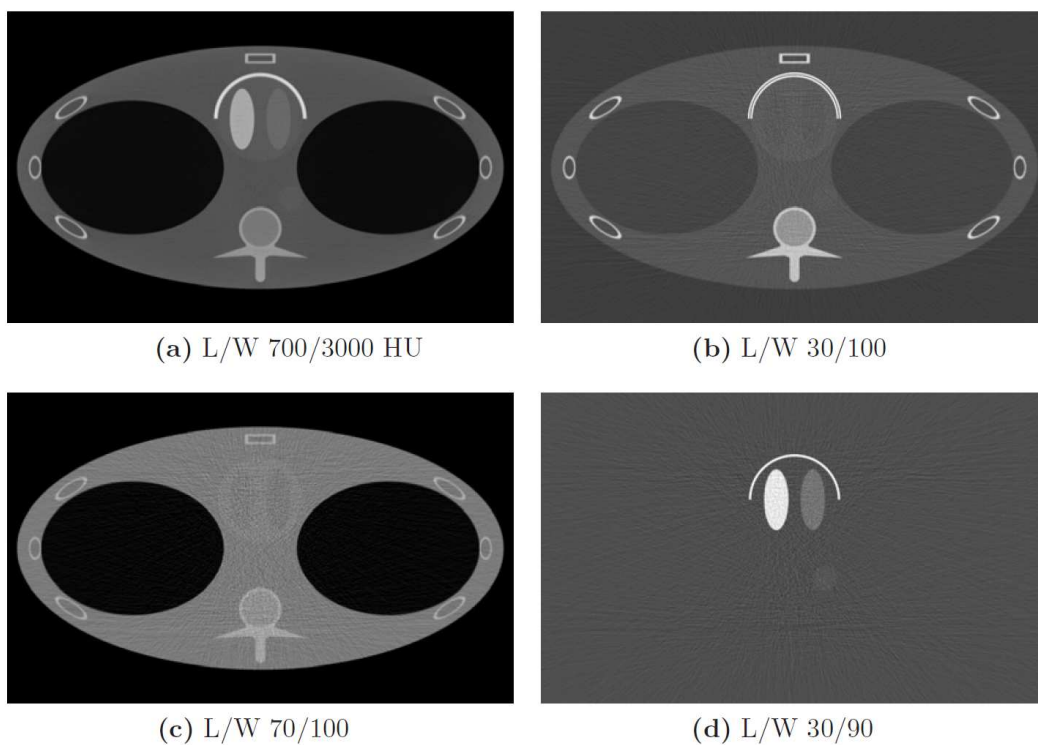


FIGURE II.11 – Images d'atténuation reconstruites d'un fantôme de simulation issues des travaux de Roessl and Proksa [2007]. (a) Reconstruction classique du fantôme. (b) Reconstruction de l'image équivalente correspondant à l'effet photoélectrique. (c) Reconstruction de l'image équivalente correspondant à l'effet Compton. (d) Reconstruction de l'image équivalente correspondant au matériau de contraste (Gadolinium). Les paramètres des fenêtres de visualisation (Seuils inférieurs (L) et largeur (W) en unité Hounsfield) qui sont utilisés sont indiqués pour chacune des images.



des structures contenant du produit de contraste.

Pour aller plus loin, [Schlomka et al. \[2008\]](#) ont proposé une décomposition en base de quatre coefficients : l'effet Photoélectrique, l'effet Compton, un premier produit de contraste (l'Iode), et un second produit de contraste (le Gadolinium). L'utilisation de mesures multi-énergies sur au moins quatre gammes d'énergies, permet de quantifier deux produits de contraste simultanément en un unique protocole médical. Dans la figure II.12, on peut observer les images expérimentales obtenues par ces auteurs avec une approche de quantification en tomographie.

Malgré les artefacts d'image liés à l'étape de reconstruction (qui est une étape nécessaire à l'obtention d'images tomographiques), l'approche de décomposition permet d'obtenir des images distinctes dans lesquelles le contraste d'image lié à chacun des produits est amélioré. Les structures rehaussées en contraste ne sont pas les mêmes en fonction de leur concentration en produit de contraste.

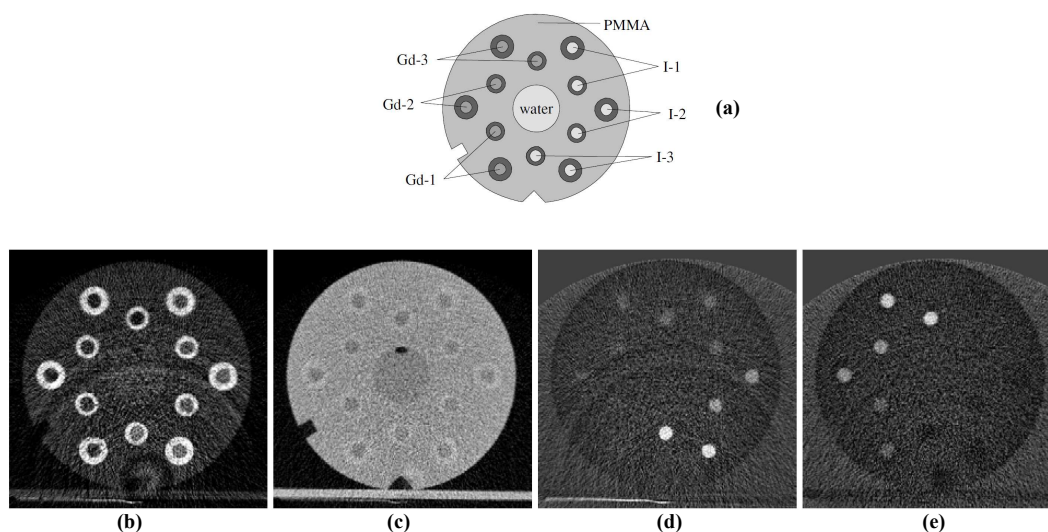


FIGURE II.12 – Figures expérimentales extraites des travaux de [Schlomka et al. \[2008\]](#). (a) Illustration du fantôme utilisé. Les inserts pointés par les indices I et Gd sont constitués respectivement d'Iode et de Gadolinium et les indices 1, 2 et 3 font état des concentrations de produit de contraste dans l'insert correspondant tel que 1 (faible concentration) < 2 (moyenne concentration) < 3 (haute concentration). (b) Reconstruction de l'image équivalente correspondant à l'effet photoélectrique. (c) Reconstruction de l'image équivalente correspondant à l'effet Compton. (d) Reconstruction de l'image équivalente correspondant au matériau Iode. (e) Reconstruction de l'image équivalente correspondant au matériau Gadolinium.

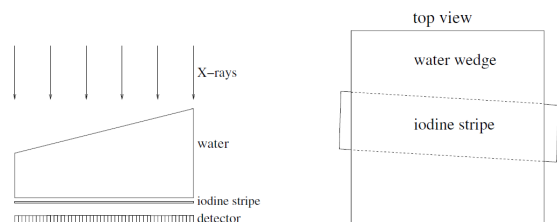


Fig. 2. Side (left) and top view (right) of the simulated setup (setup no. 1). The thickness of the water wedge ranges from 6 cm to 12 cm. The tilted iodine strip underneath is 10  $\mu\text{m}$  thick.

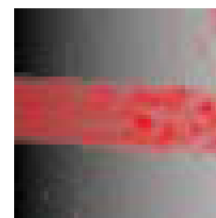


Fig. 9. Image fusion with improved method (data from simulation case 1): Again the iodine intensity equals to S, for V is an improved quantity used (see (6)). For noise suppression an additional sliding average filter has been applied to the iodine channel before fusion.

FIGURE II.13 – Figures de simulation extraites des travaux de [Firsching et al. \[2004\]](#). À gauche et au centre : Illustration de l'objet d'investigation. À droite : Image couleur obtenue après fusion des images décomposées.

[Firsching et al. \[2004\]](#) proposent une décomposition en base de trois matériaux, dont l'un est un produit de contraste. Ils utilisent des mesures multi-énergies acquises sur quatre bandes d'énergies. Or, le nombre d'inconnus étant inférieur aux nombres d'équations, une méthode d'ajustement par moindres carrés est proposée.

L'étape de quantification est intéressante dans l'approche de ces auteurs, puisqu'à partir des trois images obtenues suite à la décomposition, ils procèdent à une fusion des images en utilisant une échelle de couleur de type *HSV* (Hue, Saturation, Value) sur lesquelles le produit de contraste est coloré (figure II.13).

De cette façon, la quantification des matériaux permet d'obtenir des images colorées, dont l'intensité des couleurs varie en fonction de la concentration en produit de contraste.

Ainsi, à travers les méthodes de décomposition, nous avons tout d'abord présenté des méthodes de quantification qui permettent de déterminer les proportions d'effets photoélectriques et Compton mis en jeu dans les interactions entre un faisceau de rayons X et un objet d'intérêt. Puis, dans un second temps, nous avons présenté les méthodes de décomposition en base de deux, trois ou quatre coefficients différents choisis par l'utilisateur. Le choix de la base est donc très lié à l'application et aux choix de l'utilisateur.

Un matériau inconnu est donc décomposé selon une base constituée de différents coefficients, mais sa nature reste indéterminée : c'est ce qui marque la différence entre les méthodes de quantification et celles d'identification.

## C Les mesures multi-énergies pour l'identification de matériaux.

À partir d'un ensemble de mesures multi-énergies, le procédé d'identification consiste à déterminer la nature des matériaux ayant interagi avec le faisceau de rayons X. Deux types de méthodes d'identification sont présentées indifféremment en radiographie ou en imagerie tomographique : l'identification de matériaux à partir de mesure de quantification de grandeurs physiques, et l'identification de matériaux sans quantification préalable.

### C.1 L'identification à partir de la quantification de grandeurs physiques.

Cette méthode est issue des travaux de [Lehmann et al. \[1981\]](#) qui, à travers une approche de quantification, proposent d'effectuer de l'identification de matériaux.

Dans la méthode de quantification, une décomposition en base de deux matériaux équivalents est effectuée. À partir d'un modèle physique, [Lehmann et al. \[1981\]](#) montrent que pour un matériau inconnu, le rapport des épaisseurs équivalentes de matériaux de la base ( $A_2/A_1$ ), définit un angle  $\Phi$  dans le plan  $(A_1, A_2)$  qui dépend du numéro atomique effectif,  $Z_{\text{eff}}$  du matériau inconnu. De plus, ils montrent que la distance entre l'origine du plan et le point de coordonnées  $(A_1, A_2)$  d'un matériau inconnu est proportionnel à l'épaisseur de celui-ci (figure II.14).

Ainsi, tout matériau peut être décrit dans ce plan de façon unique. *L'identification d'un matériau inconnu* est ainsi possible par comparaison avec des données d'étalonnage.

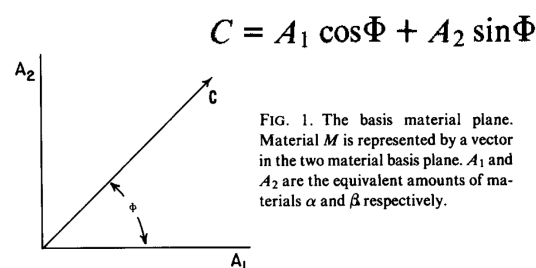


FIGURE II.14 – Illustration du plan de projection  $(A_1, A_2)$  issue des travaux de [Lehmann et al. \[1981\]](#). Pour une mesure des coefficients d'atténuations d'un matériau d'intérêt sur deux bandes d'énergies distinctes, un vecteur  $\vec{C}$  est défini. La norme de ce vecteur est dépendante de l'épaisseur du matériau d'investigation, et l'angle  $\Phi$  de son numéro atomique efficace.

Matériau	Masse Volumique $\rho$ ( $g.cm^{-3}$ )	Numéro Atomique Effectif ( $Z_{eff}$ )
Polyethylene (PE)	0.93	5.53
PolyOxyMethylene (POM)	1.42	7.03
Acrylonitrile Butadiene Styrene (ABS)	-	-
PolyTetraFluoroEthylene (PTFE)	2.25	8.48
Verre	-	-
Aluminium (Al)	2.70	13.0
PolyChlorure de Vinyle (PVC)	1.41	14.26
Fer (Fe)	7.87	26.0
Cuivre (Cu)	8.96	29.0
PolyMethyl MethAcrylate (PMMA)	1.19	6.56

FIGURE II.15 – Masse volumique et Numéro Atomique Effectif extraits du logiciel XMudat (Nowotny [1998]), en utilisant les travaux de Boone and Chavez [1996], pour l'ensemble des matériaux utilisés par MaitreJean et al. [1998a]. À titre informatif, nous y avons ajouté les données du matériau PolyMethyl MethAcrylate (PMMA). Cependant, les données concernant l'ABS et le verre n'ont pas été déterminées.

## C.2 Identification sans étape de quantification préalable.

Les travaux de MaitreJean et al. [1998a] constituent une approche originale pour l'identification de matériaux. Cette méthode se décompose en plusieurs étapes, et a été développée pour des applications d'identification en sécurité.

Tout d'abord, des matériaux de nature connue sont sélectionnés afin de représenter un large éventail de numéros atomiques  $Z$ . Les matériaux sélectionnés par ces auteurs sont le Polyethylene (PE), le PolyOxyMethylene (POM), l'Acrylonitrile Butadiene Styrene (ABS), le PolyTetraFluoroEthylene (PTFE), le Verre, l'Aluminium (Al), le PolyChlorure de Vinyle (PVC), le Fer (Fe), et le Cuivre (Cu). A titre d'information pour le lecteur, les densités et numéro atomique des matériaux sont présentés sous forme de tableau dans la figure II.15.

Pour des épaisseurs connues de ces matériaux, les coefficients d'atténuation massique sont mesurés à plusieurs énergies (protocole décrit dans MaitreJean et al. [1998b]) et une base de données contenant les coefficients d'atténuation massique  $\frac{\mu(E,\rho,Z)}{\rho}$  de ces matériaux est constituée (équation II.24 où  $\mu_{mat}(E)$  représente  $\mu(E,\rho_{mat},Z_{mat})$ ).

$$\begin{bmatrix} \frac{\mu_{pe}(E_1)}{\rho_{pe}} & \frac{\mu_{pom}(E_1)}{\rho_{pom}} & \dots & \frac{\mu_{cu}(E_1)}{\rho_{cu}} \\ \frac{\mu_{pe}(E_2)}{\rho_{pe}} & \frac{\mu_{pom}(E_2)}{\rho_{pom}} & \dots & \frac{\mu_{cu}(E_2)}{\rho_{cu}} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ \frac{\mu_{pe}(E_N)}{\rho_{pe}} & \frac{\mu_{pom}(E_N)}{\rho_{pom}} & \dots & \frac{\mu_{cu}(E_N)}{\rho_{cu}} \end{bmatrix} \quad (\text{II.24})$$

Une méthode statistique d'ACP (Analyse en Composante Principale) est alors utilisée sur les coefficients d'atténuation massique, afin de déterminer les composantes principales qui sont représentatives de cet ensemble de matériaux : une réduction des données est ainsi effectuée. [MaitreJean et al. \[1998a\]](#) montrent que les valeurs propres associées à chacune des composantes principales diminuent très rapidement. Les trois premières composantes principales sont conservées, et nommées *vecteurs*  $\vec{\text{Eff}}$ . Elles sont donc définies sur le même nombre d'énergies que le sont les coefficients d'atténuation massique : ces vecteurs peuvent ainsi être vus comme des fonctions de l'énergie  $\text{Eff}(E)$ .

La première composante possédant la valeur propre la plus grande, les auteurs estiment qu'elle représente la proportion d'effet photoélectrique. C'est en effet le processus qui apparaît comme majoritaire aux énergies considérées. Viennent ensuite, par ordre d'importance, les effets de diffusion Compton et ceux de diffusion Rayleigh qui sont associés aux deuxième et troisième composantes principales. Ces trois premières composantes principales,  $\text{Eff}_1(E)$ ,  $\text{Eff}_2(E)$ , et  $\text{Eff}_3(E)$  sont donc représentatives de l'effet photoélectrique, de la diffusion Compton, et de la diffusion Rayleigh (figure II.16).

Les auteurs estiment alors que les coefficients d'atténuation de tout matériau peuvent s'exprimer comme une combinaison linéaire de ces trois composantes principales  $\vec{\text{Eff}}$ . Pour cela, il est nécessaire de les pondérer par des coefficients  $\alpha$  qui sont caractéristiques des coefficients d'atténuation  $\text{Att}(E, \rho, Z, \ell)$  mesurés.

$$\text{Att}(E, \rho, Z, \ell) = \alpha_1.\text{Eff}_1(E) + \alpha_2.\text{Eff}_2(E) + \alpha_3.\text{Eff}_3(E) \quad (\text{II.25})$$

Cette équation peut s'exprimer sous forme vectorielle telle que :

$$\vec{\text{Att}}(\rho, Z, \ell) = \alpha_1.\vec{\text{Eff}}_1 + \alpha_2.\vec{\text{Eff}}_2 + \alpha_3.\vec{\text{Eff}}_3 \quad (\text{II.26})$$

Les composantes principales  $\vec{\text{Eff}}$  possédant la propriété d'être orthogonales entre elles, le produit scalaire de deux composantes principales différentes est nul. Cette

---

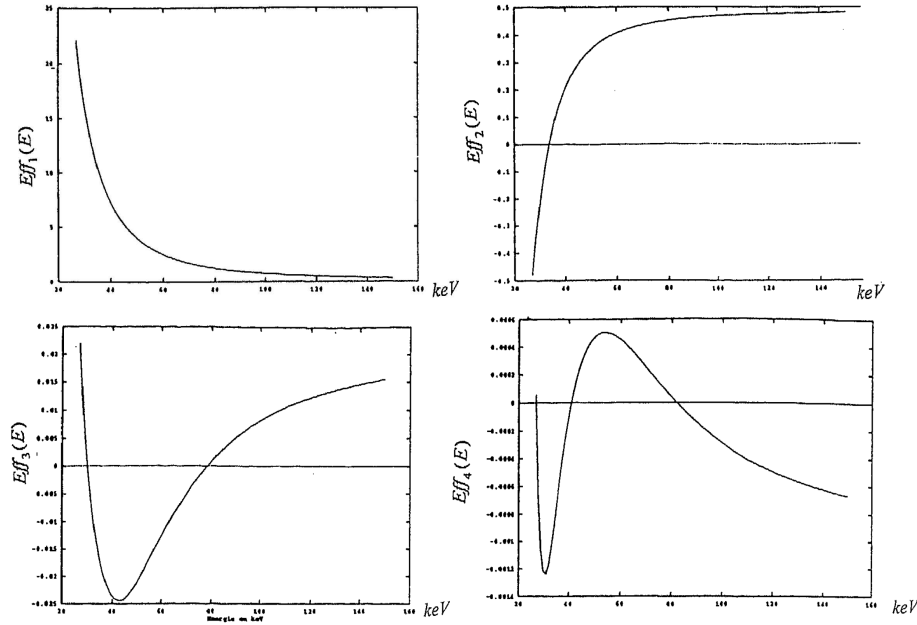


FIGURE II.16 – Composantes principales  $\text{Eff}(E)$  déterminées à partir de données expérimentales par [MaitreJean et al. \[1998a\]](#).

propriété permet de déterminer les coefficients  $\alpha$  d'un matériau inconnu selon l'équation II.27.

$$\begin{aligned} \vec{\text{Eff}}_i \cdot \vec{\text{Att}}(\rho, Z, \ell) &= \alpha_i \cdot \vec{\text{Eff}}_i \cdot \vec{\text{Eff}}_i \\ \alpha_i &= \frac{\vec{\text{Eff}}_i \cdot \vec{\text{Att}}(\rho, Z, \ell)}{\|\vec{\text{Eff}}_i\|^2} \end{aligned} \quad (\text{II.27})$$

Un matériau peut donc être caractérisé de façon unique par ses coefficients  $\alpha_i$ , et à ce titre, [MaitreJean et al. \[1998a\]](#) représentent les coefficients d'atténuation de plusieurs matériaux d'intérêt dans un plan  $(\frac{\alpha_2}{\alpha_1}; \frac{\alpha_3}{\alpha_1})$  (figure II.17). L'incertitude sur la valeur des coefficients, et donc des rapports exprimés, est induite par le bruit photonique.

Ainsi, les fonctions composantes principales, qui ont été déterminées à partir d'un large éventail de matériaux, sont utilisées pour caractériser des matériaux inconnus en déterminant leurs coefficients caractéristiques  $\alpha$ . La méthode développée par ces auteurs définit un plan dans lequel les matériaux sont placés indépendamment de leur épaisseur. Un procédé d'identification pour un matériau inconnu peut

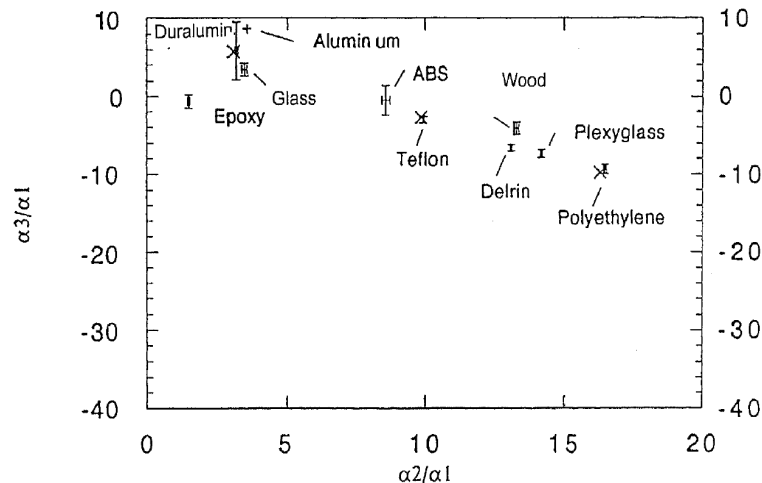


FIGURE II.17 – Plan  $(\frac{\alpha_2}{\alpha_1}; \frac{\alpha_3}{\alpha_1})$  regroupant divers matériaux d'intérêts déterminé à partir de données expérimentales. Extrait des travaux de [MaitreJean et al. \[1998a\]](#). L'incertitude (liée au bruit photonique) sur la valeur des ratios est représentée par une barre d'erreur dans chacune des dimensions.

alors être conduit par comparaison avec une base de données d'étalonnage.

Cette méthode d'identification est intéressante, mais le choix des matériaux à utiliser pour la détermination des composantes principales reste empirique. De même, le lien entre les effets physiques d'interaction et les composantes principales n'est pas réellement justifié.

Par contre, cette méthode présente une grande facilité d'utilisation puisque les composantes principales ne sont déterminées qu'une seule fois. Le calcul des coefficients  $\alpha$  apparaît alors comme une étape de calcul rapide et permet de caractériser un matériau très simplement. De plus, la méthode apparaît robuste puisqu'elle peut être utilisée quel que soit le nombre de mesures multi-énergies acquises.

En utilisant une approche différente, [Carmi et al. \[2008\]](#) proposent un procédé d'identification post-reconstruction en deux étapes dans le cadre d'une approche tomographique multi-énergies.

Dans un premier temps, un fantôme d'étalonnage contenant différents matériaux d'intérêt sous forme d'inserts est imagé (figure II.18) en utilisant un détecteur en comptage multi-énergies. Une reconstruction des données est effectuée pour chacune des mesures réalisées dans les différents compteurs : autant d'images reconstruites que de compteurs sont obtenues. Sur les images, une région d'intérêt est sélectionnée pour chaque insert et la moyenne des valeurs de cette région permet de déterminer

le coefficient d'atténuation linéique moyen du matériau d'intérêt. L'utilisation des images aux différentes énergies permet d'obtenir, pour le même matériau, une mesure du coefficient d'atténuation linéique moyen en fonction de l'énergie  $\mu(E, \rho, Z)$ . De cette façon, une base de donnée des coefficients d'atténuation linéique est constituée pour divers matériaux.

Dans un second temps, pour un matériau inconnu, des mesures multi-énergies aux différents angles sont acquises et reconstruites pour chacune des gammes d'énergies. Considérant une coupe, chaque pixel peut être considéré comme un vecteur contenant les coefficients d'atténuation linéique à différentes énergies. Par une méthode de recherche d'écart minimum entre les valeurs d'atténuation linéique de ce pixel aux différentes énergies et les valeurs de la base de données, la nature du matériau inconnu est déterminée.

De cette façon, une identification des matériaux est menée pixel par pixel. Dans ces travaux, Carmi et al. [2008] utilisent un scanner tomographique doté de détecteurs en comptage permettant des mesures multi-énergies sur au maximum six compteurs. Les résultats d'identification sont présentés dans la figure II.19 et II.20.

Dans la figure II.19, Carmi et al. [2008] ont souhaité montrer que l'utilisation de six fenêtres de comptage (figure II.19-b) par rapport à seulement deux (figure II.19-a) permet d'améliorer l'identification de certaines zones. Mais, des problèmes de bulles d'air dans les échantillons sont présents et causent des difficultés d'identification. Pour résoudre cela, ils ont intégré le matériau "air" à la base de données lors de l'étape d'étalonnage. De cette façon, les bulles sont identifiées en tant que matériau air. Les résultats d'identification s'en trouvent alors améliorés (figure II.20). L'utilisation de six compteurs (figure II.20-a) permet de distinguer le matériau air des autres matériaux, alors que cela n'est pas possible avec l'utilisation de trois compteurs (figure II.20-b). Les meilleurs résultats d'identification sont donc obtenus par utilisation du plus grand nombre de compteurs disponibles.

Cette méthode d'identification peut être qualifiée de rapide et de simple à mettre en place, mais le nombre de reconstructions à effectuer peut représenter un temps de calcul important, surtout lorsque le nombre de compteurs est élevé. L'application de cette méthode doit donc dépendre des applications visées et des contraintes temporelles associées.

Les méthodes d'identification présentées dans cette sous-partie permettent de déterminer la nature d'un matériau inconnu à partir de mesures multi-énergies des coefficients d'atténuations, ou des coefficients d'atténuation linéique dans le cadre du scanner tomographique.



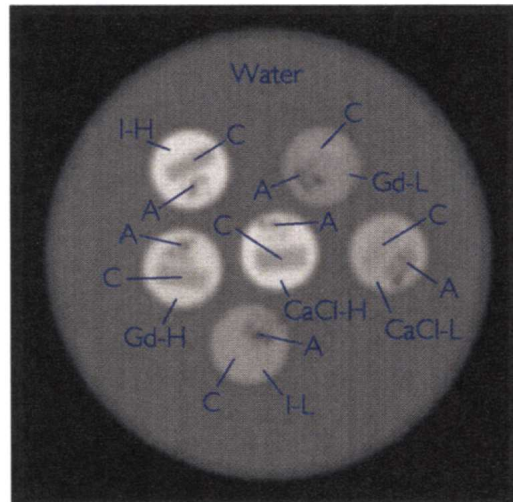


FIGURE II.18 – Fantôme expérimental utilisé par Carmi et al. [2008]. Il est constitué d'eau et contient différentes natures de matériaux : **(I)** Iode (agent de contraste), **(Gd)** Gadolinium (agent de contraste), **(CaCl)** Chlorure de Calcium (assimilable aux os), **(C)** Carbone (assimilable à des tissus mous denses), **(A)** Bulles d'air (présent dans la colonne vertébrale ou dans les poumons). Les indices *H* et *L* réfèrent respectivement aux fortes et faibles concentrations des solutions.

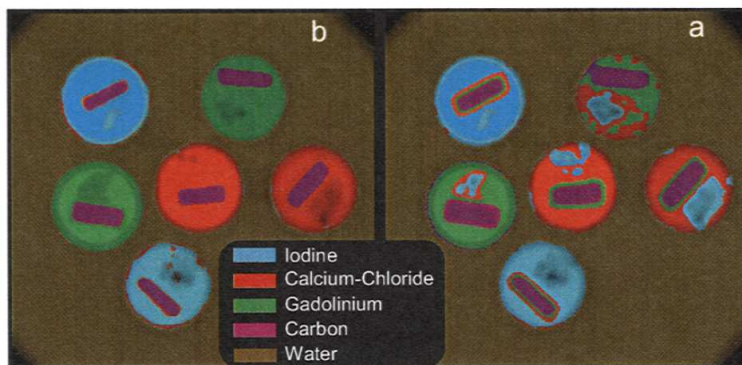


FIGURE II.19 – Résultats expérimentaux issus des travaux de Carmi et al. [2008] pour l'identification de matériaux. **(a)** Deux fenêtres d'énergie (25-46 keV) et (85-125 keV). Les deux bandes d'énergies sont très distinctes l'une de l'autre afin d'optimiser la séparation des matériaux (selon Carmi et al. [2008]). **(b)** Six fenêtres d'énergie : (25-46 keV), (46-54 keV), (54-65 keV), (65-75 keV), (75-85 keV), (85-125 keV).

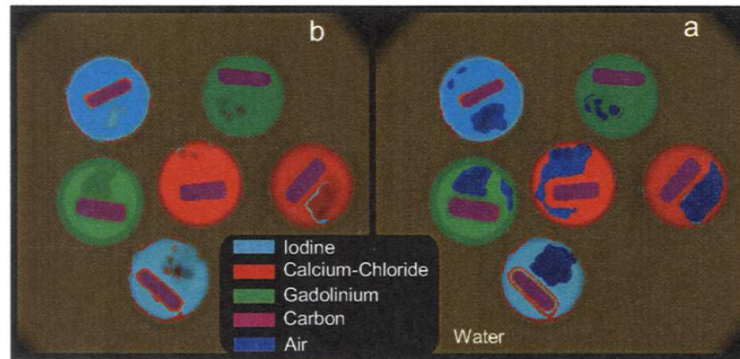


FIGURE II.20 – Résultats expérimentaux issus des travaux de Carmi et al. [2008] pour l'identification de matériaux. Le matériau "air" a été ajouté comme faisant partie des matériaux potentiellement présents. (a) Six fenêtres d'énergies : (25-46 keV), (46-54 keV), (54-65 keV), (65-75 keV), (75-85 keV), (85-125 keV) (b) Trois fenêtres d'énergie : (25-54 keV), (54-75 keV), (75-125 keV).

## D Conclusions du chapitre

Les méthodes d'exploitation des données multi-énergies obtenues par transmission sont des méthodes qui existent depuis déjà trente-cinq ans maintenant, les premiers travaux ayant été publiés dès 1976 (Alvarez and Macovski [1976]). Cependant, l'augmentation du nombre d'applications utilisant les mesures multi-énergies a permis de faire naître une grande variété de méthodes.

Pour ces raisons, nous avons fait le choix de les ordonner suivant trois grands thèmes majeurs : des mesures multi-énergies pour - l'amélioration de la qualité d'image - des mesures de quantification - l'identification de matériaux. Nous sommes conscients que l'ensemble des méthodes utilisant des mesures multi-énergies n'a pas pu être listé de façon exhaustive, mais les travaux présentés dans ce chapitre ont pour but d'illustrer et d'aider le lecteur à comprendre les différents types de méthodes existantes.

Dans le contexte de notre étude, nous avons apporté une attention particulière aux méthodes qui ont été développées pour l'identification de matériaux. Cependant, nous ne connaissons pas les méthodes actuellement utilisées à ces fins dans les systèmes commerciaux. En effet, pour des raisons de propriété intellectuelle nous n'avons pas d'information. Nous ne pouvons qu'émettre certaines hypothèses à partir des images visualisées (exemple dans la figure II.21). Tout d'abord, nous constatons que les images sont colorées pour améliorer la lisibilité. Pour une nature de matériau donnée, la couleur semble varier en fonction de la densité du matériau. Une quantification de cette grandeur semble donc être faite. De plus, les matériaux inorganiques apparaissent d'une couleur différente des matériaux organiques et mé-

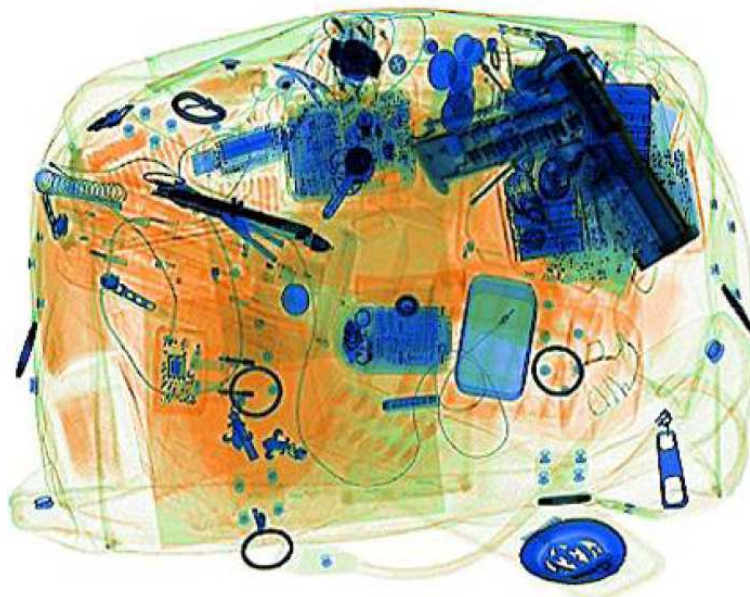


FIGURE II.21 – Radiographie d'un bagage issue des travaux de von Bastian et al. [2009]. Aucune information n'est donnée sur les conditions expérimentales d'acquisition.

talliques : une identification de la nature organique, inorganique ou métallique du matériau a donc lieu, et une couleur lui est affectée. Ces quelques éléments ne nous apportent cependant aucune information sur la méthode d'identification qui est utilisée.

À partir des méthodes d'identification présentées dans ce chapitre, nous remarquons que les méthodes nécessitent toutes la création préalable d'une base d'étalonnage. Les mesures effectuées dans un second temps sont alors comparées aux mesures d'étalonnage dans le but de réaliser l'identification. Cet étape apparaît donc indispensable à la mise en place d'un protocole d'identification de matériaux.

À côté de cet aspect, nous avons pu constater à travers le Chapitre I et le présent chapitre, que l'utilisation de mesures multi-énergies est intéressante pour caractériser un matériau. Cependant, la plupart des méthodes de traitement des données multi-énergies visent à réduire les données acquises en un nombre plus restreint de mesures (exemples avec les méthodes de décomposition, ou avec les méthodes statistiques de réduction de données comme l'ACP). Chacune des mesures aux différentes énergies n'est donc pas totalement exploitée.

Pour cette raison, nous avons développé une méthode d'identification de matériaux qui permet d'exploiter plus pleinement chacune des mesures effectuées aux différentes énergies. Cela fait l'objet du Chapitre III.

# Méthodes de traitement des données issues de mesures radiographiques multi-énergies

---

## Sommaire

---

<b>A</b>	<b>Contexte et contraintes de l'identification de matériaux dans le domaine de la sécurité (contrôle de bagages) . . . . .</b>	<b>71</b>
A.1	Introduction au contexte d'identification de matériaux dans les bagages . . . . .	71
A.2	Paramètres du générateur de rayons X, et géométrie du système d'acquisition . . . . .	74
A.3	Choix de la technologie de détection . . . . .	76
A.4	Contraintes temporelles associées à l'identification de matériaux	76
A.5	Enjeux de notre étude . . . . .	77
<b>B</b>	<b>Procédé d'identification de matériaux homogènes . . . . .</b>	<b>77</b>
B.1	Pré-traitement des données . . . . .	79
B.2	Construction d'une base d'étalonnage . . . . .	82
B.3	Étape d'identification d'un matériau inconnu . . . . .	87
<b>C</b>	<b>Procédés d'optimisation des détecteurs pour l'amélioration des performances d'identification . . . . .</b>	<b>97</b>
C.1	Critère d'optimisation dérivant du critère d'identification . . .	99
C.2	Critère d'optimisation utilisant le théorème de Cramér-Rao .	101
<b>D</b>	<b>Conclusions du chapitre . . . . .</b>	<b>109</b>

---

Dans les chapitres précédents, nous avons tout d'abord présenté les arguments qui permettent de justifier la réalisation de mesures de spectres à différentes énergies pour caractériser un matériau. Puis, nous avons étudié les procédés et méthodes permettant de parvenir à de telles mesures. Ensuite, à travers la présentation de différents travaux de recherche, un état de l'art sur l'exploitation des données multi-énergies a été présenté dans le Chapitre II.

Dans le présent chapitre, à travers la description des contraintes associées à la détection de matériaux explosifs dans les bagages, nous posons le contexte dans

---

lequel s'inscrit notre étude. Ensuite, les méthodes de traitement des données que nous avons développées pour l'identification de matériaux homogènes sont exposées. Pour terminer, nous présentons des méthodes d'optimisation des paramètres des détecteurs permettant l'amélioration des performances d'identification.

## A Contexte et contraintes de l'identification de matériaux dans le domaine de la sécurité (contrôle de bagages)

Dans cette partie, nous allons tout d'abord présenter le contexte dans lequel s'inscrit notre étude. Puis, à travers l'analyse des contraintes liées à ce contexte, le choix des paramètres du générateur de rayons X, du détecteur et des méthodes de traitement sera justifié. Enfin, les enjeux de notre étude seront exposés.

### A.1 Introduction au contexte d'identification de matériaux dans les bagages

Dans les aéroports, le contrôle des bagages des passagers par rayons X permet de garantir aux passagers une certaine sécurité lors de leur(s) vol(s). Toute personne ayant déjà pris l'avion s'est forcément rendu compte de l'important dispositif de sécurité mis en place (une revue des différents dispositifs de détection est présentée dans les travaux de thèse de [Bonnin \[2009\]](#)).

En effet, après l'enregistrement des bagages en soute (qui seront analysés par un système de contrôle de rayons X tel que celui présenté dans la figure III.1a), le voyageur se dirige vers le contrôle des bagages à main. Depuis le renforcement des mesures de sécurité, les voyageurs sont priés de sortir, pour le contrôle de leur bagage à main, tout récipient pouvant contenir du liquide ou un produit pâteux, et de les regrouper dans un sac congélation transparent ; les récipients contenant plus de 100 ml sont formellement interdits. L'ensemble des objets est alors disposé sur le tapis roulant et envoyé à travers la machine de contrôle (figure III.1b). Après la traversée du portique de sécurité, le voyageur peut alors récupérer son bagage à main et réorganiser ses affaires, non sans avoir au préalable jeté un regard furtif en direction de l'écran de contrôle sur lequel l'image colorée et intrigante du bagage est encore visible.

Cette image, dont un exemple est donnée dans la figure II.21 de la page 68, correspond à l'image résultante d'un traitement des données radiographiques acquises à partir d'un détecteur double-couche en intégration d'énergies (bi-énergies). Comme nous l'avons indiqué dans la conclusion du chapitre précédent, les couleurs de l'image sont probablement issues d'un traitement des données permettant l'identification des matériaux selon trois groupes : organique, inorganique et métallique. L'intensité de la couleur associée à chaque matériau varie alors en fonction de son épaisseur estimée. Ces images sont issues de dispositifs tels que ceux qui sont présentés dans les figures III.1a et III.1b.

Ainsi, dans le présent chapitre, nous nous intéresserons à l'étude des systèmes à rayons X et des méthodes permettant d'effectuer le contrôle des bagages en soute



FIGURE III.1 – Unités de contrôle des bagages par radiographie X bi-énergies développées par la société Gilardoni.

et à main, par imagerie radiographique multi-énergies. Cependant, nous souhaitons insister sur le fait qu'une difficulté majeure du domaine réside dans la confidentialité dont font part les industriels à propos des matériels et des méthodes utilisés dans ces dispositifs. De forts enjeux financiers et de sécurité sont en effet en jeu. Par contre, certaines informations sur les systèmes de détection peuvent être trouvées dans les brochures commerciales, et dans certains documents de propriété intellectuelle (brevets).

Pour les systèmes de contrôle des bagages en soute ou à main par radiographie, les bagages sont déposés sur un tapis roulant se déplaçant à une vitesse d'environ  $20 \text{ cm.s}^{-1}$  sans interruption. L'acquisition des mesures radiographiques doit alors s'effectuer avec le bagage en mouvement : les temps d'acquisition par pixel de détection sont de ce fait asservis par la vitesse de défilement des bagages, et sont donc très courts.

Lors de la mise en œuvre des méthodes de traitement des données pour l'identification, une importante difficulté réside dans la grande diversité des objets pouvant être présents dans les bagages. Parmi les dispositifs de détection des bagages, des scanners tomodensitométriques multi-énergies pour le contrôle des bagages en soute sont développés. Cependant, ils ne permettent pas d'analyser les bagages aussi rapidement que les systèmes radiographiques. En utilisant un système tomodensitométrique bi-énergies, [Ellenbogen and Bijjani \[2009\]](#) ont déterminé les numéros atomiques effectifs ( $Z_{\text{eff}}$ ) et les densités de différents matériaux communs, potentiel-

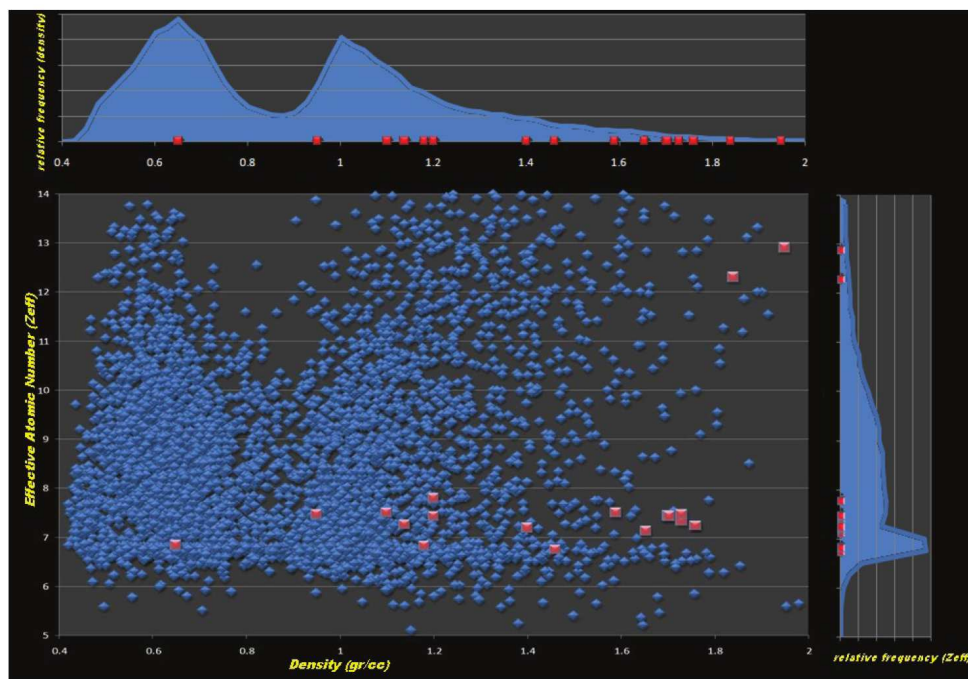


FIGURE III.2 – Figure extraite des travaux de [Ellenbogen and Bijjani \[2009\]](#). Mesures des numéros atomiques effectifs en fonction de la densité de différents matériaux présents dans les bagages par un procédé tomographique bi-énergies. Chaque point bleu représente un matériau en quantité suffisante dans le bagage pour être détecté. Les points rouges correspondent à des explosifs d'intérêt.

lement présents dans les bagages, et de quelques explosifs (figure III.2). Cependant, aucune information n'est donnée, ni sur les méthodes permettant de déterminer ces deux grandeurs, ni sur la nature des matériaux explosifs potentiellement présents, ni sur les méthodes d'identification mises en œuvre. Pour ces raisons, cet article, qui possède plus une valeur commerciale que scientifique, n'a pas été répertorié parmi les méthodes d'identification du Chapitre II.

Dans la figure III.2, nous pouvons constater que l'eau, qui possède une densité de 1 et un numéro atomique effectif d'environ 8.00 selon la définition de [Naydenov et al. \[2004\]](#), se situe dans une zone très proche de certains explosifs. Nous observons que les explosifs présentés dans cette figure ont, pour la plupart, des numéros atomiques effectifs compris entre 6.8 et environ 8, alors que leur masse volumique s'étend d'environ 0.63 à  $1.8 \text{ g.cm}^{-3}$  : la dynamique des masses volumiques est donc beaucoup plus large. Cette figure nous permet de comprendre la difficulté que l'on peut rencontrer pour identifier des matériaux explosifs parmi des matériaux inertes.



À travers cette introduction, nous comprenons que les procédés d'identification doivent permettre, à partir d'acquisitions effectuées sur un bagage en mouvement, de différencier et d'identifier des matériaux très semblables par leurs propriétés physico-chimiques. Intéressons nous maintenant aux contraintes que cela impose au niveau des différents éléments de la chaîne d'acquisition.

## A.2 Paramètres du générateur de rayons X, et géométrie du système d'acquisition

La fluence photonique mesurée par le détecteur du système est dépendante à la fois des paramètres utilisés pour générer le spectre de rayons X, mais également des paramètres liés à la géométrie du système. Pour chacun d'entre eux, les contraintes associées au choix de leur valeur sont analysées.

- *Tension du tube* (kV) : le choix de la tension, qui influe sur l'énergie moyenne du spectre, doit être fait de façon à ce que le spectre ne soit pas totalement absorbé par le bagage. Ainsi, pour une fluence par pixel fixée, l'augmentation de la tension implique une répartition des photons qui se déplace vers les hautes énergies. Or, dans la figure III.3 où nous avons représenté les coefficients d'atténuation linéique de plusieurs matériaux, nous observons que les matériaux sont plus distinguables aux faibles énergies. Leur discernabilité tend alors à diminuer avec l'augmentation de l'énergie. La valeur de la tension doit alors être suffisamment élevée pour que les photons soient suffisamment énergétiques pour traverser le matériau d'intérêt, sans pour autant l'être trop afin de favoriser les photons de faibles énergies. À côté de cet aspect, pour des raisons de radioprotection du personnel, le faisceau ne doit pas être trop énergétique. La tension utilisée pour ce type d'application est donc en général comprise entre 100 et 150 kV.
- *Intensité du courant* (mA) : le choix de ce paramètre, qui régit le nombre total de photons dans le spectre, est dépendant du type de détecteur utilisé. Dans l'idéal, plus le nombre de photons généré est important, plus le bruit relatif sur les mesures sera faible. Cependant, les détecteurs en comptage sont limités par leur capacité de comptage et impliquent que ce paramètre soit choisi en conséquence. Par contre, les détecteurs en intégration d'énergie permettent eux, l'utilisation de débits de fluence plus importants, et donc d'une valeur du paramètre d'intensité plus grande.
- *Temps d'exposition* (ms) : ce paramètre est fixé par la vitesse de défilement des bagages et par la taille des pixels.
- *Filtration* (mm équivalent d'Aluminium) : ce paramètre permet de durcir le faisceau de rayons X, c'est-à-dire d'augmenter son énergie moyenne. Pour des applications médicales, une filtration additionnelle est utilisée pour durcir le

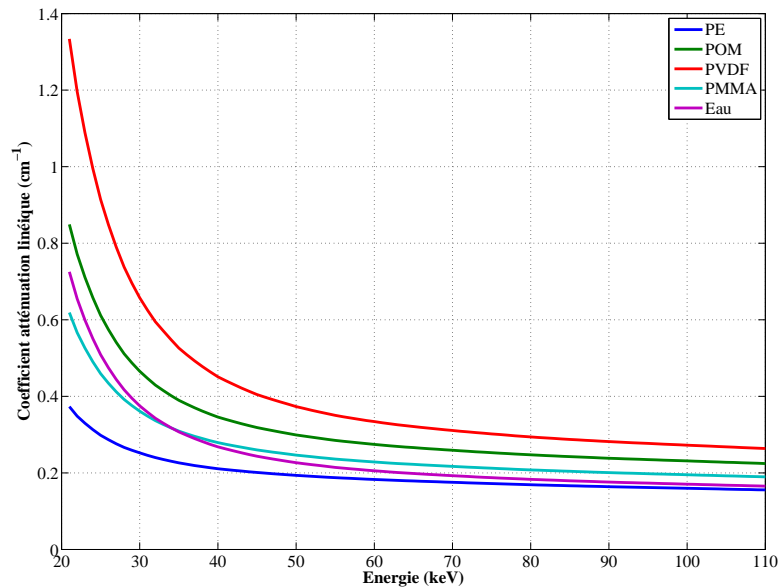


FIGURE III.3 – Coefficient d'atténuation linéique ( $\mu$  ( $\text{cm}^{-1}$ )) de différents matériaux. Données issues du logiciel XMudat (Nowotny [1998]) en utilisant les travaux de Boone and Chavez [1996]. Les abréviations : PE (PolyÉthylène), POM (PolyOxyMéthylène), PVDF (PolyVinylidène Fluoride), PMMA (PolyMéthyl MethAcrylate).

spectre afin que les photons de très faible énergie, qui seraient absorbés dans les tissus superficiels des patients sans participer à un apport d'information, soient supprimés. Le terme *durcir* traduit l'idée que l'énergie moyenne des photons du spectre augmente après la traversée du matériau. Mais, dans notre contexte d'étude, et au vu des explications précédemment données pour le choix de la tension, nous n'avons aucun intérêt à durcir le spectre. Cependant, il existe souvent une filtration dite inhérente, c'est-à-dire qui est provoquée par le tube lui-même. Par définition, elle n'est pas modifiable et elle dépend des caractéristiques de fabrication du tube à rayons X. En moyenne, cette filtration inhérente est estimée à 1.0 à 1.5 mm équivalent d'Aluminium. Nous devons donc nous en accommoder.

- *Distance générateur-détecteur* (m) : le choix de cette distance est conditionné par l'encombrement du système, et par la taille des bagages qui doivent être analysés. En fonction des systèmes considérés, elle est de l'ordre de 0.75 à 1.5 m pour le contrôle des bagages à main en radiographie, et de l'ordre de 1.0 à 2.0 m pour les systèmes de contrôle des bagages en soute par radiographie.

Nous devons par ailleurs considérer que la fluence photonique mesurée par le système de détection varie de façon inversement proportionnelle au carré de cette distance.

L'ensemble de ces paramètres fixés, nous nous intéressons dans la partie suivante aux méthodes d'acquisition des mesures multi-énergies pouvant être utilisées dans ce contexte.

### A.3 Choix de la technologie de détection

Une revue des méthodes permettant d'effectuer des mesures multi-énergies a été effectuée au cours du Chapitre I, mais toutes ces méthodes ne sont pas applicables dans le cadre de l'identification de bagages.

Effectivement, l'utilisation d'une méthode de double exposition n'est pas envisageable. La commutation des tensions n'est pas suffisamment rapide pour permettre l'acquisition, pour un même angle de tir, de la même portion du bagage en défilement. L'utilisation conjointe de plusieurs générateurs de rayons X serait possible, mais induirait un coût et un encombrement plus importants. Le choix de cette modalité, qui permet pourtant une bonne séparation énergétique des spectres acquis, est donc rejeté pour cette application.

Parmi les modalités permettant d'effectuer des mesures multi-énergies à partir d'une unique exposition, l'utilisation des détecteurs double-couches à base de photodiodes est prédominante chez les fabricants de matériel de détection. Cette technologie permet en effet de travailler sous de forts flux de rayons X, sans se préoccuper des phénomènes d'empilement de photons.

Cependant, ces détecteurs ne permettent pas une bonne séparation en énergie des mesures. De plus, depuis ces dernières années, l'amélioration des détecteurs en comptage permet maintenant de travailler sous des flux photoniques importants : les technologies de comptage sont maintenant envisagées en sécurité.

### A.4 Contraintes temporelles associées à l'identification de matériaux

Dans les aéroports, les temps d'analyse des bagages doivent être courts puisque, pour les bagages à main, les voyageurs doivent pouvoir récupérer leur bagage immédiatement après le passage du portique de sécurité. Pour donner un ordre d'idées, en considérant un aéroport comme celui de Paris Charles de Gaulle, classé 7<sup>ème</sup> aéroport ayant accueilli le plus de passager en 2010, environ 58 millions de passagers ([Wikipedia](#)) ont voyagé et/ou transité durant cette année. Cela représente environ 158 000 passagers par jour. Le nombre de bagages en soute et de bagages à main à analyser est donc considérable, et implique des technologies de détection

performantes (afin de mesurer d'importantes fluences photoniques en des temps très courts), associées à des méthodes d'identification rapides.

### A.5 Enjeux de notre étude

À travers la description du contexte de la sécurité aéroportuaire pour la détection et l'identification de matériaux dans les bagages des passagers, nous avons évoqué les contraintes et difficultés majeures associées.

Ainsi, dans notre étude, nous souhaitons, à travers le développement de méthodes de traitement de l'information, quantifier l'apport des technologies de détection en comptage pour l'identification de matériaux, le nombre de compteurs à utiliser, ainsi que la géométrie de ceux-ci (position des seuils de comptage) faisant partie des paramètres à déterminer.

Cependant, les méthodes de traitement des données utilisées en radiographie pour l'identification de matériaux, sont particulièrement soumises au secret industriel. Cette thématique d'étude implique donc le développement de méthodes d'identification qui soient, d'une part, rapides à mettre en œuvre et qui permettent, d'autre part, de distinguer des matériaux aux propriétés physico-chimiques proches, ce qui n'est actuellement pas le cas avec les technologies de détection double-couches en intégration d'énergie. En effet, avec ces technologies de détection, seule une classification des matériaux en matériau organique/inorganique/métallique est possible. Un système de couleur est alors utilisé comme une aide à l'analyse visuelle pour les opérateurs humains. Ce sont alors eux qui effectuent l'analyse visuelle de reconnaissance des objets.

Dans notre approche, nous souhaitons obtenir une identification plus fine des matériaux à partir de mesures multi-énergies réalisées avec une technologie de détection en comptage. L'application finale de ce procédé pourrait alors être un système d'identification totalement automatisé (sans l'aide d'un opérateur) ou, cela pourrait aboutir à un système d'identification de matériau fournissant une aide à l'opérateur beaucoup plus prononcée.

Pour cela, nous avons développé une méthode d'identification de matériau originale qui est applicable en radiographie à des détecteurs en comptage pouvant posséder des nombres de compteurs différents. Elle est également applicable à des détecteurs en intégration d'énergie. Une comparaison de l'ensemble de ces systèmes de détection est alors possible.

## B Procédé d'identification de matériaux homogènes

La méthode d'identification de matériaux que nous avons développée s'applique à identifier des matériaux homogènes. Par matériau homogène, nous entendons un unique matériau d'épaisseur  $\ell$  composé de plusieurs éléments; chaque élément

représentant une fraction massique  $w_i$  (au sens de la loi des mélanges (équation I.12) définie dans le Chapitre I à la page 15) du matériau. Ainsi, comme nous l'avons introduit dans le Chapitre I, ce matériau homogène est caractérisé par ses coefficients d'atténuation  $Att(E, \rho, Z, \ell)$ .

Notre procédé d'identification de matériaux se décompose en deux étapes :

- Étape hors-ligne : Construction d'une base d'étalonnage à partir de matériaux connus. Cette étape est coûteuse en temps car elle nécessite, pour chaque épaisseur de matériau, l'acquisition d'une multitude de mesures multi-énergies, afin de pouvoir modéliser le plus fidèlement possible, la distribution des coefficients d'atténuation de chaque épaisseur de matériau. De cette façon, le modèle du bruit associé aux coefficients d'atténuation est *appris* à chaque épaisseur de matériau.
- Étape en ligne : Identification d'un matériau inconnu, et quantification de son épaisseur à partir d'une unique acquisition multi-énergies.

Pour garantir l'adéquation entre ces deux étapes, les conditions d'acquisition (temps d'exposition, tension, etc.) de chaque spectre doivent être identiques entre l'étape d'étalonnage et celle d'identification. Cela permet d'assurer que le bruit photonique associé à une mesure courante soit de la même amplitude que celui présent lors de l'étalonnage.

Les mesures effectuées par les détecteurs en intégration et en comptage ne fournissent pas la même information. Nous indiquons ci-dessous, l'expression des mesures associées à chacune de ces technologies. La notation  $N^{mat,\ell}(E)$  représente le nombre de photons absorbés dans le détecteur par unité d'énergie  $E$ , après interaction avec un matériau  $mat$  d'épaisseur  $\ell$ .

Détecteur multi-couches en intégration d'énergie : Mesure dans une couche  $i$  où  $N_i^{mat,\ell}(E)$  représente le nombre de photons absorbés dans la couche  $i$  par unité d'énergie  $E$ .  $E_{Sp_{max}}$  représente l'énergie maximale du spectre. L'influence des effets des composants optiques, électroniques, du bruit, etc. n'est pas considérée.

$$\mathcal{M}_i^{mat,\ell} = \int_{E=0}^{E_{Sp_{max}}} N_i^{mat,\ell}(E) \cdot E dE \quad (III.1)$$

Une illustration des mesures réalisées est donnée dans la figure III.4 pour un détecteur double-couches en intégration d'énergie.

Détecteur en comptage : Mesure, *en l'absence d'empilement de photons*, dans un compteur numéro  $i$  défini sur la gamme d'énergie  $[E_{min}(i); E_{max}(i)]$ .  $R(E, E')$  représente la fonction de réponse du détecteur, par unité d'énergie  $E$ , à une impulsion d'énergie  $E'$ .  $E_{Sp_{max}}$  représente l'énergie maximale du spectre.

---

$$Sp_i^{mat,\ell} = \int_{E'=E_{min}(i)}^{E_{max}(i)} \left( \int_{E=0}^{E_{Spmax}} N^{mat,\ell}(E) \cdot R(E, E') dE \right) dE' \quad (\text{III.2})$$

Une illustration des mesures réalisées est donnée dans la figure III.4 pour un détecteur en comptage à deux compteurs.

Cette écriture permet de constater que, outre l'influence des effets détecteurs, les mesures effectuées avec le détecteur en intégration correspondent à une mesure du nombre de photons pondérés par leur énergie, tandis que celles effectuées avec un détecteur en comptage correspondent directement à une mesure de la statistique photonique.

Nous insistons sur le fait que sous le terme fonction de réponse utilisé pour le détecteur en comptage, nous sous-entendons l'ensemble des effets physiques induisant une collecte incomplète des charges dans un pixel, ainsi que la résolution en énergie du détecteur. Cela **n'inclue par contre pas les effets d'empilement de photons** puisqu'ils ne suivent pas une loi linéaire avec le spectre incident.

Nous décrirons, dans ce qui suit, les méthodes de pré-traitement des données en vue d'une utilisation de la méthode d'identification. Puis, nous détaillerons la méthode d'identification.

## B.1 Pré-traitement des données

Sous le terme pré-traitement des données est désigné l'ensemble des méthodes permettant de préparer les données en vue d'une exploitation par la méthode principale qui est la méthode d'identification. Le pré-traitement des données consiste à calculer les coefficients d'atténuation caractéristiques des matériaux traversés. Mais, lorsque les mesures sont acquises sur un grand nombre de gammes d'énergies avec un détecteur en comptage, deux méthodes de réduction de données peuvent être envisagées.

### B.1.a Calcul des coefficients d'atténuation

Les coefficients d'atténuation sont calculés de façon discrète à partir des mesures réalisées avec le détecteur. Ils sont indexés par un indice  $i$  pour référer à la couche de détection (dans le cas d'un détecteur multi-couches en intégration d'énergie) ou au numéro du compteur. Un exposant est utilisé pour référer à la nature et à l'épaisseur du matériau auxquelles ces coefficients d'atténuation correspondent. L'exposant 0 est utilisé lorsque la mesure est effectuée en l'absence d'objet (mesure du plein flux).

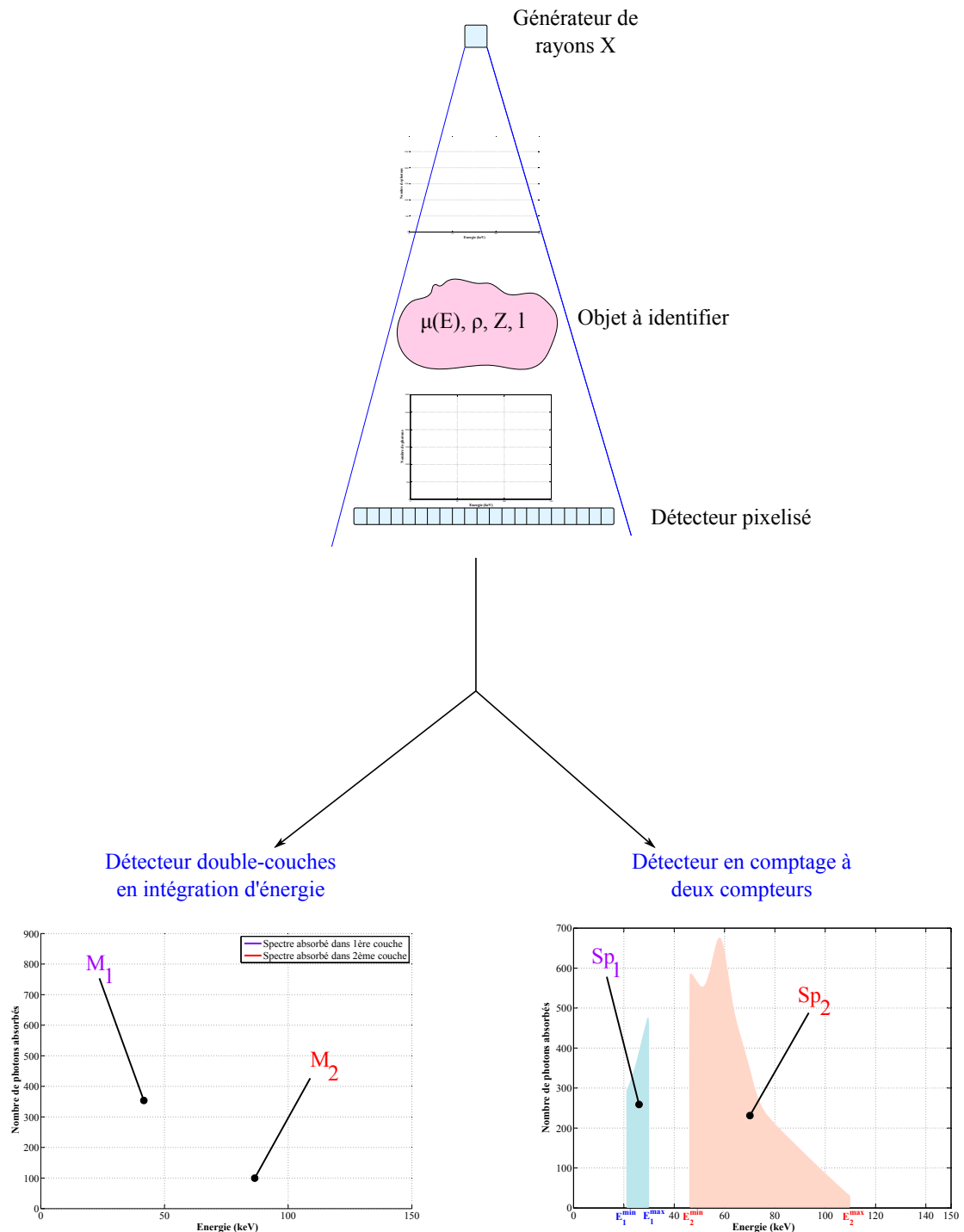


FIGURE III.4 – Illustration d’une mesure de radiographie à travers un objet d’intérêt. Le détecteur pixelisé peut correspondre à tout type de détecteur. Dans cet exemple, un détecteur double-couches en intégration d’énergie et un détecteur en comptage à deux compteurs sont présentés.

Pour les détecteurs en intégration d'énergie :

$$Att_i^{mat,t} = -\ln \left[ \frac{\mathcal{M}_i^{mat,\ell}}{\mathcal{M}_i^0} \right] \quad (\text{III.3})$$

Où les mesures  $\mathcal{M}$  sont définies dans l'équation III.1.

Pour les détecteurs en comptage :

$$Att_i^{mat,t} = -\ln \left[ \frac{Sp_i^{mat,\ell}}{Sp_i^0} \right] \quad (\text{III.4})$$

Où les mesures  $Sp_i$  sont définies dans l'équation III.2.

Les coefficients d'atténuation caractéristiques du matériau d'intérêt sont ainsi déterminés. Cependant, lorsque le nombre de mesures multi-énergies est important, une réduction de données peut être effectuée pour obtenir un nombre plus faible de coefficients d'atténuation à traiter.

### B.1.b Réduction de données mesurées avec les détecteurs en comptage

L'utilisation de détecteur possédant un nombre important de compteurs génère un nombre important de mesures. La réduction des données peut être envisagée de deux manières différentes. Les mesures discrètes (par compteur) peuvent être sommées avant de calculer le coefficient d'atténuation correspondant : nous nommons cela le Pré-traitement des données par une Somme sur les Spectres (PSS). Ou, les coefficients d'atténuation peuvent être calculés dans chaque compteur avant d'être sommés : c'est le Pré-traitement des données par une Somme sur les Atténuations (PSA). Pour chacune des méthodes, le nombre de coefficients est réduit en un nombre N de coefficients pré-traités, où N est choisi par l'utilisateur (et évidemment, N est inférieur ou égal au nombre de compteurs).

*Pré-traitement des données par une Somme sur les Spectres (PSS) :*

Un ensemble de N coefficients d'atténuation est obtenu après application du PSS. Chacun de ces coefficients est déterminé comme :

$$Att_k^{mat,\ell} = -\ln \left[ \frac{\sum_{i=B_{min}(k)}^{B_{max}(k)} Sp_i^{mat,\ell}}{\sum_{i=B_{min}(k)}^{B_{max}(k)} Sp_i^0} \right] \quad (\text{III.5})$$

Les compteurs sur lesquels sont sommés les mesures sont définis par l'intervalle  $[B_{min}(k), B_{max}(k)]$ . Une illustration de la méthode est donnée dans la figure III.5.



Avec cette méthode, nous remarquons que, par exemple, des données mesurées avec un détecteur spectrométrique (compteurs de largeur 1 keV répartis sur l'ensemble de la gamme d'énergie) qui sont réduites par PSS en  $N = 2$  coefficients donnent deux coefficients d'atténuation identiques à ceux déterminés avec un détecteur à seulement deux compteurs (sous réserve que les caractéristiques des détecteurs soient identiques) pour lequel aucune réduction des données n'est effectuée.

*Pré-traitement des données par une Somme sur les Atténuations (PSA) :*

De même que pour le PSS, un ensemble de  $N$  coefficients est obtenu après application du PSA. Cependant, nous utilisons la notation  $\vec{\mathbf{SAtt}}$  pour référer aux coefficients ainsi déterminés (où  $\mathbf{S}$  indique la somme de plusieurs coefficients d'atténuation).

$$\mathbf{SAtt}_k^{mat,\ell} = - \sum_{i=B_{min}(k)}^{B_{max}(k)} \ln \left[ \frac{Sp_i^{mat,\ell}}{Sp_i^0} \right] \quad (\text{III.6})$$

Les coefficients d'atténuation sont sommés dans une fenêtre définie sur l'intervalle  $[B_{min}(k), B_{max}(k)]$ . Une illustration de l'application de cette méthode est donnée dans la figure III.6.

Les performances d'identification liées au pré-traitement des données par chacune des méthodes seront évaluées.

*Remarque :* Les données pré-traitées sont organisées sous forme vectorielle que nous notons  $\vec{Att}_{mat,\ell}$  ou  $\vec{\mathbf{SAtt}}_{mat,\ell}$  en fonction du pré-traitement effectué.

## B.2 Construction d'une base d'étalonnage

Pour une sélection de matériaux pouvant potentiellement se trouver dans un bagage, et que l'on souhaiterait identifier, un nombre  $N_{stat}$  de mesures multi-énergies bruitées sont acquises, pour chaque épaisseur de matériau d'intérêt. Chacune des acquisitions parmi les  $N_{stat}$  est donc réalisée sur un nombre de gammes d'énergies définies par le nombre de compteurs du détecteur (pour un détecteur en comptage) ou par le nombre de couches de détection (pour un détecteur multi-couches en intégration d'énergies).

Chacune des acquisitions bruitées est alors pré-traitée par les méthodes de pré-traitement en effectuant ou non une réduction de données. Chaque acquisition bruitée parmi les  $N_{stat}$  correspond maintenant à un ensemble de données pré-traitées de dimensions  $N \times 1$ .

Pour un matériau  $mat$  à une épaisseur  $\ell$ , les  $N_{stat}$  données pré-traitées sont moyennées indépendamment dans chacune des  $N$  dimensions. La moyenne est notée  $\langle \vec{Att}_{mat,\ell} \rangle$  (ou  $\langle \vec{\mathbf{SAtt}}_{mat,\ell} \rangle$ ). La matrice de variance-covariance corres-

Mesure des spectres avec un détecteur à  
6 compteurs (i = 1 à 6)

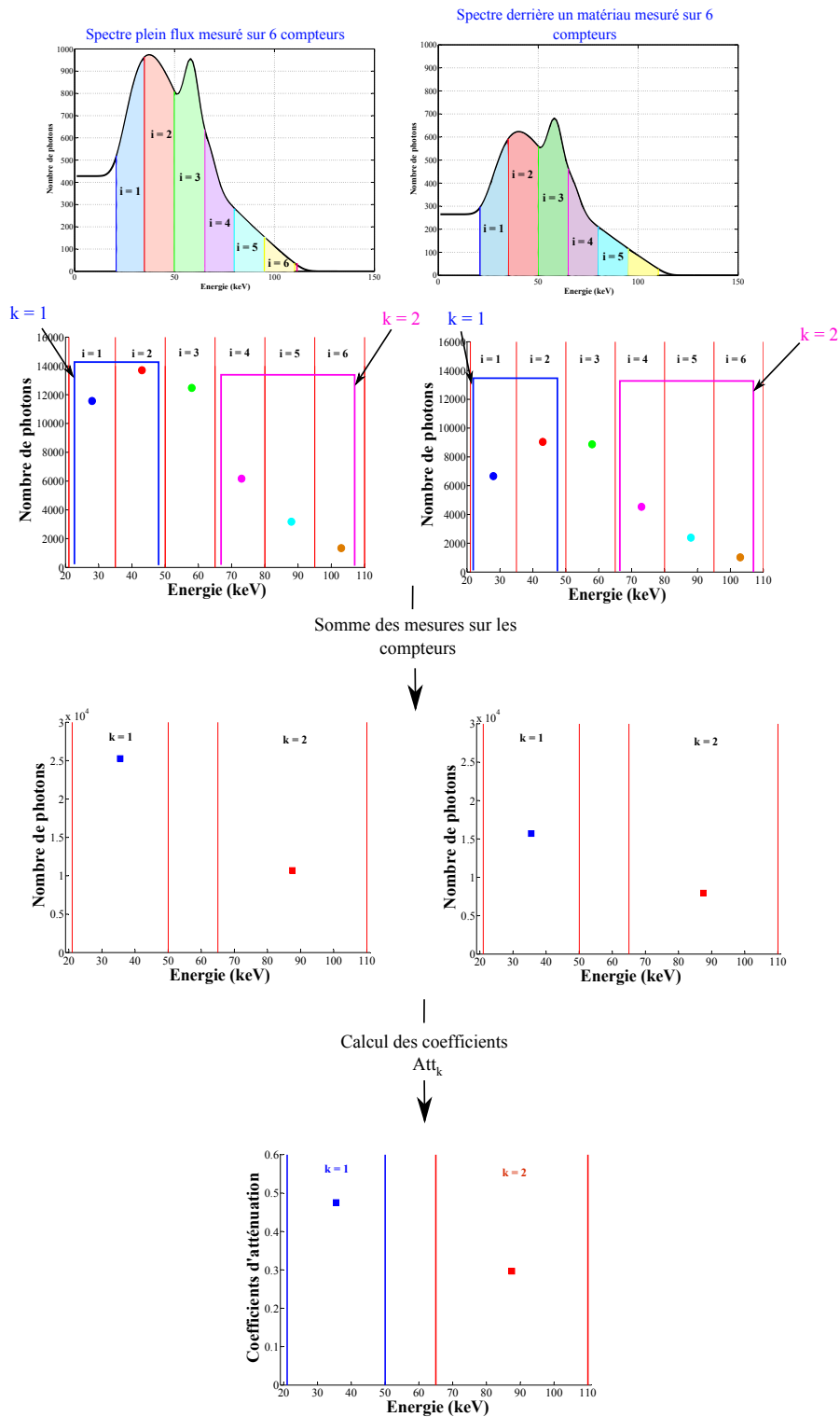


FIGURE III.5 – Illustration du procédé de pré-traitement des données PSS pour l'utilisation d'un détecteur à six compteurs.

Mesure des spectres avec un détecteur à 6 compteurs (i = 1 à 6)

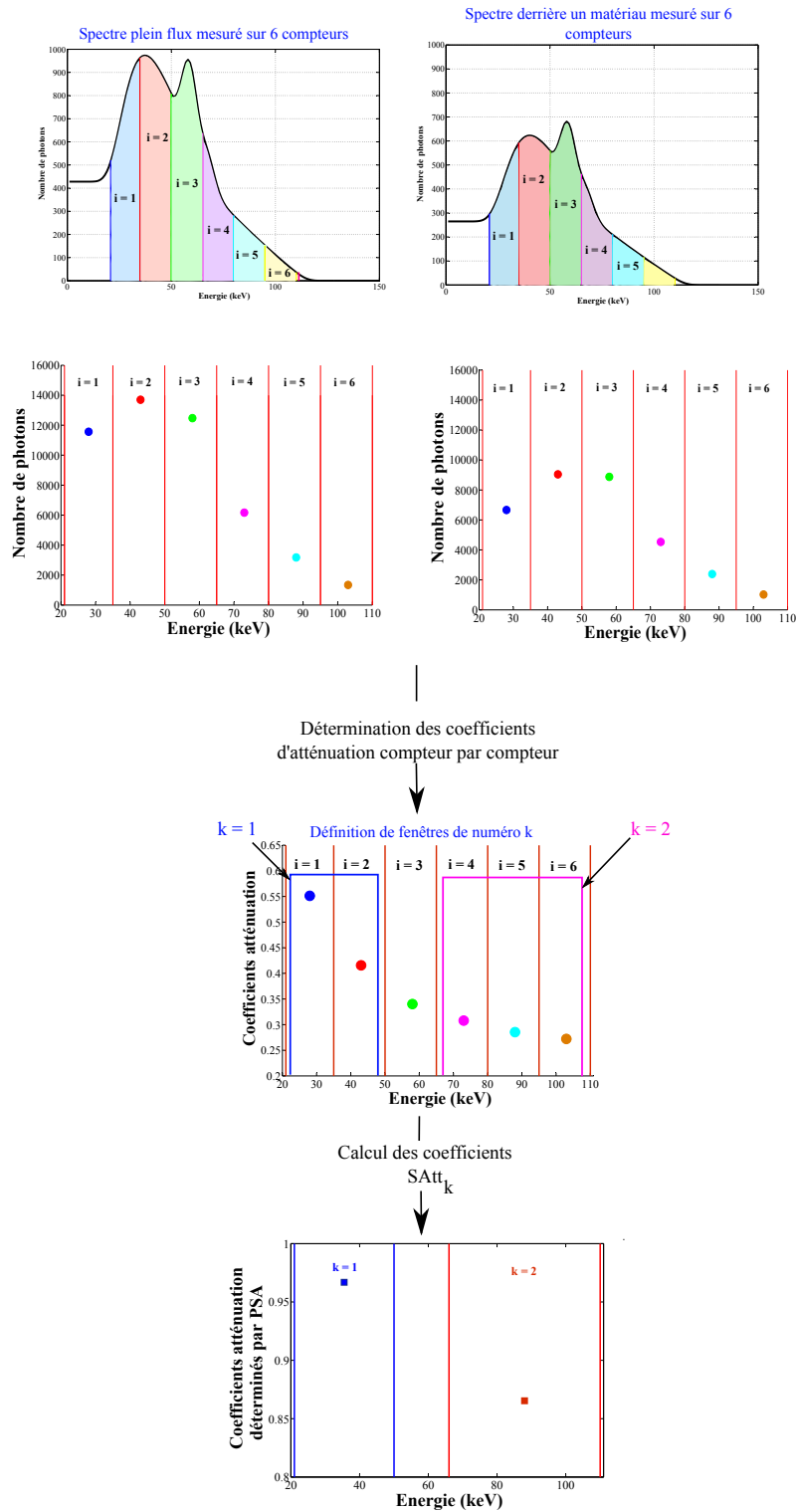


FIGURE III.6 – Illustration du procédé de pré-traitement des données PSA pour l'utilisation d'un détecteur à six compteurs.

pondante,  $\Sigma_{mat,\ell}$ , est calculée. La variance des coefficients pré-traités est donc déterminée dans chacune des  $N$  dimensions, et la covariance des données entre les  $N$  dimensions est calculée.

Le vecteur des moyennes (de dimensions  $N \times 1$ ), et la matrice de variance-covariance (de dimensions  $N \times N$ ) sont sauvegardés.

Ce processus est alors reproduit pour différentes épaisseurs de matériau, et pour des matériaux de nature différente. Une base de données contenant les informations sur les coefficients d'atténuation est ainsi construite. Une méthodologie identique est utilisée pour un détecteur en comptage ou pour un détecteur multi-couches en intégration d'énergies.

À des fins d'illustration, un espace d'étalonnage est présenté dans la figure III.7. Il est déterminé pour trois matériaux à partir de  $N_{stat} = 2000$  mesures acquises par épaisseur de matériau avec un détecteur à deux compteurs. Les mesures sont pré-traitées sans réduction de données.

Afin d'expliquer la répartition des matériaux dans ce plan, nous nous plaçons dans un cas particulier où les coefficients d'atténuation sont mesurés à deux mono-énergies distinctes  $E_1$  et  $E_2$ . Pour un matériau  $mat$  d'épaisseur  $\ell$ , l'équation de la loi des mélanges présentée dans le Chapitre I (équation I.12 à la page 15) et celle du coefficient d'atténuation linéique (équation I.6 à la page 10) permet d'exprimer son coefficient d'atténuation à une énergie  $E$  comme :

$$Att_{mat}(E) = \rho_{mat} \times \ell \times N_{av} \times \sum_{i=1}^{N_{\text{éléments}}} w_i \cdot \left( \frac{a\sigma(E, Z_i)}{M_i} \right) \Big|_{total} \quad (\text{III.7})$$

Où  $N_{av}$  correspond au nombre d'Avogadro,  $N_{\text{éléments}}$  correspond au nombre d'éléments constituant le matériau  $mat$ , où  $w_i$  représente la fraction massique de chaque élément  $i$ , et où  $|_{total}$  signifie que l'ensemble des effets d'interaction photo-électrique, Compton et Rayleigh sont considérés.

Ainsi, dans le cas où les coefficients d'atténuation sont acquis à deux mono-énergies distinctes, nous pouvons voir que le rapport  $\frac{Att_{mat}(E_2)}{Att_{mat}(E_1)}$  qui représente la pente des droites s'exprime selon :

$$pente = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{éléments}}} w_i \frac{a\sigma(E_2, Z_i)}{M_i}}{\sum_{i=1}^{N_{\text{éléments}}} w_i \frac{a\sigma(E_1, Z_i)}{M_i}} \quad (\text{III.8})$$

La pente ne dépend donc que des paramètres  $Z_i$ ,  $M_i$  et  $w_i$  des constituants du matériau. La pente est donc dépendante de la composition d'un matériau. Une manière d'exprimer la composition d'un matériau composé peut-être, par exemple, le numéro atomique effectif ( $Z_{\text{eff}}$ ).

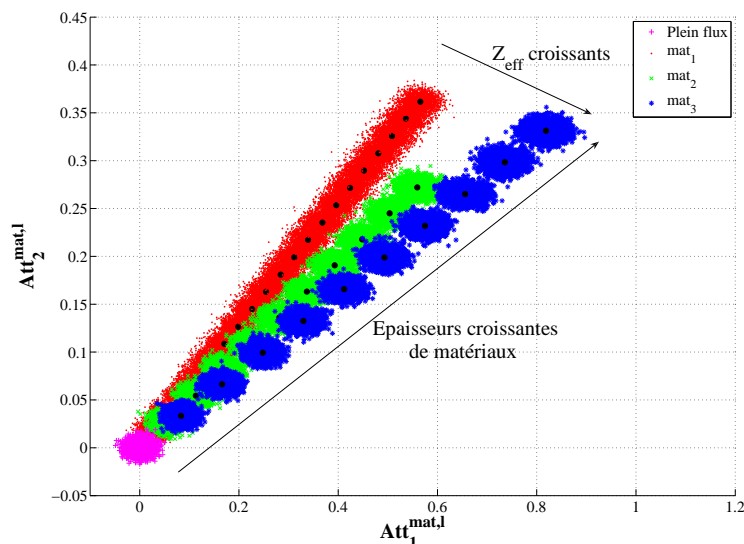


FIGURE III.7 – Illustration de la répartition des coefficients d’atténuation de trois matériaux **en simulant un détecteur en comptage à deux compteurs**. La fonction de réponse du détecteur est idéale, et seul le bruit photonique est simulé. Chaque nuage de points à une épaisseur correspond aux  $N_{stat}$  acquisitions bruitées.

Les zones de comptages sont arbitrairement définies de [21-30] et [44-110] keV. Les trois matériaux d’intérêt sont :  $mat_1$  = PolyEthylene (PE),  $mat_2$  = PolyOxyMethylene (POM) et  $mat_3$  = PolyVinyliDeneFluoride (PVDF). Les épaisseurs de  $mat_1$  varient de 1 à 20 mm par pas de 1 mm, et celles des matériaux  $mat_2$  et  $mat_3$  varient de 1 à 10 mm par pas de 1 mm.

D’autre part, pour un matériau donné (c’est-à-dire pour une pente de droite donnée), la distance le long de cette droite par rapport à l’origine, nommée  $C$ , s’exprime comme :  $C^2 = (Att_{mat}(E_1))^2 + (Att_{mat}(E_2))^2$ . L’expression complète est donnée dans l’équation suivante :

$$C = \rho_{mat} \times \ell \times N_{av} \times \sqrt{\left( \sum_{i=1}^{N_{\text{éléments}}} w_i \cdot \frac{a\sigma(E_1, Z_i)}{M_i} \right)^2 + \left( \sum_{i=1}^{N_{\text{éléments}}} w_i \cdot \frac{a\sigma(E_2, Z_i)}{M_i} \right)^2} \quad (\text{III.9})$$

Nous constatons que pour une nature de matériau fixée ( $\rho_{mat}$  constant, et composition du matériau constante), la distance évolue le long de la droite de façon linéaire avec l’épaisseur de matériau.

Ces deux relations sont vraies lorsque les mesures sont effectuées à deux mo-

noénergies distinctes, mais elles se compliquent lorsque les données sont acquises sur des gammes d'énergies. À titre d'exemple, nous exprimons dans l'équation ci-dessous, le coefficient d'atténuation dans un compteur numéro  $k$  qui est défini sur une bande d'énergie  $[E_{min}(k); E_{max}(k)]$ . Le détecteur en comptage est supposé à fonction de réponse idéale.

$$Att_k^{mat,\ell} = -\ln \left[ \frac{\int_{E=E_{min}(k)}^{E_{max}(k)} N_0(E) \times \exp \left[ -\rho_{mat} \times \ell \times N_{av} \times \sum_{i=1}^{N_{\text{éléments}}} w_i \cdot \frac{a\sigma(E, Z_i)}{M_i} \right] dE}{\int_{E=E_{min}(k)}^{E_{max}(k)} N_0(E) dE} \right] \quad (\text{III.10})$$

Nous comprenons alors que la variation du coefficient d'atténuation avec l'épaisseur de matériau n'est plus linéaire (par rapport au cas monoénergétique considéré dans l'équation III.7). De plus, à cela s'ajoute les effets de la réponse du détecteur qui est une source de non linéarité supplémentaire. Pour ces raisons, le comportement des matériaux dans l'espace d'étalonnage est différent : à un matériau ne correspond pas une droite, mais une fonction non linéaire dépendante de l'épaisseur de matériau. Cependant, dans la figure III.7, cette conséquence n'est pas directement visible à l'œil nu.

Ainsi, dans l'espace d'étalonnage, les matériaux se répartissent en fonction de leur composition ( $w_i, Z_i$ , et  $\rho_{mat}$ ) et de leur épaisseur  $\ell$ .

### B.3 Étape d'identification d'un matériau inconnu

Pour un matériau inconnu, une unique mesure multi-énergies est réalisée. Les données sont pré-traitées avec ou sans réduction de données. Pour des raisons de commodité d'écriture, nous notons  $\overrightarrow{Att}$  les coefficients pré-traités en étant conscient que ceux-ci peuvent correspondre à  $\overrightarrow{Att}$  (données pré-traitées sans réduction de données ou données pré-traitées avec réduction de données par PSS), ou à  $\overrightarrow{SAtt}$  (données pré-traitées avec réduction de données par PSA).

Ces coefficients  $\overrightarrow{Att}$  bruités vont être utilisés pour identifier le matériau.

À cet effet, à travers une approche bayésienne, nous décrirons tout d'abord la loi utilisée pour modéliser la distribution des coefficients d'atténuation. Puis dans un second temps, nous présenterons les outils que nous avons développés pour estimer l'épaisseur et la nature du matériau inconnu.

### B.3.a Modélisation de la distribution des coefficients d'atténuation par une loi normale multivariée

Dans la base d'étalonnage (exemple dans la figure III.7), la distribution des coefficients d'atténuation à une épaisseur de matériau est supposée normale dans chaque zone de comptage (ou dans chaque couche de détection pour un détecteur multi-couches). Une loi de distribution multi-normale à  $N$  dimensions est alors utilisée ; le nombre  $N$  représente le nombre de zones de comptage du détecteur, ou le nombre de couches de détection pour un détecteur multi-couches. Les limites de ces hypothèses sont vérifiées par des tests statistiques dans le Chapitre IV à partir de données simulées et ce pour l'ensemble des matériaux et épaisseurs choisis dans notre étude.

Pour un matériau  $mat$  de la base d'étalonnage à une épaisseur  $\ell$ , la densité de probabilité multi-normale de l'acquisition courante  $\vec{Att}$  (de dimension  $N \times 1$ ) peut s'exprimer comme :

$$p(\vec{Att} | (mat \cap \ell)) = \frac{1}{(2\pi)^{N/2} \cdot \sqrt{|\Sigma_{mat,\ell}|}} \times \exp \left[ -\frac{1}{2} \left[ (\vec{Att} - \langle \vec{Att}_{mat,\ell} \rangle)^T \cdot (\Sigma_{mat,\ell})^{-1} \cdot (\vec{Att} - \langle \vec{Att}_{mat,\ell} \rangle) \right] \right] \quad (\text{III.11})$$

Où :

- $N$  : nombre de mesures multi-énergies simultanées, c'est-à-dire nombre de couches de détection pour le détecteur multi-couches ou nombre de zones de comptage pour le détecteur en comptage.
- $(\Sigma_{mat,\ell})^{-1}$  (Dimension  $N \times N$ ) : inverse de la matrice de variance-covariance du matériau  $mat$ , à l'épaisseur  $\ell$ .
- $|\Sigma_{mat,\ell}|$  : déterminant de la matrice de variance-covariance du matériau  $mat$ , à l'épaisseur  $\ell$ .
- $(\vec{Att} - \langle \vec{Att}_{mat,\ell} \rangle)^T$  (Dimension  $1 \times N$ ) : transposé du vecteur  $(\vec{Att} - \langle \vec{Att}_{mat,\ell} \rangle)$  (Dimension  $N \times 1$ ).

Dans le Chapitre I, nous avons montré qu'avec un détecteur en comptage, les mesures multi-énergies acquises dans les différents compteurs d'un même pixel ne sont pas corrélées (lorsque les zones de comptage ne se chevauchent pas). Dans le cas du détecteur multi-couches en intégration d'énergie, nous avons indiqué que la

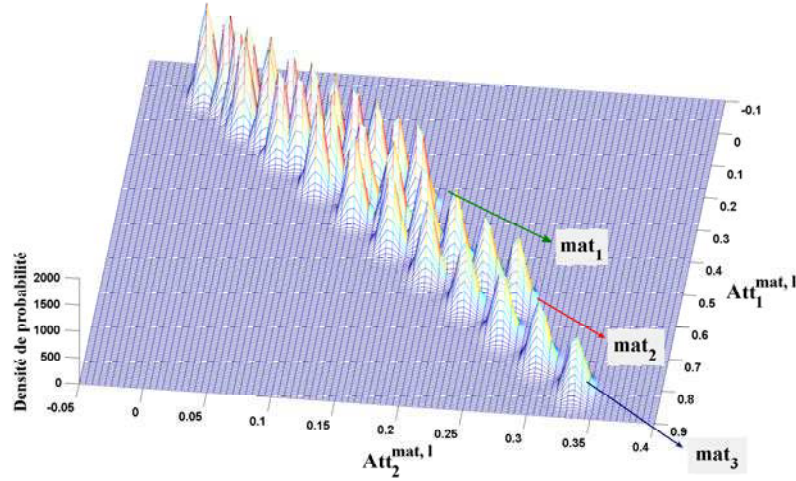


FIGURE III.8 – Densité de probabilité multi-normales des coefficients d'atténuation des matériaux présentés dans la figure III.7.

corrélation entre les mesures effectuées est relativement faible : nous faisons alors l'hypothèse que les mesures ne sont pas corrélées.

Donc, **en l'absence de corrélation entre les mesures effectuées aux différentes énergies**, la matrice de variance-covariance est une matrice diagonale de la variance. Nous notons alors  $\sigma_i^{mat, \ell}$  la variance, dans un compteur  $i$  (ou dans une couche de détection  $i$ ), des mesures issues du matériau d'étalonnage  $mat$  à l'épaisseur  $\ell$ . La densité de probabilité s'exprime sous la forme suivante :

$$p(\vec{Att} | (mat \cap \ell)) = \prod_{i=1}^N \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i^{mat, \ell}} \times \exp\left[-\frac{(Att_i - \langle Att_i^{mat, \ell} \rangle)^2}{2 \cdot (\sigma_i^{mat, \ell})^2}\right] \quad (\text{III.12})$$

À partir des mesures d'étalonnage réalisées avec un détecteur en comptage à deux compteurs (figure III.7), une illustration des densités de probabilité est présentée dans la figure III.8.

### B.3.b Approche bayésienne

Nous avons construit une base de données contenant un ensemble d'objets d'étalonnage. À partir de la mesure des coefficients d'atténuation d'un matériau inconnu, nous souhaitons estimer la probabilité que l'objet inconnu soit l'un d'entre eux. Pour cela, une approche bayésienne est utilisée.



La probabilité que la mesure de l'atténuation du matériau inconnu corresponde au matériau  $mat$  d'épaisseur  $\ell$  de la base d'étalonnage se note  $\mathcal{P}(mat \cap \ell / \overrightarrow{Att})$ . Pour simplifier la notation, nous utiliserons la notation  $\mathcal{P}_{\overrightarrow{Att}}(mat \cap \ell)$ . Nous noterons la différence entre la notation utilisée pour exprimer la densité de probabilité  $p$  et celle utilisée pour dénoter la probabilité  $\mathcal{P}$ . L'expression de cette probabilité est donnée par la loi de Bayes (équation III.13).

$$\mathcal{P}_{\overrightarrow{Att}}(mat \cap \ell) = \mathcal{P}_{mat \cap \ell}(\overrightarrow{Att}) \times \frac{\mathcal{P}(mat \cap \ell)}{\mathcal{P}(\overrightarrow{Att})} \quad (\text{III.13})$$

La probabilité  $\mathcal{P}(\overrightarrow{Att})$  correspond à la probabilité de mesurer les coefficients d'atténuation  $\overrightarrow{Att}$ . Donc, pour une mesure courante  $\overrightarrow{Att}$ , ce terme est indépendant du matériau testé  $mat$  d'épaisseur  $\ell$ . Pour cette raison, l'équation précédente peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$\mathcal{P}_{\overrightarrow{Att}}(mat \cap \ell) \propto \mathcal{P}_{mat \cap \ell}(\overrightarrow{Att}) \times \mathcal{P}(mat \cap \ell) \quad (\text{III.14})$$

Avant d'exprimer ces différents termes, il convient de définir la notion *d'univers des épaisseurs* d'un matériau. Cela correspond à l'ensemble des épaisseurs discrètes possibles que peut prendre un matériau. Nous le notons  $N_{ep}^{mat}$ , puisque chaque matériau possède son propre univers d'épaisseurs. Il convient cependant de noter que l'univers des épaisseurs d'un matériau est différent du nombre d'épaisseurs qui est utilisé lors de l'étape d'étalonnage. En effet, lors de la phase d'étalonnage, seul un nombre restreint d'épaisseurs appartenant à l'univers sont utilisées pour constituer la base de données ; un étalonnage pour l'ensemble des épaisseurs  $N_{ep}^{mat}$  n'étant pas réaliste.

Pour l'expression des termes de l'équation III.14, nous établissons deux hypothèses :

- Tous les matériaux de la base d'étalonnage, au nombre de  $N_{mat}$ , sont équiprobables.
- Considérant un matériau donné de la base d'étalonnage, les épaisseurs définies dans son univers des épaisseurs sont équiprobables.

Nous allons maintenant expliciter les différents termes de l'équation III.14.

- $\mathcal{P}(mat \cap \ell)$  : Probabilité d'obtenir le matériau  $mat$ , à l'épaisseur  $\ell$ .

La définition des probabilités conditionnelles nous permet d'écrire ce terme comme :

$$\mathcal{P}(mat \cap \ell) = \mathcal{P}(mat) \cdot \mathcal{P}(\ell / mat) \quad (\text{III.15})$$


---

Au vu des hypothèses effectuées précédemment, cette probabilité est alors de la forme :

$$\mathcal{P}(mat \cap \ell) = \frac{1}{N_{mat}} \cdot \frac{1}{N_{ep}^{mat}} \quad (\text{III.16})$$

- $\mathcal{P}_{mat \cap \ell}(\vec{Att})$  : Probabilité de mesurer les coefficients d'atténuation  $\vec{Att}$  avec le matériau de nature  $mat$  et d'épaisseur  $\ell$ .

Les coefficients d'atténuation mesurés aux différentes énergies étant des mesures indépendantes (absence de corrélation entre les données), la probabilité exprimée dans chaque couche de détection ou dans chaque zone de comptage peut s'exprimer de façon indépendante selon l'équation III.17.

$$\mathcal{P}_{mat \cap \ell}(\vec{Att}) = \prod_{i=1}^N \mathcal{P}_{mat \cap \ell}(Att_i) \quad (\text{III.17})$$

Intéressons-nous à présent à l'expression de la probabilité  $\mathcal{P}_{mat \cap \ell}(Att_i)$  dans une couche de détection  $i$ , ou dans un compteur  $i$ .

Nous avons émis l'hypothèse que les coefficients d'atténuation d'une épaisseur de matériau d'étalonnage possèdent une densité de probabilité normale continue (notée  $p_{mat \cap \ell}(x)$ ) dans chacune des couches de détection, ou dans chacun des compteurs. Or, en pratique dans une couche de détection  $i$  ou dans un compteur  $i$ , une mesure, au sens défini dans les équations III.1 ou III.2, ne peut prendre que des valeurs discrètes puisqu'elle est dépendante de l'interaction de chaque photon, de manière individuelle, avec le détecteur. À titre d'illustration, nous avons représenté dans la figure III.9 la distribution discrète dans un compteur  $i$  des coefficients pré-traités d'un matériau d'étalonnage. Cette distribution discrète (représentée par un histogramme) est approximée par une distribution normale continue.

Nous définissons alors la probabilité qu'un coefficient pré-traité  $Att_i$ , qui constitue notre variable aléatoire, soit défini entre deux bornes discrètes,  $Att_i^{min}$  et  $Att_i^{max}$ , de la densité de probabilité continue du matériau  $mat$  à l'épaisseur  $\ell$  (illustration dans la figure III.10).

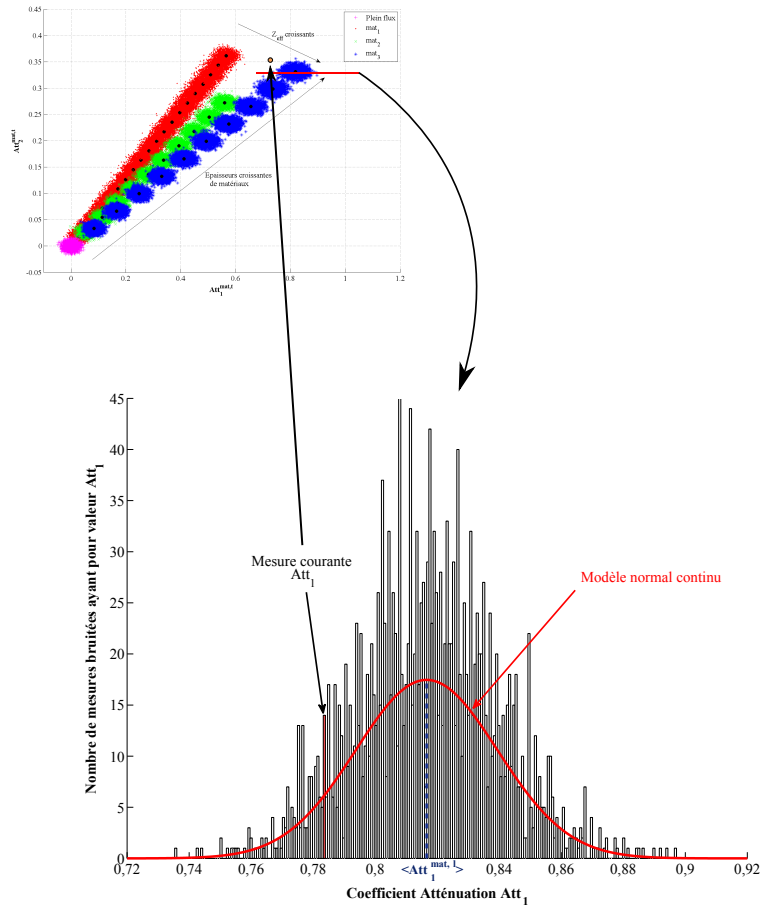


FIGURE III.9 – Représentation de la distribution discrète des valeurs d’atténuation dans un compteur  $i$ . La loi normale continue qui est utilisée est représentée en rouge.

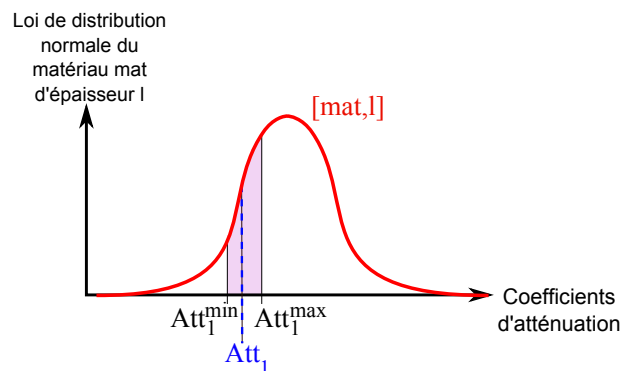


FIGURE III.10 – Illustration des bornes d’intégration sur la densité de probabilité continue des coefficients d’atténuation. Basé sur l’exemple de la figure III.9. Échelle non respectée.

$$\begin{aligned}
\mathcal{P}_{mat \cap \ell}(Att_i) &= \mathcal{P}_{mat \cap \ell}(Att_i^{min} < Att_i < Att_i^{max}) \\
&= \int_{Att_i^{min}}^{Att_i^{max}} p_{mat \cap \ell}(x) dx \\
&= \int_{Att_i^{min}}^{Att_i^{max}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i^{mat \cap \ell}} \times \exp\left[-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{x - \langle Att_i^{mat \cap \ell} \rangle}{\sigma_i^{mat \cap \ell}}\right)^2\right] dx
\end{aligned} \tag{III.18}$$

Cependant, la définition des bornes  $Att_i^{min}$  et  $Att_i^{max}$  à partir d'une mesure d'atténuation  $Att_i$  n'est pas immédiate. Dans un premier temps, nous faisons l'approximation que ces bornes ont des valeurs très proches. L'intégrale de la densité de probabilité entre ces deux bornes est alors approximée comme étant égale à la valeur de la densité de probabilité en  $Att_i$  :

$$\mathcal{P}_{mat \cap \ell}(Att_i) \approx p_{mat \cap \ell}(Att_i) \tag{III.19}$$

Il faudra cependant noter que la mesure obtenue ne correspond pas à une probabilité. Pour cette raison, nous utiliserons la notation  $\mathcal{P}_{mat \cap \ell}^{\Theta}(Att_i)$  pour indiquer qu'une approximation est effectuée.

$$\mathcal{P}_{mat \cap \ell}^{\Theta}(Att_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i^{mat \cap \ell}} \times \exp\left[-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{Att_i - \langle Att_i^{mat \cap \ell} \rangle}{\sigma_i^{mat \cap \ell}}\right)^2\right] \tag{III.20}$$

La détermination des bornes  $Att_i^{min}$  et  $Att_i^{max}$  sera envisagée plus tard dans ce chapitre pour des mesures d'atténuation effectuées avec un détecteur en comptage.

- Expression de la probabilité globale  $\mathcal{P}_{\overrightarrow{Att}}(mat \cap \ell)$  : Probabilité que la mesure courante  $\overrightarrow{Att}$  corresponde à la mesure qui serait obtenue avec le matériau  $mat$  à l'épaisseur  $\ell$ .

Après avoir défini chacun des termes de l'équation III.14, nous nous intéressons à l'expression de la probabilité  $\mathcal{P}_{\overrightarrow{Att}}(mat \cap \ell)$ . À partir de la combinaison des équations III.17 et III.20 avec l'équation III.16, cette probabilité peut être définie. Cependant, puisqu'une approximation a été précédemment effectuée, la probabilité  $\mathcal{P}_{\overrightarrow{Att}}(mat \cap \ell)$  est notée  $\mathcal{P}_{\overrightarrow{Att}}^{\Theta}(mat \cap \ell)$  et est définie dans l'équation suivante :

$$\mathcal{P}_{Att}^{\Theta}(mat \cap \ell) \propto \frac{1}{N_{ep}^{mat}} \times \prod_{i=1}^N \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i^{mat\cap\ell}} \times \exp\left[-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{Att_i - \langle Att_i^{mat\cap\ell} \rangle}{\sigma_i^{mat\cap\ell}}\right)^2\right] \quad (\text{III.21})$$

Ainsi, à partir d'une mesure multi-énergies du spectre d'un matériau inconnu, il est possible d'approximer la probabilité traduisant la correspondance de ce matériau avec un matériau de nature  $mat$  et d'épaisseur  $\ell$  appartenant à la base d'étalonnage.

Expression des bornes de l'atténuation  $Att_i^{min}$  et  $Att_i^{max}$  pour un détecteur multi-énergies en comptage

Dans le cadre de l'utilisation d'un détecteur multi-énergies en comptage, il est possible de déterminer des bornes sur les mesures des coefficients d'atténuation multi-énergies  $\vec{Att}$  d'un matériau inconnu.

En effet, nous avons précédemment indiqué que la nature corpusculaire des photons implique des mesures de spectres discrètes. Or, nous montrons dans l'Appendice B, que dans le cas d'un détecteur en comptage à fonction de réponse non idéale, la statistique photonique suit tout de même une loi de Poisson. Une mesure discrète du spectre photonique correspond donc à un nombre entier de photons. Le spectre  $Sp_i$  (équation III.2) est donc mesuré, dans une zone de comptage, à plus ou moins un photon près. Les bornes  $Att_i^{min}$  et  $Att_i^{max}$  peuvent être déterminées selon l'équation suivante :

$$\underbrace{\frac{Sp_i - 1}{Sp_i^0}}_{Att_i^{min}} < \underbrace{\frac{Sp_i}{Sp_i^0}}_{Att_i} < \underbrace{\frac{Sp_i + 1}{Sp_i^0}}_{Att_i^{max}}$$

Il est à noter que ce résultat, qui est obtenu de façon triviale pour un détecteur en comptage, n'est pas simple à mettre en œuvre avec un détecteur en intégration. La mesure effectuée avec un détecteur en intégration d'énergie ne correspond effectivement pas à un nombre de photons mais à une mesure pondérée par l'énergie de chaque photon (équation III.1). Pour cette raison, l'approche présentée ici n'est valable que pour un détecteur en comptage.

La définition des bornes  $Att_i^{min}$  et  $Att_i^{max}$  dans chacun des compteurs  $i$  permet alors d'exprimer la probabilité  $\mathcal{P}_{Att}^{\Theta}(mat \cap \ell)$  sous la forme suivante.

$$\begin{aligned}
\mathcal{P}_{Att}(mat \cap \ell) \propto \\
\frac{1}{N^{mat}_{ep}} \times \prod_{i=1}^N \int_{-ln[\frac{Sp_i+1}{Sp_i^0}]}^{-ln[\frac{Sp_i-1}{Sp_i^0}]} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i^{mat \cap \ell}} \times \exp\left[-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{x - \langle Att_i^{mat \cap \ell} \rangle}{\sigma_i^{mat \cap \ell}}\right)^2\right] dx
\end{aligned} \tag{III.22}$$

Cette probabilité est calculable avec la fonction d'erreur  $erf$  qui permet le calcul de l'intégrale d'une fonction gaussienne. Nous montrons en effet dans l'appendice C que la relation suivante existe :

$$\int_a^b \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \times \exp\left[-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{(x - x_0)}{\sigma}\right)^2\right] = \frac{1}{2} erf\left(\frac{b - x_0}{\sqrt{2} \cdot \sigma}\right) - \frac{1}{2} erf\left(\frac{a - x_0}{\sqrt{2} \cdot \sigma}\right) \tag{III.23}$$

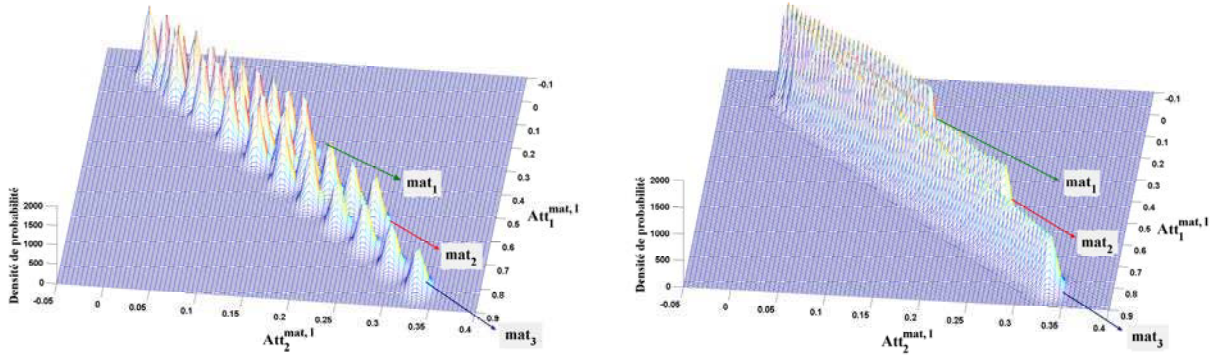
Ainsi, dans le cadre du détecteur en comptage, les performances d'identification pourront être évaluées en utilisant l'équation mathématiquement plus rigoureuse III.22, et en utilisant l'équation d'approximation III.21.

### B.3.c Estimation de l'épaisseur et de la nature d'un matériau inconnu

Nous venons de présenter les outils permettant de déterminer la probabilité qui quantifie la proximité des coefficients d'atténuation bruités d'un matériau inconnu à ceux d'un matériau de la base d'étalonnage de caractéristique  $[mat, \ell]$ .

À présent, nous allons nous intéresser aux procédés permettant d'estimer la nature et l'épaisseur d'un matériau inconnu (mais homogène) à partir d'une base de données contenant divers matériaux d'étalonnage. Cela correspond à l'étape d'identification dite *en ligne*.

Durant cette étape, chaque matériau de la base d'étalonnage est considéré indépendamment. Une interpolation linéaire des coefficients d'atténuation moyens  $\langle Att_i^{mat, \ell} \rangle$  et des variances associées  $\sigma_i^{mat, \ell}$  est effectuée entre deux épaisseurs d'étalonnage successives, dans chacune des dimensions  $i$  (où  $i$  correspond à une zone de comptage, ou à une couche de détection en fonction du détecteur considéré). De cette façon, la distribution des atténuations est obtenue en chacune des épaisseurs de l'univers du matériau considéré, sans que cela nécessite la mise en place d'une méthode d'étalonnage sub-millimétrique. Une illustration de cette étape est donnée dans la figure III.11. Cependant, la précision de l'interpolation étant dépendante



(a) Loi de densité de probabilité présentée dans la figure III.8

(b) Loi de distribution des coefficients d'atténuation interpolés aux épaisseurs intermédiaires

FIGURE III.11 – Utilisation d'une loi de distribution multi-normale pour représenter la répartition des coefficients d'atténuation. Afin de déterminer les distributions de probabilité aux épaisseurs intermédiaires, une interpolation linéaire des moyennes et des écart-types des distributions est effectuée entre deux épaisseurs d'étalonnage successives.

du pas des épaisseurs utilisées durant l'étalonnage, le choix de ce pas devra être effectué en conséquence lors de l'étape de calibrage.

Une comparaison des probabilités entre les différentes épaisseurs de matériaux est effectuée dans le but de déterminer l'épaisseur du matériau  $mat$  la plus probable.

En pratique, pour des raisons de rapidité de calcul, les probabilités sont tout d'abord uniquement déterminées aux épaisseurs d'étalonnage, et l'interpolation linéaire des coefficients n'est réalisée qu'entre les deux épaisseurs d'étalonnage successives les plus probables. De plus, après interpolation entre ces deux épaisseurs, une méthode de dichotomie est utilisée afin de rechercher plus rapidement encore l'épaisseur de matériau la plus probable.

La probabilité maximale mesurée pour le matériau considéré est alors notée  $d_{mat}(\vec{Att})$  et est définie dans l'équation III.24. L'épaisseur la plus probable associée est notée  $\ell_{mat}$ .

$$d_{mat}(\vec{Att}) = \max_{\ell} \left[ \mathbf{P}_{\vec{Att}}(mat \cap \ell) \right] \quad (\text{III.24})$$

Où  $\mathbf{P}_{\vec{Att}}(mat \cap \ell)$  est une notation générique qui réfère à la probabilité que les coefficients d'atténuation mesurés correspondent au matériau  $mat$  à l'épaisseur  $\ell$ . Elle peut donc correspondre à  $\mathcal{P}_{\vec{Att}}^{\Theta}(mat \cap \ell)$  comme défini dans l'équation III.21 ou à  $\mathcal{P}_{\vec{Att}}(mat \cap \ell)$  de l'équation III.22 qui est utilisable uniquement avec le détecteur en comptage.

Pour chacun des matériaux de la base d'étalonnage, la probabilité maximale  $d_{mat}(\vec{Att})$  associée à l'épaisseur la plus probable  $\ell_{mat}$  est alors stockée. Une comparaison des probabilités maximales mesurées pour chacun des matériaux d'étalonnage est ensuite effectuée. Le matériau qui possède la plus grande probabilité parmi tous est choisi comme résultat de l'identification (équation III.25).

$$\widetilde{mat} = \arg \max_{mat} \left[ d_{mat}(\vec{Att}) \right] \quad (\text{III.25})$$

Un couple [*matériau, épaisseur*] et la probabilité correspondante sont ainsi associés au matériau inconnu. Nous avons résumé les principales étapes de cette méthode dans le diagramme de la figure III.12.

Une fois l'identification réalisée, un indice de confiance sur l'estimation de la nature du matériau est calculée. Il correspond au rapport entre la probabilité associée au matériau le plus probable à l'épaisseur la plus probable, et la somme des probabilités maximales de tous les matériaux de la base (équation III.26).

$$\mathcal{C}_{\widetilde{mat} \cap \ell_{\widetilde{mat}}} = \frac{d_{\widetilde{mat}}(\vec{Att})}{\sum_{k_{mat}=1}^{N_{mat}} d_{k_{mat}}(\vec{Att})} \quad (\text{III.26})$$

Cet indice de confiance, dont la valeur varie en fonction du nombre de matériaux présents dans la base d'étalonnage, est normalisé et varie de zéro à l'unité, où l'unité représente la valeur pour laquelle la confiance sur le couple [*matériau, épaisseur*] est la plus grande.

L'indice  $1 - \mathcal{C}_{\widetilde{mat} \cap \ell_{\widetilde{mat}}}$  quantifie la possibilité que le matériau inconnu soit d'une nature différente (parmi les matériaux de la base de données) de  $\widetilde{mat}$ .

Ainsi, à travers l'ensemble des méthodes mises en œuvre, nous avons présenté une méthode d'identification qui permet d'estimer la nature et de l'épaisseur d'un matériau homogène inconnu par l'attribution d'un couple [*épaisseur, nature*] déterminé à partir de la base d'étalonnage. Un indice de confiance lui est associé.

## C Procédés d'optimisation des détecteurs pour l'amélioration des performances d'identification

Les performances d'identification liées à un dispositif de détection peuvent être quantifiées grâce aux méthodes précédemment développées. De ce fait, il devient



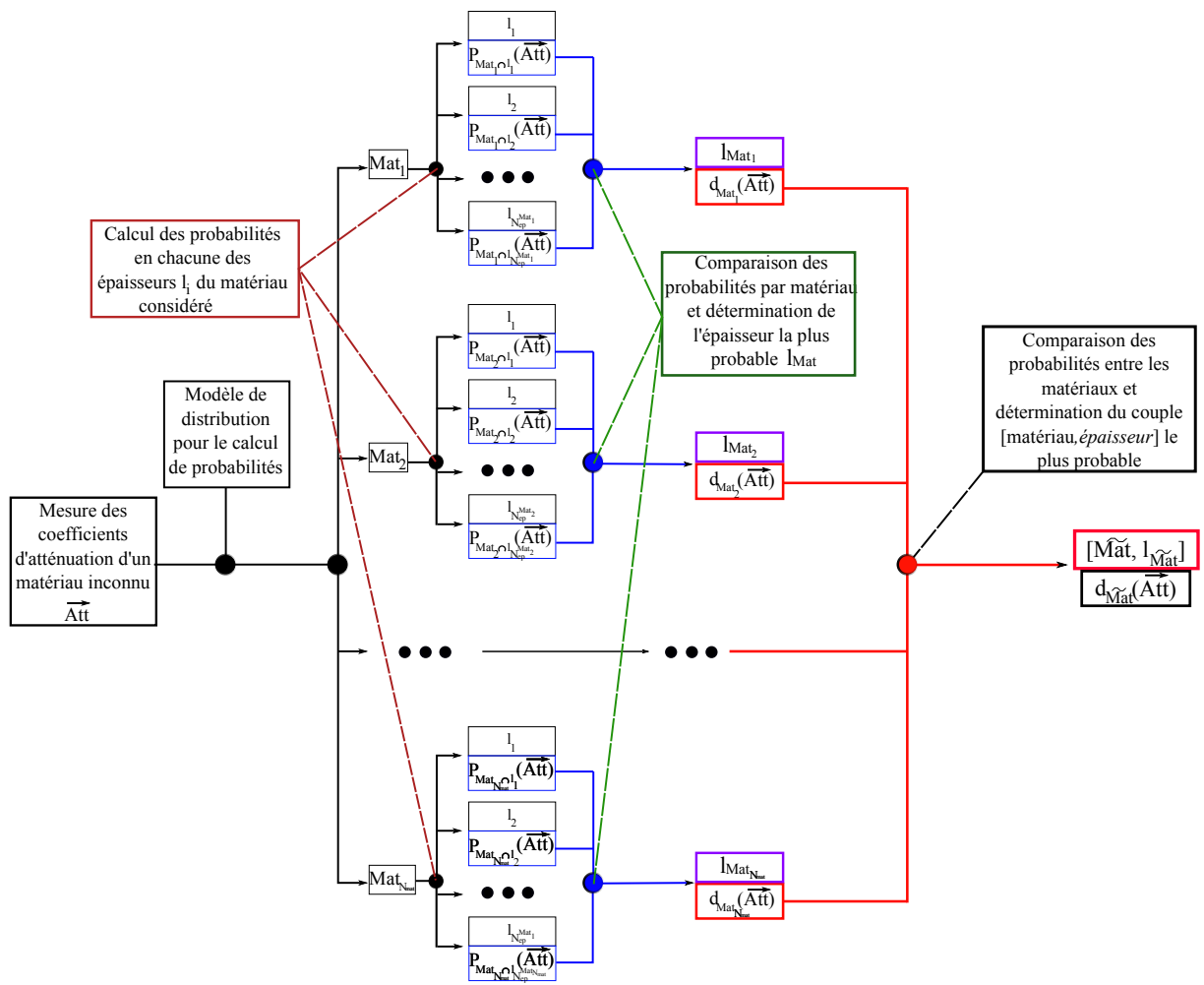


FIGURE III.12 – Diagramme résumant les principales étapes mises en œuvre dans la méthode d'identification (étape en ligne)

intéressant d'optimiser certains paramètres du système afin d'augmenter les performances d'identification. Les paramètres à optimiser sont cependant différents en fonction de la technologie considérée pour le contrôle des bagages, et parmi ceux-ci nous citerons notamment :

- *Pour le détecteur multi-couches* : la nature et l'épaisseur du cristal de scintillation de chacune des couches, et la nature et l'épaisseur du filtre positionné entre les couches de scintillation.
- *Pour le détecteur en comptage* : la fonction de réponse du détecteur (dépendant de la nature du semi-conducteur, de son dimensionnement, et de l'électronique et des méthodes de traitement du signal associées), le nombre de zones de comptage, et les positions des seuils associés. Dans notre étude, nous nous limiterons à l'optimisation du nombre de compteurs, et à la position de leurs seuils.

Cependant, les paramètres du système ne peuvent être optimisés que pour une épaisseur de matériau donnée (Roessl and Proksa [2006]). L'utilisation d'un matériau d'épaisseur ou de nature différente engendre une atténuation différente et implique des paramètres d'optimisation différents.

Dans le cadre du contrôle des bagages, les matériaux potentiellement présents dans les bagages peuvent être de nature et d'épaisseurs très différentes. L'optimisation des paramètres du système de détection pour une épaisseur de matériau particulière, n'est alors pas optimale pour les autres matériaux. Cependant, un choix des paramètres du système de détection doit être effectué. Il faut alors trouver un compromis pour améliorer l'identification d'une zone de matériaux explosifs.

En vue d'optimiser les paramètres du détecteur, nous définissons trois critères qui sont classés en deux groupes distincts :

- Critère d'optimisation dérivant du critère d'identification :
  - Taux de bonnes et mauvaises identifications (TBI et TMI).
  - Critère de confiance moyen
- Critère d'optimisation utilisant le théorème de Cramér-Rao.

Intéressons nous à la description de chacun de ces critères ainsi qu'aux méthodes mises en œuvre. Nous noterons le couple [matériau, épaisseur] pour lequel l'optimisation est conduite  $[mat_x, \ell_x]$ .

### C.1 Critère d'optimisation dérivant du critère d'identification

Ces deux critères nécessitent l'utilisation de la méthode d'identification.

- Taux de bonnes et mauvaises identifications (TBI et TMI)

Pour le matériau connu  $[mat_x, \ell_x]$ , une acquisition multi-énergies est réalisée. Les données sont pré-traitées (par une des méthodes présentées) et le processus d'identification est réalisé. Un couple  $[matériau, épaisseur]$  est obtenu comme résultat de l'identification. Cette estimation peut alors être comparée à la nature et à l'épaisseur connues du matériau. Un indice 0 ou 1 est alors affecté afin d'indiquer une mauvaise ou une bonne identification.

Les critères qui définissent une bonne (ou une mauvaise) identification peuvent correspondre à :

- une estimation correcte (ou incorrecte) de la nature du matériau,
- une estimation correcte (ou incorrecte) de l'épaisseur estimée,
- une estimation correcte (ou incorrecte) de la nature et de l'épaisseur conjointement.

Si l'estimation de l'épaisseur de matériau est utilisée comme critère de bonnes (ou mauvaises) identifications, un seuil de tolérance doit être fixé sur celui-ci ; l'ensemble des épaisseurs de matériaux étant discrétisé.

Dans cette étude, nous faisons le choix de considérer une bonne ou une mauvaise identification comme une estimation correcte ou incorrecte de la nature du matériau uniquement.

La répétition de ce processus pour un nombre important d'acquisitions conduit alors à l'estimation d'un taux de bonnes ou de mauvaises identifications (TBI et TMI) associé au matériau  $[mat_x, \ell_x]$ .

Les paramètres du système de détection peuvent donc être déterminés de façon à améliorer le taux de bonnes (ou de mauvaises) identifications du matériau  $[mat_x, \ell_x]$ . Cependant, nous noterons que ce critère fonctionne sur le mode *tout ou rien* (indice 1 ou 0). Le bruit qui lui est associé est donc fortement dépendant du nombre d'itération du processus.

- Critère de confiance moyen

Afin de réduire la dépendance du bruit associé au critère, nous utilisons le critère de confiance défini dans l'équation III.26 en utilisant les a priori sur la nature et l'épaisseur  $[mat_x, \ell_x]$  du matériau utilisé pour l'optimisation. Pour une acquisition multi-énergies, les mesures sont pré-traitées. Nous les notons  $\vec{Att}_{mat_x, \ell_x}$ . La méthode d'identification est alors utilisée et les densités de probabilités qui sont calculées sont utilisées pour définir le critère de confiance. Ce dernier s'exprime comme :

$$C_{mat_x \cap \ell_{mat_x}} = \frac{d_{mat_x}(\vec{Att}_{mat_x, \ell_x})}{\sum_{k_{mat}=1}^{N_{mat}} d_{k_{mat}}(\vec{Att}_{mat_x, \ell_x})} \quad (\text{III.27})$$


---

Nous connaissons la nature du matériau d'intérêt. C'est la raison pour laquelle au numérateur, l'épaisseur la plus probable du matériau  $mat_x$  de la base d'étalonnage est estimée, pour les données  $\vec{Att}_{mat_x, \ell_x}$ , à partir de l'équation III.24. La valeur de la densité de probabilité (ou de la probabilité) du matériau  $mat_x$  de la base d'étalonnage, à l'épaisseur la plus probable, correspond à  $d_{mat_x}(\vec{Att}_{mat_x, \ell_x})$ .

Au dénominateur, pour chaque matériau de la base d'étalonnage  $k_{mat}$  (variant de 1 à  $N_{mat}$ ), l'épaisseur la plus probable de  $k_{mat}$ , pour les données  $\vec{Att}_{mat_x, \ell_x}$ , est estimée selon l'équation III.24. La valeur de la densité de probabilité (ou de la probabilité) du matériau  $k_{mat}$  à l'épaisseur la plus probable correspond à  $d_{k_{mat}}(\vec{Att}_{mat_x, \ell_x})$ .

Ainsi, le critère de confiance est noté  $C_{mat_x \cap \ell_{mat_x}}$  où  $\ell_{mat_x}$  est l'épaisseur estimée du matériau  $mat_x$ . Ce critère varie de zéro, lorsque le matériau  $mat_x$  n'est pas identifié parmi les autres matériaux, à l'unité lorsque le matériau  $mat_x$  est parfaitement identifié. Nous notons que la valeur particulière  $\frac{1}{N_{mat}}$  correspond à une situation dans laquelle les  $N_{mat}$  matériaux de la base d'étalonnage sont confondus. Ils apparaissent alors équiprobables à l'identification.

En réitérant le processus pour une multitude d'acquisitions bruitées, une valeur moyenne du critère est obtenue. Cela correspond alors au **critère de confiance moyen**.

Nous notons que ce critère n'obéissant pas à une loi binaire (comme c'est le cas du TBI et du TMI), il est moins bruité.

## C.2 Critère d'optimisation utilisant le théorème de Cramér-Rao

Une comparaison des critères d'optimisation précédemment définis avec un critère présent dans la littérature permettrait de valider ceux-ci et de ce fait, de valider la méthode d'identification que nous avons développée.

Le théorème de la borne inférieure de Cramér-Rao a été initialement utilisé par Roessl and Proksa [2006], Roessl and Herrmann [2009] pour optimiser les seuils des compteurs d'un détecteur hybride en comptage et/ou à intégration d'énergie. Puis, il a été réutilisé par Wang and Pelc [2009, 2011]. Bien que ces deux équipes effectuent des mesures de quantification de grandeurs physiques différentes, ils utilisent le théorème de Cramér-Rao de façon identique.

Pour le système de détection en comptage, nous nous intéresserons tout d'abord à une description des hypothèses régissant l'utilisation du théorème de Cramér-Rao. Ensuite, nous présenterons les méthodes mises en œuvre pour adapter son utilisation à notre contexte d'étude. L'utilisation de cette approche avec un système de détection multi-couches en intégration d'énergie n'a cependant pas été faite dans notre étude.

### C.2.a Matrice d'information de Fisher et Borne Inférieure de Cramér-Rao

Dans le cadre de l'utilisation d'un détecteur en comptage, nous présentons ici l'approche de Roessl and Proksa [2006], Roessl and Herrmann [2009] et de Wang and Pelc [2009, 2011] pour déterminer les valeurs des seuils des compteurs qui optimisent la quantification de grandeurs physiques. Pour cela, ces auteurs se sont tout d'abord intéressés à la matrice de Fisher associée aux mesures multi-énergies. En effet, celle-ci représente la variance sur l'estimation d'un paramètre  $\theta$ ; ce dernier étant estimé dans le but de maximiser la vraisemblance de la variable aléatoire  $X$  (méthode du maximum de vraisemblance). La matrice d'information de Fisher s'exprime comme suit :

$$\mathcal{I}(\theta) = -E \left[ \frac{\partial^2 \ln f(X; \theta)}{\partial \theta^2} \middle| \theta \right] \quad (\text{III.28})$$

Où  $f$  représente la fonction de vraisemblance de la variable aléatoire  $X$ , et a pour paramètre  $\theta$ .  $E$  représente l'espérance mathématique.

Dans le cadre d'une étude multi-paramétrique, les paramètres à estimer sont définis par Roessl and Proksa [2006], Roessl and Herrmann [2009] comme étant les quantités d'effet Photoélectrique et Compton, et par Wang and Pelc [2009, 2011] comme étant les épaisseurs équivalentes de matériaux de décomposition. Dans le cas d'une distribution de Poisson ou d'une distribution gaussienne, la matrice de Fisher multi-paramétrique peut s'exprimer sous la forme :

$$\mathcal{I}(\theta_i, \theta_j) = -E \left[ \frac{\partial^2}{\partial \theta_i \partial \theta_j} \ln f(X; \theta) \middle| \theta \right] \quad (\text{III.29})$$

Nous présentons les différentes étapes permettant d'exprimer la matrice de Fisher pour l'utilisation d'un détecteur en comptage. Avec ce type de détecteur, la mesure multi-énergies suit une loi de Poisson dans chacun des canaux. Ceci reste d'ailleurs vrai pour un détecteur en comptage qui possède une fonction de réponse non idéale (voir Appendice B pour démonstration). Donc, dans un compteur  $i$ , une mesure de comptage bruitée, que l'on note  $k_i$ , obéit à une loi de Poisson de moyenne  $Sp_i$  (où  $Sp_i$  est défini dans l'équation III.2 à la page 79). La probabilité, qui est équivalente à la densité de probabilité dans le cas d'une loi de Poisson, s'écrit alors :

$$\mathcal{P}(k_i) = \frac{e^{-Sp_i} \times (Sp_i)^{k_i}}{k_i!} \quad (\text{III.30})$$

La fonction de vraisemblance, qui correspond au produit des densités de probabilité sur l'ensemble des  $N$  zones de comptage, s'exprime :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^N \frac{e^{-Sp_i} \times (Sp_i)^{k_i}}{k_i!} \quad (\text{III.31})$$

Le logarithme de cette fonction est alors utilisé pour la détermination de la matrice d'information de Fisher. Pour une loi multi-paramétrique, l'équation III.29 est utilisée et la matrice de Fisher qui en découle est exprimée dans l'équation III.32.

$$\mathcal{J}(\theta_m, \theta_n) = \sum_{i=1}^N \frac{1}{Sp_i} \times \frac{\partial Sp_i}{\partial \theta_m} \times \frac{\partial Sp_i}{\partial \theta_n} \quad (\text{III.32})$$

Matrice de Fisher pour un détecteur en comptage

Les paramètres  $\theta_m$  et  $\theta_n$  correspondent alors aux quantités équivalentes d'effets Photoélectrique et Compton, ou aux épaisseurs équivalentes des matériaux de la base de décomposition, en fonction des approches choisies.

Pour les détecteurs en intégration d'énergies, [Roessl and Proksa \[2006\]](#), [Roessl and Herrmann \[2009\]](#) proposent l'utilisation d'une loi de probabilité normale de moyenne  $\mathcal{M}_i$  (défini dans l'équation III.1) et d'écart-type  $\sigma_i$  pour décrire une mesure multi-énergies. Ainsi, pour le détecteur multi-couches à  $N$  couches, la matrice de Fisher s'écrit :

$$\mathcal{J}(\theta_m, \theta_n) = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} \times \frac{\partial \mathcal{M}_i}{\partial \theta_m} \times \frac{\partial \mathcal{M}_i}{\partial \theta_n} + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \frac{1}{(\sigma_i^2)^2} \times \frac{\partial \sigma_i^2}{\partial \theta_m} \times \frac{\partial \sigma_i^2}{\partial \theta_n} \quad (\text{III.33})$$

Matrice de Fisher pour un détecteur en intégration d'énergie

La matrice d'information de Fisher est ainsi déterminée pour chacun des types de détecteur. Le théorème de Cramér-Rao permet alors de définir un estimateur de la borne inférieure de la variance de l'ensemble des estimateurs sans biais d'un paramètre  $\theta_i$ , tel que cela est défini dans l'équation III.34. Il est donc utilisé pour déterminer une borne inférieure de la variance associée à chacune des grandeurs physiques d'intérêt.

$$\text{var}(\hat{\theta}_i) \geq [\mathcal{J}(\theta_i, \theta_i)]^{-1} \quad (\text{III.34})$$

L'utilisation de cette borne inférieure de la variance permet alors à [Roessl and Proksa \[2006\]](#), [Roessl and Herrmann \[2009\]](#) et [Wang and Pelc \[2009, 2011\]](#) de déterminer les positions des seuils des compteurs pour lesquels la valeur de cette borne est minimale.

Nous allons maintenant nous intéresser à la façon dont nous avons adapté ce critère d'estimation de la variance à un problème d'identification de matériaux, et non plus de quantification de grandeurs physiques.

### C.2.b Le critère de Cramér-Rao pour l'identification d'un matériau homogène

Pour situer le contexte, nous considérons dans notre approche un matériau homogène que nous souhaitons identifier parmi un ensemble de  $N_{mat}$  matériaux, dont le nombre et la nature sont fixés par une base de données. Notre démarche d'identification vise alors à considérer un matériau de nature donnée et d'épaisseur non nulle superposé à un ensemble d'épaisseurs nulles des autres matériaux de la base de données. Deux hypothèses sont alors effectuées :

- À partir des mesures multi-énergies du spectre de transmission issu de ce matériau, nous émettons l'hypothèse de l'existence d'un estimateur sans biais des épaisseurs respectives des matériaux superposés. Cet estimateur doit cependant être défini tel que sa variance doit pouvoir être estimée par la borne inférieure de Cramér-Rao.
- Notre critère d'identification est le suivant : en présence de bruit photonique sur les mesures, la plus grande épaisseur estimée correspond à l'épaisseur du matériau homogène ; celui-ci étant d'épaisseur non nulle. La nature du matériau peut alors en être déduite.

Mais, le bruit photonique sur les mesures implique des erreurs potentielles d'identification. Un exemple d'une *zone potentielle de mauvaises identifications* est présenté en hachuré dans la figure III.13. Dans cette figure, la distribution des épaisseurs de trois matériaux est considérée pour cet exemple comme normale.

La minimisation du nombre potentiel de mauvaises identifications nécessite une réduction de cette surface hachurée. Cela peut être effectué par une optimisation des paramètres du système de détection. De manière intuitive, nous comprenons que la minimisation de cette surface nécessite la détermination de deux paramètres :

- L'épaisseur moyenne du matériau d'intérêt.
- Les écarts-types ou les variances associés à la distribution des épaisseurs.

- Estimateur de l'épaisseur moyenne du matériau d'intérêt

L'estimateur des épaisseurs défini dans notre première hypothèse est hypothétique. À défaut d'estimateur statistique, dans le cadre d'un processus d'optimisation, nous possédons le paramètre a priori de l'épaisseur  $\ell_x$  du matériau  $mat_x$  pour lequel l'optimisation est conduite.

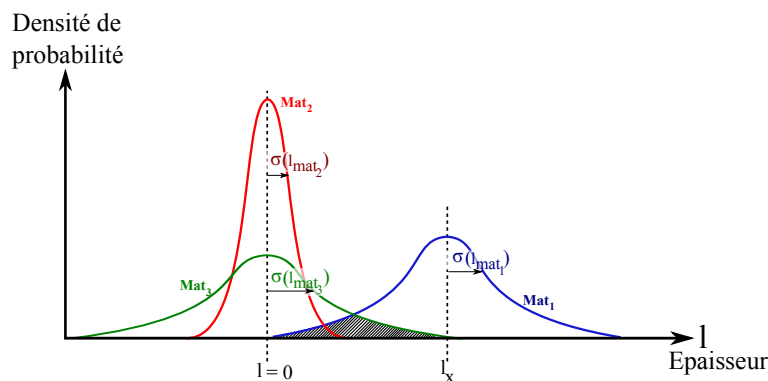


FIGURE III.13 – Exemple de lois normales de distribution des épaisseurs pour trois matériaux superposés dont deux ont des épaisseurs nulles. L'écart-type de la distribution est noté  $\sigma$ , et est indexé par l'indice du matériau auquel correspond la loi.

- Variances sur la distribution des épaisseurs

La détermination de la variance respective des épaisseurs de matériau peut être conduite par l'utilisation de la borne inférieure de Cramér-Rao.

Cependant, la matrice de Fisher (dont la détermination est préalable au calcul de la borne inférieure de Cramér-Rao) est construite pour un ensemble de matériaux aux propriétés physico-chimiques proches. Or, Brody et al. [1981] ont montré que la fonction d'atténuation de tout matériau peut être décomposée selon une base constituée de la somme des fonctions d'atténuation de deux autres matériaux. Cela implique donc que la matrice de Fisher, construite pour des matériaux aux propriétés proches, possède des lignes linéairement dépendantes. Cela apparaît alors problématique pour son inversion.

Pour éviter une telle situation, notre approche consiste à construire les matrices de Fisher par paires de matériaux, chaque paire contenant le matériau connu a priori  $mat_x$  pour lequel l'optimisation est conduite. De cette façon, pour une paire de matériaux donnée, la borne inférieure de la variance des épaisseurs de chacun des matériaux peut être déterminée.

La zone hachurée de la figure III.13 correspond à une zone *potentielle* de mauvaises identifications. Cela signifie que dans cette zone, il est possible qu'il n'y ait pas de mauvaises identifications. Or, c'est la probabilité de mauvaises identifications qui nous intéresse.

Afin d'obtenir une forme analytique de cette probabilité de mauvaises identifications, nous avons simplifié les calculs en considérant une loi de *distribution des*



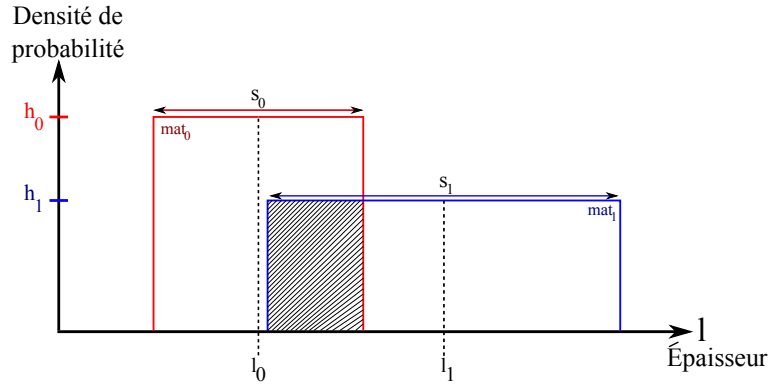


FIGURE III.14 – Illustration, non à l'échelle, de la distribution des épaisseurs en utilisant une loi continue uniforme. Les largeurs et hauteurs de chacune des distributions sont notées  $s$  et  $h$  indexées de l'indice du matériau correspondant. L'intégrale des distributions est normalisée à l'unité telle que :  $s.h = 1$ .

*épaisseurs* de type *loi uniforme continue*. Une illustration de ces distributions est donnée dans la figure III.14.

Pour une paire de matériau, nous nommons  $mat_0$  le matériau d'épaisseur moyenne nulle  $l_0$ , et  $mat_1$  le matériau homogène d'investigation et d'épaisseur moyenne  $l_1$ . Les lois de distribution associées à chacun des matériaux sont dénotées respectivement  $p_0$  et  $p_1$  et sont normalisées. La hauteur et la largeur des distributions sont dénotées  $h$  et  $s$ , indexés par l'indice correspondant au matériau, et sont définies telles que  $h \times s = 1$ .

Soit  $x_0$  et  $x_1$  les variables aléatoires associées aux épaisseurs  $l_0$ , et  $l_1$ . La probabilité que l'épaisseur  $x_1$  soit inférieure à  $x_0$  est déterminée, de façon discrète, par le produit des probabilités suivant :

$$\mathcal{P}(x_1 < x_0) = \sum_{x_0=-\infty}^{+\infty} \mathcal{P}(x_1 < x_0 | x_0) \times \mathcal{P}(x_0) \quad (\text{III.35})$$

Explicitons maintenant les termes de cette équation.

- $\mathcal{P}(x_0)$  : Nous dénotons  $\Delta x_0$  le pas des épaisseurs discrètes pouvant être prises par  $x_0$ .  $\mathcal{P}(x_0)$  correspond à la probabilité que  $x_0$  soit compris entre  $x_0 - \Delta x_0/2$  et  $x_0 + \Delta x_0/2$  et s'exprime de la façon suivante.

$$\begin{aligned}\mathcal{P}(x_0) &= \int_{x_0-\Delta x_0/2}^{x_0+\Delta x_0/2} p_0(x)dx \\ &= \int_{x_0-\Delta x_0/2}^{x_0+\Delta x_0/2} h_0 dx\end{aligned}$$

D'où :

$$\boxed{\mathcal{P}(x_0) = \frac{\Delta x_0}{s_0}} \quad (\text{III.36})$$

- $\mathcal{P}(x_1 < x_0|x_0)$  :

$$\begin{aligned}\mathcal{P}(x_1 < x_0|x_0) &= \int_{\ell_1-s_1/2}^{x_0} p_1(x)dx \\ &= \int_{\ell_1-s_1/2}^{x_0} h_1 dx\end{aligned}$$

D'où :

$$\boxed{\mathcal{P}(x_1 < x_0|x_0) = \frac{x_0}{s_1} - \frac{\ell_1 - \frac{s_1}{2}}{s_1}} \quad (\text{III.37})$$

- Expression de  $\mathcal{P}(x_1 < x_0)$  :

$$\mathcal{P}(x_1 < x_0) = \sum_{x_0=\ell_1-s_1/2}^{\ell_0+s_0/2} \frac{\Delta x_0 \cdot x_0}{s_0 \cdot s_1} - \frac{\Delta x_0 \left( \ell_1 - \frac{s_1}{2} \right)}{s_0 \cdot s_1}$$

L'utilisation d'un pas d'épaisseur infinitésimal  $dx_0$  permet d'exprimer l'équation précédente selon :

$$\mathcal{P}(x_1 < x_0) = \int_{\ell_1-s_1/2}^{\ell_0+s_0/2} \frac{x_0}{s_0 \cdot s_1} dx_0 - \frac{\ell_1 - \frac{s_1}{2}}{s_0 \cdot s_1} \int_{\ell_1-s_1/2}^{\ell_0+s_0/2} dx_0$$

Or, la variance d'une loi uniforme s'exprime telle que  $\sigma^2 = \frac{s^2}{12}$ . Nous remplaçons donc les quantités  $s$  de l'équation précédente, afin d'obtenir une expression dépendante des épaisseurs de matériau et de leur variance.

D'où :

$$\mathcal{P}(x_1 < x_0) = \frac{1}{12 \cdot \sigma_0 \cdot \sigma_1} \times \left[ \frac{(\ell_0 + \sqrt{3}\sigma_0)^2 - (\ell_1 - \sqrt{3}\sigma_1)^2}{2} - (\ell_1 - \sqrt{3}\sigma_1) \times \left[ (\ell_0 + \sqrt{3}\sigma_0) - (\ell_1 - \sqrt{3}\sigma_1) \right] \right] \quad (\text{III.38})$$

Nous avons ainsi déterminé la probabilité que la plus grande épaisseur estimée ne corresponde pas à celle du matériau d'intérêt : cela correspond donc à la probabilité de mauvaises identifications. Cette probabilité est dépendante des épaisseurs des deux matériaux présents dans le couple ainsi que de leur variance.

La variance est estimée par l'utilisation de la borne de Cramér-Rao. Pour cela, la matrice de Fisher est déterminée pour le couple de matériaux ( $mat_0, mat_1$ ) à partir de l'équation III.32. Pour ce couple de matériaux, cette dernière s'exprime comme :

$$\mathcal{J}(\ell_0, \ell_1) = \sum_{i=1}^N \frac{1}{Sp_i} \times \frac{\partial Sp_i}{\partial \ell_0} \times \frac{\partial Sp_i}{\partial \ell_1} \quad (\text{III.39})$$

L'inversion de la matrice permet alors de déterminer la borne inférieure de la variance des estimateurs de l'épaisseur de chaque matériau.

$$\begin{aligned} (\sigma_0)^2 &= var(\hat{\ell}_0) \geq [\mathcal{J}(\ell_0, \ell_0)]^{-1} \\ (\sigma_1)^2 &= var(\hat{\ell}_1) \geq [\mathcal{J}(\ell_1, \ell_1)]^{-1} \end{aligned}$$

La probabilité de mauvaises identifications exprimée dans l'équation III.38 peut alors être estimée. Étant donné que le théorème de la borne de Cramér-Rao est utilisé, nous nommons cette probabilité le critère de Cramér-Rao et nous le notons *CRC*.

Pour un matériau homogène d'intérêt  $[mat_x, \ell_x]$  de nature et d'épaisseur connues, l'optimisation des paramètres du système de détection est effectuée en utilisant un couple de matériau (matériau d'intérêt, matériau autre de la base de donnée). Les paramètres permettant d'améliorer la séparabilité des matériaux de ce couple sont recherchés à travers le critère de probabilité de mauvaises identifications. La configuration pour laquelle cette probabilité est **minimisée** correspond alors à la configuration optimale des paramètres pour l'épaisseur du matériau d'intérêt (**et** pour le couple de matériau considéré).

Nous évaluerons alors dans le Chapitre IV la correspondance, pour une application donnée, des configurations optimales des paramètres du détecteur obtenues pour un même matériau d'intérêt à travers la considération de différents couples. De même, les configurations optimales obtenues seront comparées à celles mesurées avec le critère de confiance moyen.

## D Conclusions du chapitre

En sécurité, les contraintes associées à l'identification de matériaux régissent les conditions expérimentales dans lesquelles un matériau doit être identifié. Nous avons ainsi développé une méthode originale qui se base sur deux étapes indépendantes (*en-ligne* et *hors-ligne*). Grâce à cela, l'identification d'un matériau homogène peut être réalisée rapidement **avec prise en compte du bruit sur les mesures**. C'est une des spécificités de notre étalonnage.

De plus, l'utilisation d'une étape d'étalonnage donne à la méthode une grande robustesse. Cela implique que notre méthode peut être appliquée à divers types de détecteurs, en comptage ou en intégration d'énergie, quelque soit le nombre de compteurs ou le nombre de couches de détection, pour des détecteurs avec une fonction de réponse idéale ou non idéale.

Les critères d'optimisation, qui en sont dérivés, permettent alors d'optimiser les paramètres du détecteur dans le but d'améliorer les performances d'identification. Cependant, nous avons pu voir que le protocole d'optimisation est dépendant du matériau. Ainsi, en l'absence d'information a priori sur les matériaux à identifier, l'utilisation d'une configuration optimisée pour un matériau à une épaisseur, peut ne pas être optimale pour différents matériaux à identifier. Une configuration permettant un compromis sur les performances d'identification d'un groupe de matériau doit donc être déterminée.

Enfin, nous avons adapté un critère provenant de méthodes de quantification de grandeurs physiques présentées dans la littérature afin d'obtenir un second critère d'optimisation. La méthode mise en œuvre pour son adaptation a été présentée, et nous avons, pour un modèle simple de loi de distribution, explicité son expression analytique.

La comparaison de ces deux méthodes d'optimisation nous permettra alors de juger de la qualité de chacune d'elles, en observant leurs bénéfices sur les performances d'identification. En outre, nous évaluerons l'accord entre les configurations optimales obtenues.

Avant cela, nous récapitulons succinctement la variation de chacun des critères d'optimisation avec l'amélioration des performances d'identification. Les valeurs du critère de confiance moyen et du Taux de Bonnes Identifications (déterminés tous deux à partir de la méthode d'identification) sont maximisées lorsque les performances d'identification sont optimales. À l'inverse, le Taux de Mauvaises Identifications déterminé à partir de la méthode d'identification, et le critère de Cramér-Rao (qui correspond à la probabilité de mauvaises identifications) sont minimisés lorsque les performances d'identification sont optimales.

# Étude en simulation d'un détecteur double-couches en intégration d'énergie, d'un détecteur multi-énergie en comptage à fonction de réponse idéale, et amélioration de la méthode d'identification.

---

## Sommaire

---

<b>A</b>	<b>Paramètres de simulation</b> . . . . .	<b>113</b>
A.1	Choix des paramètres pour la simulation du générateur de rayons X . . . . .	113
A.2	Choix des matériaux d'investigation . . . . .	114
A.3	Choix des paramètres pour la simulation des systèmes de détection . . . . .	118
<b>B</b>	<b>Optimisation des paramètres des détecteurs et résultats</b> . .	<b>124</b>
B.1	La méthode d'identification et l'hypothèse de distribution normale des coefficients d'atténuation . . . . .	125
B.2	Optimisation des paramètres du détecteur double-couches en intégration d'énergie . . . . .	125
B.3	Optimisation des paramètres du détecteur en comptage idéal	128
B.4	Comparaison des technologies de détection et application à l'imagerie couleur . . . . .	143
<b>C</b>	<b>Amélioration de la méthode d'identification pour l'utilisation des détecteurs en comptage</b> . . . . .	<b>147</b>
C.1	Identification de matériau à partir des densités de probabilité ou des probabilités ? . . . . .	147
C.2	Méthode d'identification par gammes d'énergies adaptatives .	149

---

**D Conclusions du chapitre . . . . . 157**

---

Après une présentation des méthodes dans le Chapitre III, nous nous intéressons ici à l'application de ces méthodes en simulation dans le cadre de détecteurs à fonction de réponse idéale. La simulation d'une réponse idéale de détecteur permet en effet d'étudier le bénéfice lié à l'utilisation de mesures multi-énergies indépendamment des effets perturbateurs pouvant être induits par le système de détection.

Dans une première partie, nous définissons tout d'abord les paramètres généraux de la simulation. Cela correspond notamment au choix des paramètres du générateur de rayons X, au choix des matériaux d'investigation, des matériaux des détecteurs, etc.

Ensuite, l'optimisation de certains paramètres du détecteur multi-couches et du détecteur en comptage est effectuée. Pour ce dernier, une comparaison des deux méthodes d'optimisation (critère de confiance moyen et critère de Cramér-Rao) est conduite. Suite à la détermination des configurations optimales, les performances d'identification de chacun des systèmes de détection sont alors comparées.

Enfin, dans le cadre de l'utilisation d'un détecteur en comptage, une amélioration des méthodes d'identification (et non plus des paramètres des détecteurs) est effectuée. Tout d'abord, nous comparons les performances de la méthode d'identification lorsqu'elle utilise les lois de probabilité, au sens défini dans le Chapitre III, ou les densités de probabilité. Ensuite, nous présentons une méthode originale permettant d'améliorer les performances d'identification.

## A Paramètres de simulation

Dans cette section, nous présentons et nous justifions le choix des différents paramètres utilisés pour la simulation. Ces derniers seront présentés dans l'ordre de la chaîne d'imagerie, c'est-à-dire depuis le générateur de rayons X jusqu'au détecteur.

### A.1 Choix des paramètres pour la simulation du générateur de rayons X

Les spectres ont été générés à partir du modèle développé par [Birch et al. \[1979\]](#) en utilisant le logiciel *Sindbad* développé dans notre laboratoire ([Tabary et al. \[2007\]](#)). Pour un choix des paramètres d'acquisition (tension, filtration, intensité, temps d'exposition, etc.), ce logiciel calcule le spectre moyen correspondant. Nous utilisons un pas en énergie de 1 keV pour la génération des spectres. Les coefficients d'atténuation massiques des différents matériaux à simuler sont extraits du logiciel XMudat ([Nowotny \[1998\]](#)) en sélectionnant les données issues des travaux de [Boone and Chavez \[1996\]](#).

Dans le cadre de la détection de matériaux dans les bagages, nous avons indiqué dans le chapitre précédent que la tension du générateur de rayons X est généralement comprise entre 100 et 150 kV. Nous avons choisi pour notre étude une tension de 115 kV associée à une filtration de 3 mm d'aluminium.

La distance entre le tube à rayons X et le détecteur est choisie de manière à être du même ordre de grandeur que celle d'un système de détection pour les bagages à main ou en soute : nous avons choisi 1.2 m. Pour des raisons de simplification, le faisceau de rayons X est considéré à géométrie parallèle.

Dans le Chapitre III, nous avons indiqué que le temps d'exposition est imposé par la vitesse de défilement des bagages et par la taille des pixels. Pour notre simulation, la valeur de ce dernier paramètre a été définie à partir de la taille des pixels du détecteur spectrométrique développé dans notre laboratoire, soit  $800 \times 800 \mu\text{m}^2$ . Le dimensionnement du détecteur expérimental a été effectué afin de trouver le meilleur compromis entre le taux de comptage et les effets de partage de charges entre pixels voisins, pour une application en sécurité. Ainsi, pour cette taille de pixel et pour un convoyeur déplaçant les bagages à la vitesse de  $20 \text{ cm.s}^{-1}$ , le temps d'acquisition correspond au temps nécessaire au bagage pour parcourir la distance correspondant à la largeur du pixel. Nous avons alors choisi un temps d'acquisition de 4 ms.

Le choix du paramètre d'intensité doit alors être effectué de façon à ne pas saturer l'électronique de détection. Le détecteur en comptage étant le plus sujet aux effets d'empilement de photons, le paramètre d'intensité est fixé en fonction de ses capacités de comptage ; le détecteur multi-couches en intégration d'énergie n'étant que peu (ou pas) soumis au phénomène d'empilement pour les flux de photons



considérés. Le détecteur spectrométrique expérimental fonctionne sous un débit de fluence maximum de  $2 \times 10^7$  photons. $\text{mm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Nous avons donc choisi un paramètre d'intensité du tube de 7.6 mA, ce qui correspond à un débit de fluence de  $1.95 \times 10^7$  photons. $\text{mm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , et à une fluence d'environ 50 000 photons. $\text{pixel}^{-1}$  pour des pixels de détection de dimensions  $800 \times 800 \mu\text{m}^2$  et pour un temps d'acquisition de 4 ms.

Le tableau ci-dessous récapitule le choix des divers paramètres :

Paramètre du tube de Rayons X	Valeur
Tension	115 kV
Intensité	7.6 mA
Temps d'exposition	4 ms
Distance tube-détecteur	1.2 m
<hr/>	
Débit de fluence résultant	$1.95 \times 10^7$ photons. $\text{mm}^{-2}.\text{s}^{-1}$
Fluence par pixel ( $800 \times 800 \mu\text{m}^2$ )	$\approx 50\,000$ photons. $\text{pixel}^{-1}$

Le choix de l'ensemble des paramètres de simulation du tube à rayons X a été effectué afin de se placer au plus proche des conditions expérimentales. Nous noterons toutefois qu'à ce stade de la chaîne de détection, le bruit photonique n'est pas encore simulé.

## A.2 Choix des matériaux d'investigation

Dans le cadre du contrôle non destructif des bagages par rayons X, nous nous sommes intéressés à la composition chimique de différents matériaux explosifs et inertes. Bien que la composition exacte des explosifs soit confidentielle, nous avons pu avoir accès à un certain nombre de données. Ces dernières sont présentées dans le tableau de la figure IV.1 pour les explosifs et dans celui de la figure IV.2 pour les matériaux inertes. Cependant, du fait de la confidentialité de ces données, nous ne connaissons pas les méthodes expérimentales qui ont été utilisées pour la détermination des numéros atomiques effectifs ( $Z_{\text{eff}}$ ) et des masses volumiques des matériaux explosifs.

L'analyse du tableau des explosifs nous permet de voir que, mis à part les matériaux explosifs denses à base de poudre (Amonal et Poudre noire), l'ensemble des explosifs présentés ici possèdent des masses volumiques comprises entre 1.4 et 1.8  $\text{g}.\text{cm}^{-3}$ , et un numéro atomique effectif compris entre 6.9 et 7.5. Les matériaux inertes (tableau de la figure IV.2) possèdent donc des propriétés de masse volumique et de numéro atomique effectif très proches de celles des explosifs. À titre illustratif,

Matériau (nom)	Composition	%	Formule	Densité	$Z_{eff}$
DNT		100%	$C_7H_6N_2O_4$	1.54	6.9
TNT		100%	$C_7H_5N_3O_6$	1.64	7.1
Hexogène		100%	$C_3H_6N_6O_6$	1.82	7.3
Gelamon22		100%	$C_{105}H_{417}N_{200}O_{374}$	1.40	7.4
Nitrate d'ammonium		100%	$NH_4NO_3$	1.72	7.4
Nitropentrite		100%	$C_5H_8N_3O_{12}$	1.77	7.4
Nitroglycérine		100%	$C_3H_5N_3O_9$	1.60	7.5
Amonal	Nitrate d'ammonium	85%	$NH_4NO_3$	1.87	8.0
	Poudre aluminium	15%	$Al$		
Poudre Noire	Nitrate d'ammonium	62%	$NH_4NO_3$	2.32	14.6
	Carbone	18%	$C$		
	Soufre	20%	$S$		

FIGURE IV.1 – Composition chimique de **matériaux explosifs**. Les densités et numéros atomique effectifs sont déterminés expérimentalement. Les abréviations utilisées : DNT (2,4-DiNitroToluène) et TNT (2,4,6-TriNitroToluene).

Matériau (nom)	Composition	%	Formule	Densité	$Z_{eff}$
Polyéthylène		100%	$C_2H_4$	0.94	5.5
Polystyrène		100%	$C_8H_8$	1.06	5.7
Polyamide		100%	$C_{12}H_{22}N_2O_2$	1.14	6.2
PMMA		100%	$C_5H_8O_2$	1.18	6.5
POM		100%	$CH_2O$	1.42	7.0
Eau		100%	$H_2O$	1.00	7.6
PVDF		100%	$C_2H_2F_2$	1.70	7.9
PTFE		100%	$C_2F_4$	2.16	8.5
Aluminium		100%	$Al$	2.7	13

FIGURE IV.2 – Composition chimique de **matériaux inertes**. Les densités et numéros atomique effectifs sont déterminés expérimentalement. Les abréviations utilisés : PMMA (PolyMethyl MethAcrylate), POM (PolyOxyMethylene), PVDF (PolyVinyliDene Fluoride) et PTFE (PolyTetraFluoroEthylene).

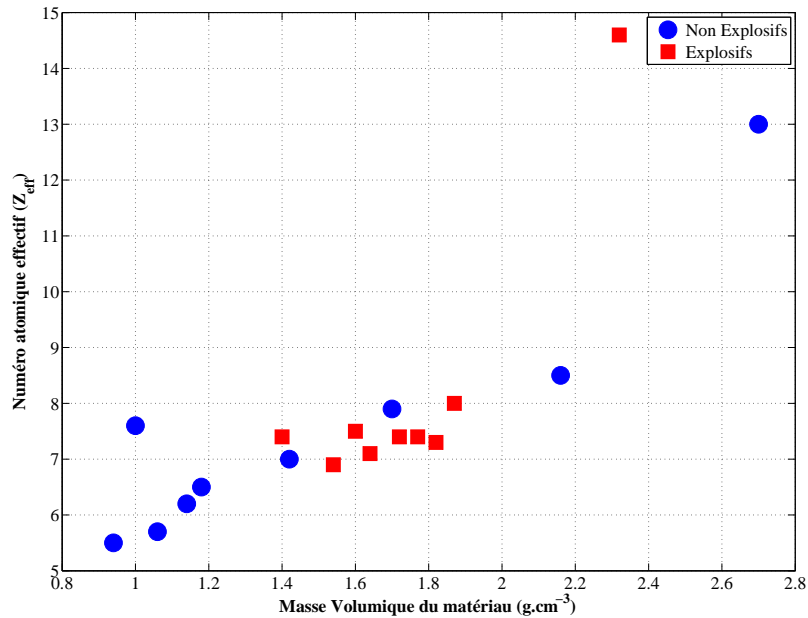


FIGURE IV.3 – Représentation des numéros atomiques effectifs en fonction des masses volumiques des matériaux :  $Z_{\text{eff}} = f(\rho)$ . Les matériaux inertes sont représentés par un rond bleu, et les matériaux explosifs par un carré rouge.

les masses volumiques et numéros atomiques effectifs sont représentés dans la figure IV.3 pour l'ensemble de ces matériaux.

Nous comprenons grâce à cette figure la difficulté qui existe pour identifier des matériaux explosifs sans les confondre avec des matériaux inertes (et inversement). Nous constatons notamment la très grande proximité de certains plastiques comme le matériau POM avec la zone explosive.

Pour notre étude en simulation, nous avons construit les coefficients d'atténuation massique des différents matériaux avec le logiciel XMudat (Nowotny [1998]) en utilisant les données de Boone and Chavez [1996]. Les coefficients d'atténuation linéique ont été déduits en utilisant les masses volumiques théoriques présentes dans le logiciel pour les matériaux inertes, et les masses volumiques expérimentales du tableau de la figure IV.1 pour les explosifs.

À des fins illustratives, nous avons représenté dans la figure IV.4 les coefficients d'atténuation des différents matériaux dans le plan des atténuations d'un détecteur à deux compteurs à fonction de réponse idéale. Sur cette figure, nous observons que la pente de la droite associée à chaque matériau est une fonction du numéro

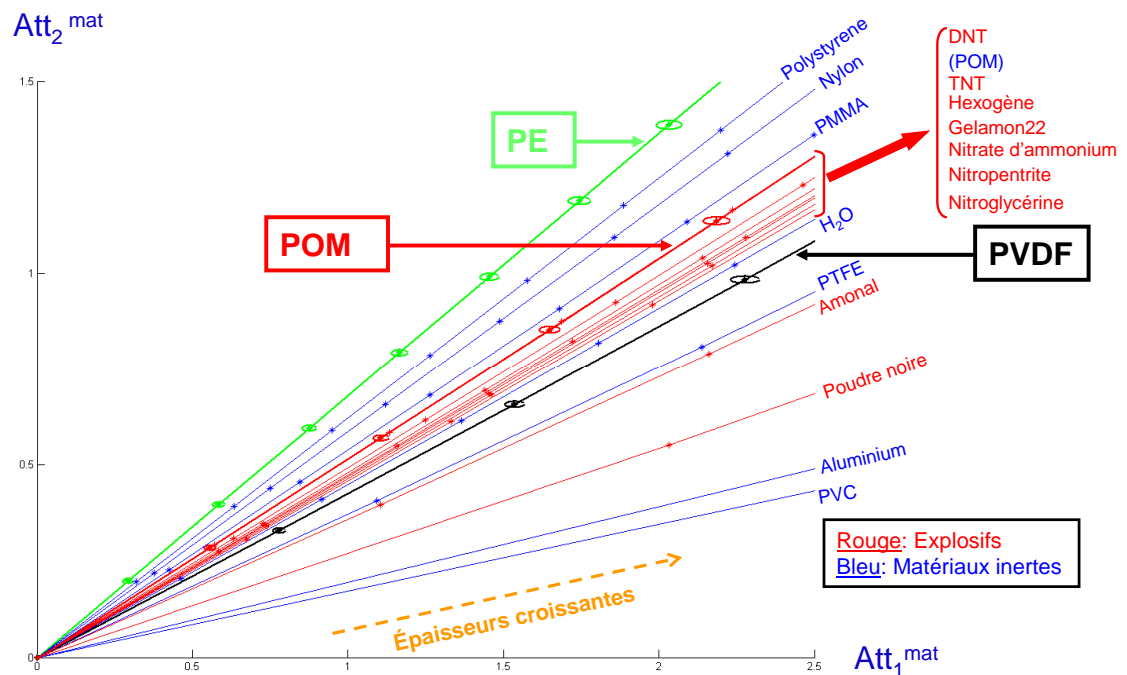


FIGURE IV.4 – Représentation de la base d'étalonnage pour divers matériaux explosifs et non explosifs. Un détecteur en comptage, à deux compteurs ( $N=2$ ) et à fonction de réponse idéale, est utilisé, et les compteurs sont arbitrairement définis sur les bandes d'énergies [21-30] keV et [46-110] keV.

atomique effectif ( $Z_{\text{eff}}$ ). Cette pente diminue lorsque le  $Z_{\text{eff}}$  augmente.

De ce fait, les matériaux explosifs à fort numéro atomique effectif tel que les poudres sont facilement identifiables. Par contre, nous observons une zone explosive comprise entre le DNT et la Nitroglycérine. La plupart des matériaux explosifs présentés dans cette étude se classent dans cette zone : ce sont les matériaux à base de Carbone(C), Hydrogène(H), Oxygène(O) et Azote(N). Nous les nommerons donc explosifs *C.H.O.N.*.

La difficulté liée à l'identification des explosifs *C.H.O.N* se traduit par leur grande proximité avec des matériaux inertes tels que l'eau, le PMMA, le nylon ou le polystyrène. Notre objectif consiste donc à optimiser certains paramètres des détecteurs de façon à séparer au mieux, dans l'espace des coefficients d'atténuation, la zone explosive *C.H.O.N* des matériaux environnants.

Cependant, à des fins de simplifications, nous nous sommes intéressés, pour nos

simulations, à uniquement trois matériaux d'étude : le PE, le POM et le PVDF. Le **POM** a été choisi pour son appartenance à la zone explosive, malgré le fait qu'il soit un matériau inerte. Il présente donc l'avantage de pouvoir être utilisé expérimentalement comme simulant d'explosif pour le domaine d'énergies utilisé en radiographie.

Les deux autres matériaux d'intérêt (**PE** et **PVDF**) ont été choisis afin d'obtenir un échantillon représentatif des matériaux inertes se trouvant de part et d'autre, en termes de numéro atomique effectif, de la zone explosive.

Le choix des épaisseurs d'intérêt a été effectué pour la simulation particulière d'une fonction de réponse idéale des détecteurs. En effet, pour un détecteur en comptage idéal, l'identification de matériaux d'épaisseurs centimétriques est réalisée avec trop d'aisance, rendant inutile tout procédé d'optimisation. Pour nous placer dans une situation moins favorable, pour laquelle l'optimisation des systèmes a un sens, nous avons considéré des épaisseurs millimétriques de matériaux à identifier : les épaisseurs de PE varient de 1 à 20 mm par pas de 1 mm, et celles de POM et de PVDF de 1 à 10 mm par pas de 1 mm.

### **A.3 Choix des paramètres pour la simulation des systèmes de détection**

Nous décrivons dans cette partie la façon dont ont été simulés les détecteurs. Nous rappelons que pour chacun des détecteurs, la taille des pixels de détection a été fixée à  $800 \times 800 \mu m^2$  ; l'épaisseur du pixel de détection est, par contre, dépendante du type de détecteur considéré.

Les méthodes de modélisation du détecteur double-couches en intégration d'énergie, et de modélisation des détecteurs en comptage sont présentées.

#### **A.3.a Détecteur double-couches en intégration d'énergie**

À des fins de simplification, la géométrie du détecteur double-couches en intégration d'énergie est basée sur celle présentée dans la figure IV.5.

Pour expliquer la méthode de simulation de ce détecteur, nous utilisons la notation  $N_{incid}$  pour référer au spectre incident sur le détecteur. Ce dernier représente le spectre  $N_0$  ou le spectre  $N_{mat,\ell}$ . Considérons les interactions dans chacune des couches du détecteur.

##### **•Interaction dans la 1<sup>ère</sup> couche de détection :**

Nous souhaitons déterminer le nombre de photons qui sont absorbés dans cette première couche de détection, c'est-à-dire qui interagissent par effet photoélectrique. Cependant, dans le cristal, les photons peuvent interagir par effets successifs, pour conduire à plusieurs diffusions avant absorption.

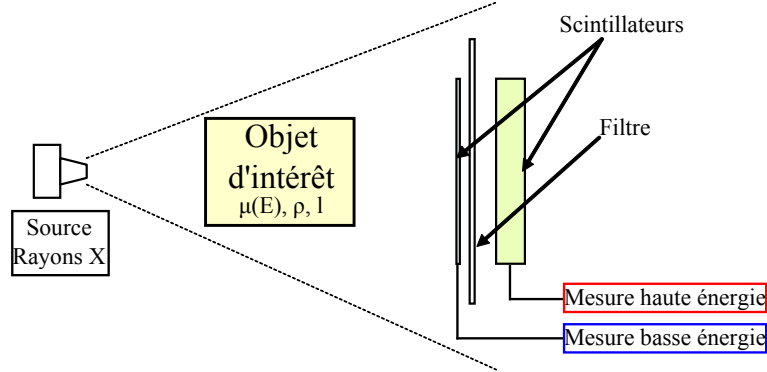


FIGURE IV.5 – Illustration de la géométrie du détecteur double-couches. Schéma non à l'échelle.

Nous savons que les photons qui interagissent par diffusion Rayleigh ne perdent pas d'énergie lors de leur interaction. Par contre, les photons qui diffusent par effet Compton perdent une partie de leur énergie dans le matériau d'interaction. De plus, pour ces deux types d'interaction, il y a diffusion du photon à l'intérieur du cristal; cela a alors des conséquences sur la distance parcourue à l'intérieur du cristal, et donc sur la possibilité qu'il interagisse de nouveau.

Nous faisons alors l'hypothèse que d'une part, lorsque l'interaction est de type Compton, la perte d'énergie subie par le photon est suffisamment faible pour être négligée, et que d'autre part, l'angle de diffusion des photons qui interagissent par diffusion Rayleigh ou Compton est suffisamment faible pour considérer que la trajectoire est inchangée.

La conséquence de ces deux hypothèses nous permet d'exprimer le nombre de photons  $N_1$  qui interagissent dans cette couche de scintillation. L'expression est donnée dans l'équation suivante :

$$N_1(E) = N_{incid}(E) - N_{incid}(E) \times \exp[-\mu_{c_1}^{PE} \times \ell_{c_1}]$$

$$\boxed{N_1(E) = N_{incid}(E) \times (1 - \exp[-\mu_{c_1}^{PE} \times \ell_{c_1}])} \quad (IV.1)$$

Où  $\mu_{c_1}^{PE}$  représente le coefficient d'atténuation linéique, par effet photoélectrique, du scintillateur  $c_1$  d'épaisseur  $\ell_{c_1}$ .

• *Interaction avec le filtre :*

Du point de vue du second cristal scintillateur, le filtre et le premier cristal ne constituent qu'un unique matériau atténuant les rayons X. Nous considérons alors

que le faisceau de photons incidents sur le second cristal n'est constitué que des photons qui n'ont pas interagi dans le premier scintillateur et dans le filtre. Le nombre de photons  $N_{tmp}$  incident sur le second scintillateur s'exprime de la façon suivante :

$$N_{tmp} = N_{incid}(E) \times \exp[-\mu_{c_1}^{tot} \times \ell_{c_1} - \mu_{Filtre}^{tot} \times \ell_{Filtre}] \quad (IV.2)$$

Où  $\mu_{c_1}^{tot}$  et  $\mu_{Filtre}^{tot}$  correspondent au coefficient d'atténuation linéique total du premier cristal scintillateur et du filtre. L'épaisseur de ce dernier est notée  $\ell_{Filtre}$ .

• Interaction dans la 2<sup>ème</sup> couche de détection :

Dans ce dernier cristal, nous émettons les mêmes hypothèses que dans le premier cristal. Le nombre de photons  $N_2$  qui interagissent dans le second scintillateur est donné par l'équation suivante :

$$N_2(E) = N_{tmp} - N_{tmp} \times \exp[-\mu_{c_2}^{PE} \times \ell_{c_2}]$$

$$N_2(E) = N_{incid}(E) \times \left(1 - \exp[-\mu_{c_2}^{PE} \times \ell_{c_2}]\right) \times \exp[-\mu_{c_1}^{PE} \times \ell_{c_1} - \mu_{Filtre}^{tot} \times \ell_{Filtre}] \quad (IV.3)$$

Ainsi, dans les équations IV.1 et IV.3, nous avons déterminé le nombre de photons qui sont absorbés dans chacune des couches du détecteur. Mais, ce type de détecteur est en intégration, et non en comptage. Les mesures en intégration d'énergies sont notées  $\mathcal{M}_1^{incid}$  et  $\mathcal{M}_2^{incid}$  et réfèrent aux mesures obtenues dans les couches 1 et 2, lorsque le spectre  $N_{incid}$  est incident sur le détecteur.  $E_{Spmax}$  représente l'énergie maximale du spectre.

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{M}_1^{incid} = \int_{E=0}^{E_{Spmax}} N_{incid}(E) \times (1 - \exp[-\mu_{c_1}^{PE} \times \ell_{c_1}]) \cdot E \cdot dE \\ \mathcal{M}_2^{incid} = \int_{E=0}^{E_{Spmax}} N_{incid}(E) \times \left(1 - \exp[-\mu_{c_2}^{PE} \times \ell_{c_2}]\right) \times \exp[-\mu_{c_1}^{PE} \times \ell_{c_1} - \mu_{Filtre}^{tot} \times \ell_{Filtre}] \cdot E \cdot dE \end{array} \right. \quad (IV.4)$$

Pour la simulation, ces intégrales sur l'ensemble des énergies ont été discrétisées en une somme. Le bruit photonique est simulé sur les spectres  $N_{incid}(E)$  en utilisant le générateur de bruit de Poisson, *poissrnd*, présent dans le logiciel Matlab®. La détermination des coefficients d'atténuation du matériau d'intérêt *mat* à l'épaisseur  $\ell$  est alors possible dans chacune des couches de détection. Nous notons  $\mathcal{M}_i^0$  et  $\mathcal{M}_1^{mat,\ell}$  les spectres absorbés dans la couche de détection numéro *i*, qui correspondent respectivement au spectre du plein flux et au spectre ayant traversé le matériau *mat* d'épaisseur  $\ell$ .

$$Att_1^{mat,\ell} = -\ln \left[ \frac{\mathcal{M}_1^{mat,\ell}}{\mathcal{M}_1^0} \right] \quad (IV.5)$$

$$Att_2^{mat,\ell} = -\ln \left[ \frac{\mathcal{M}_2^{mat,\ell}}{\mathcal{M}_2^0} \right] \quad (IV.6)$$

Dans cette étude, nous avons choisi de simuler les deux scintillateurs en Iodure de Césium (CsI). L'épaisseur du second scintillateur est fixée à 5 mm de façon à permettre l'absorption de la quasi-totalité du spectre incident ; celle du premier scintillateur sera déterminée par optimisation.

Le filtre présent entre les deux scintillateurs a été simulé en cuivre. Son épaisseur fait partie des paramètres à déterminer par optimisation.

La gamme d'énergie sur laquelle sont déterminées les mesures est définie de 1 à 115 keV.

L'ensemble des paramètres de ce détecteur a été résumé dans le tableau suivant.

Paramètres	Valeur
Taille pixels	800 x 800 $\mu m^2$
1 <sup>er</sup> scintillateur	CsI Épaisseur à déterminer
Filtre inter-couche	Cu Épaisseur à déterminer
2 <sup>ème</sup> scintillateur	CsI Épaisseur : 5 mm
Gamme d'énergie	[1-115] keV

### A.3.b Détecteur en comptage à fonction de réponse idéale

Dans ce chapitre de notre étude, le détecteur en comptage est supposé posséder une fonction de réponse idéale (Résolution en énergie nulle, et absence d'effets de trainée) (figure IV.6).



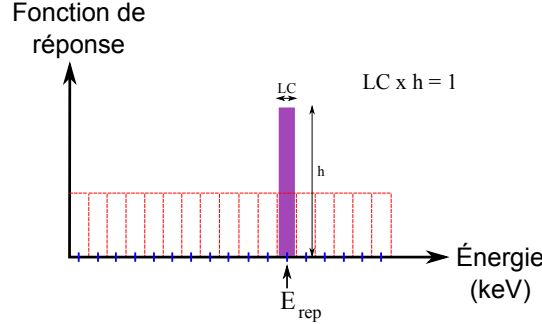


FIGURE IV.6 – Illustration d'une fonction de réponse d'un détecteur idéal. Chaque canal d'énergie est représenté par des pointillés (rouges). Leur énergie moyenne est représentée par un tiret vertical (bleu).

Le spectre idéal mesuré par le détecteur correspond donc au spectre théorique issu des tables, au phénomène d'absorption près (le nombre de photons absorbés dans le détecteur pouvant être différent du nombre de photons incidents si l'épaisseur du matériau est insuffisante). Le matériau du détecteur est choisi en CdTe avec une épaisseur de 3 mm. Ces deux choix sont effectués de façon à correspondre aux dimensions du détecteur spectrométrique expérimental qui a été développé au laboratoire.

Nous notons  $N_{incid}$  le nombre de photons incident sur le détecteur. Pour exprimer le nombre de photons absorbés dans le détecteur, nous nous basons sur les mêmes hypothèses que celles utilisées pour la simulation du détecteur double-couches (d'une part, lors des interactions de diffusion Compton dans le détecteur, la perte d'énergie subie par le photon est suffisamment faible pour être négligée, et que d'autre part, l'angle de diffusion des photons qui interagissent par diffusion Rayleigh ou Compton est suffisamment faible pour que la trajectoire soit considérée comme inchangée). La réponse du détecteur étant idéale, le nombre de photons  $Sp_i$  absorbés dans le détecteur, et classés dans un compteur de numéro  $i$  (défini sur la gamme d'énergie  $[E_{min}(i); E_{max}(i)]$ ) s'exprime comme :

$$Sp_i = \int_{E=E_{min}(i)}^{E_{max}(i)} N_{incid}(E) \times \left(1 - \exp \left[ -\mu_{CdTe}^{PE}(E) \times \ell_{CdTe} \right] \right) dE \quad (IV.7)$$

Les coefficients d'atténuation sont calculés dans chaque compteur  $i$  selon l'équation :

$$Att_i^{mat,\ell} = -\ln \left[ \frac{Sp_i^{mat,\ell}}{Sp_i^0} \right] \quad (IV.8)$$

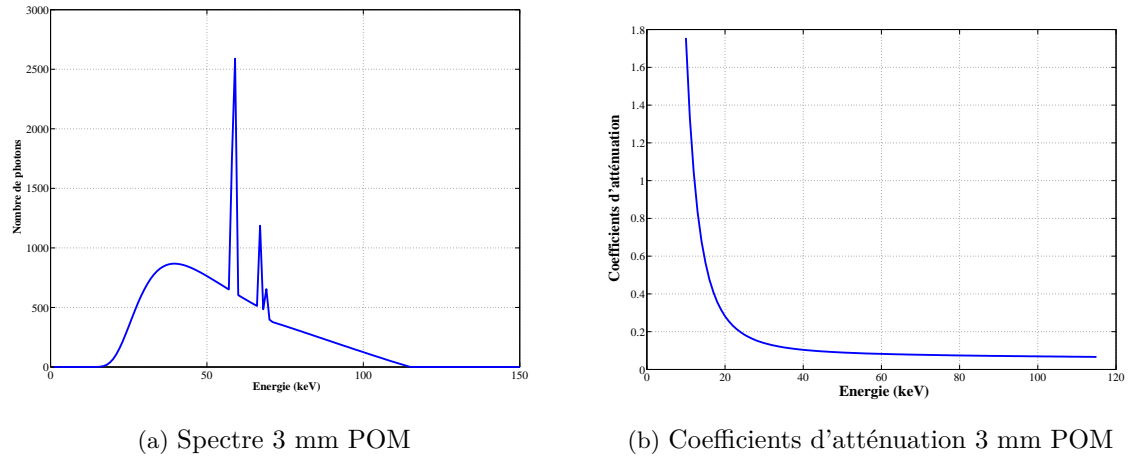


FIGURE IV.7 – Illustration du spectre d'un matériau et des coefficients d'atténuation correspondant (méthode PSS).

Où  $Sp_i^0$  et  $Sp_i^{mat,\ell}$  représentent respectivement le spectre du plein flux absorbé dans le détecteur et le spectre issu du matériau  $mat$  d'épaisseur  $\ell$  absorbé dans le détecteur.

L'exemple d'un spectre absorbé et des coefficients d'atténuation correspondant est donné dans la figure IV.7.

Pour notre étude, la gamme d'énergie est sélectionnée de 21 à 110 keV par pas d'échantillonnage de 1 keV. La borne inférieure 21 keV est choisie pour correspondre à celle qui est fixée lors de l'utilisation du détecteur spectrométrique expérimental. Cette valeur est choisie expérimentalement pour deux raisons : limiter l'influence des effets d'induction sur la mesure du signal, et limiter le bruit électronique qui est essentiellement présent dans les compteurs de faibles énergies.

La borne supérieure, 110 keV, est choisie de façon à ce qu'il n'y ait pas de compteurs possédant un nombre nul de photons. En effet, ce phénomène engendre l'impossibilité de déterminer le coefficient d'atténuation correspondant, la fonction logarithme n'étant pas définie en zéro. Dans le cas où la fonction de réponse du détecteur est idéale, ce phénomène se produit de façon plus flagrante aux faibles énergies puisque les photons de faibles énergies sont absorbés préférentiellement. Le calcul des coefficients d'atténuation dans les compteurs correspondants n'est alors pas possible. Pour ces raisons, nous nous sommes contraint à utiliser une gamme d'énergie dans laquelle la probabilité de mesurer zéro photon dans un compteur est faible. Cette gamme d'énergie dépend donc des propriétés d'atténuation des matériaux utilisés, c'est-à-dire de leur nature et de leur épaisseur. Dans notre étude,

en utilisant les bornes [21-110] keV, la probabilité maximale de mesurer zéro photon à une mono-énergie est estimée être inférieure à  $6 \times 10^{-15}$  pour le matériau le plus atténuant pouvant être présent (10 mm de PVDF).

Le nombre de zones de comptage optimal à utiliser, et la position des bornes de chaque compteur sur la gamme d'énergie, sont des paramètres à déterminer. Un tableau récapitulatif est donné ci-dessous.

Paramètres	Valeur
Taille pixels	800 x 800 $\mu m^2$
Semi-conducteur	CdTe Épaisseur de 3 mm
Fonction Réponse $R_{det}$	Idéale
Zones de comptage	Nombre à déterminer Bornes des compteurs à déterminer
Gamme énergie	[21-110] keV

## B Optimisation des paramètres des détecteurs et résultats

Les optimisations des paramètres des détecteurs sont réalisées en utilisant le matériau POM. Ce dernier est choisi puisqu'il représente l'explosif à identifier. Nous avons fait le choix de réaliser l'optimisation des systèmes de détection pour une épaisseur de 3 mm de POM. Cette dernière n'est en effet pas facilement identifiable. Lorsque l'optimisation est conduite pour une épaisseur de POM différente, cela sera indiqué.

Pour la construction de l'espace d'étalonnage, le bruit photonique est simulé en utilisant le générateur de bruit de Poisson (fonction *poissrnd*) du logiciel Matlab<sup>®</sup>. À chaque épaisseur de matériau d'étalonnage, un ensemble de  $N_{stat} = 2000$  spectres bruités est généré. Nous rappelons que les matériaux de la base d'étalonnage sont le PE, le POM et le PVDF.

Le critère de confiance moyen sur l'identification de 3 mm de POM est ensuite déterminé en utilisant les  $N_{stat}$  réalisations de spectres bruités qui ont été générées pour 3 mm de POM lors de la construction de la base d'étalonnage. Mais, afin de réduire le bruit associé à ce critère d'optimisation, l'expérience (construction de la base d'étalonnage + calcul du critère de confiance moyen) est réitérée 100 fois en générant à chaque expérience un bruit photonique aléatoire. Les valeurs du critère de confiance sont alors moyennées, et l'écart-type sur la moyenne est calculé.

### B.1 La méthode d'identification et l'hypothèse de distribution normale des coefficients d'atténuation

Nous avons évalué la justesse de l'hypothèse de normalité sur la distribution des coefficients d'atténuation des matériaux ; cette hypothèse sous-tendant l'applicabilité de la méthode d'identification présentée dans le Chapitre III. Pour cela, un test de Kolmogorov-Smirnov (fonction *kstest* du logiciel Matlab<sup>®</sup>) a été réalisé sur les coefficients d'atténuation simulés pour le matériau le plus atténuant de la base (10 mm de PVDF).

Pour le détecteur double-couche en intégration d'énergie, le test est réalisé, dans chacune des couches de détection, pour une configuration de paramètres donnée (1ère épaisseur de CsI = 0.12 mm, épaisseur de Cu = 0.3 mm, 2ème épaisseur de CsI = 5 mm), en utilisant une statistique de  $N_{stat} = 2000$  mesures bruitées de coefficients d'atténuation, qui sont préalablement centrées et réduites.

Pour le détecteur en comptage, le test est calculé, dans chaque compteur de largeur 1 keV de la gamme d'énergie 21 à 110 keV, à partir de  $N_{stat} = 2000$  mesures bruitées de coefficients d'atténuation qui sont centrées et réduites.

Afin de diminuer le bruit sur la valeur-p, le test est réitéré 100 fois, et les valeurs sont moyennées par couche de détection, ou par compteur. Les résultats montrent que pour le détecteur double-couche en intégration d'énergie, la valeur-p moyenne est supérieure à 0.05 dans chacune des couches de détection. L'hypothèse normale ne peut donc pas être rejetée.

Pour le détecteur en comptage, la valeur-p est supérieure à 0.05 dans tous les compteurs exceptés dans ceux de 21 à 23 keV, et ceux de 97 à 110 keV, où l'hypothèse normale est rejetée à cause de la faible statistique. Cependant, l'épaisseur la plus atténuante est utilisée pour ce test. Nous jugeons donc acceptable cette hypothèse de normalité pour l'ensemble des matériaux de l'étude sur l'ensemble des compteurs utilisés. Nous sommes cependant conscients de sa limite de validité pour les matériaux les plus atténuants.

### B.2 Optimisation des paramètres du détecteur double-couches en intégration d'énergie

Avec le détecteur double-couches en intégration d'énergie, les données sont mesurées dans deux couches de détection. Le pré-traitement des données consiste donc en la détermination des coefficients d'atténuation dans chaque couche, sans appliquer de réduction de données.

Afin de déterminer la configuration optimale du détecteur double-couches en intégration d'énergie, nous nous sommes basés sur les épaisseurs des composants d'un détecteur expérimental double-couches en intégration d'énergie (présenté plus en détails dans le Chapitre V). Ce dernier est constitué d'une première couche de

$Gd_2O_2S$  de 0.5 mm d'épaisseur, d'un filtre d'Argent de 0.12 mm d'épaisseur et d'une seconde couche de détection de 3.0 mm de CsI.

Bien que les natures de matériaux de notre détecteur soient différentes (deux couches de détection en CsI séparées par un filtre de Cu), cela permet de nous donner un ordre de grandeur des épaisseurs de chaque élément. Ainsi, pour nos simulations, nous avons fait varier l'épaisseur de la première couche de CsI de 0.01 à 0.50 mm par pas de 0.01 mm, et l'épaisseur du filtre métallique de 0.1 mm à 0.8 mm par pas de 0.1 mm. Pour chacune des combinaisons d'épaisseurs, le critère de confiance moyen sur l'identification de 3 mm de POM est estimé, selon la procédure précédemment décrite, sur 100 expériences (chaque expérience correspondant à une moyenne de 2000 estimations du critère de confiance).

Dans la figure IV.8, nous avons représenté la carte des valeurs du critère de confiance moyen pour un nombre réduit de combinaisons d'épaisseurs de la couche de détection en CsI et de la filtration en cuivre.

Nous remarquerons tout d'abord sur cette figure que la dynamique du critère de confiance moyen est très faible. En effet, l'ensemble des valeurs prises par le critère n'est que faiblement supérieur à  $\frac{1}{3}$ . Cela signifie donc, que quelles que soient les valeurs des paramètres, la séparabilité des matériaux [PE,POM,PVDF] est quasiment nulle puisque le critère tend vers  $\frac{1}{N_{mat}}$ .

La combinaison des paramètres fournissant les meilleures performances (carré couleur magenta sur la figure) correspond à une épaisseur de CsI de 0.12 mm et à une épaisseur de Cu de 0.3 mm (les épaisseurs de matériaux sont donc du même ordre de grandeur que celles du détecteur expérimental, bien que la nature de ceux-ci soit différente). L'indice de confiance moyen est estimé à environ 0.338. Cependant, d'autres configurations (points bleus sur la figure) permettent des performances comparables, à un écart-type près sur la moyenne. Les combinaisons de paramètres optimaux sont donc plutôt fluctuantes. Cela s'explique par la difficulté du système à identifier les 3 mm de POM parmi les matériaux adjacents.

À titre illustratif, nous avons représenté dans la figure IV.9, le plan des atténuations associé à la configuration optimale du détecteur. Le matériau pour lequel l'optimisation a été conduite (3 mm de POM) a été représenté en beige-orangé.

Nous constatons alors la grande difficulté du système à séparer les trois matériaux aux propriétés physico-chimiques proches. Cela est une conséquence directe de la mauvaise séparation énergétique des mesures acquises avec ce détecteur. Un exemple des spectres absorbés mesurés sous des conditions de plein flux est présenté dans la figure IV.10.

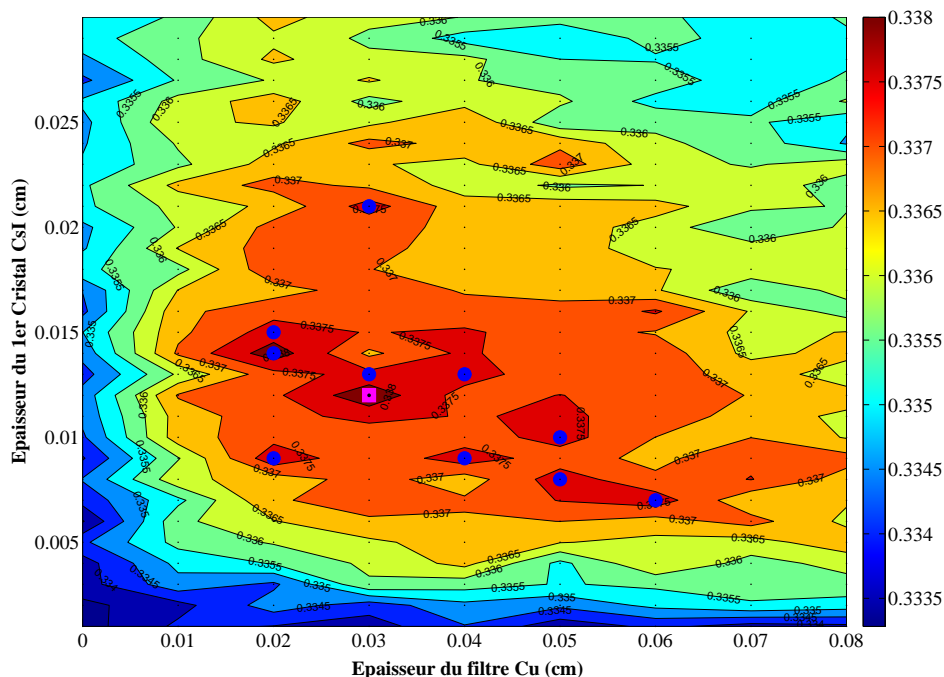


FIGURE IV.8 – Évolution du critère de confiance moyenne en fonction de l'épaisseur du 1er scintillateur de CsI et de celle du filtre Cu. La configuration optimale est marquée par un carré de couleur magenta. Les configurations indiquées par un point bleu correspondent à des configurations pour lesquelles la valeur du critère est comprise dans un intervalle d'un écart-type autour de la valeur maximale.

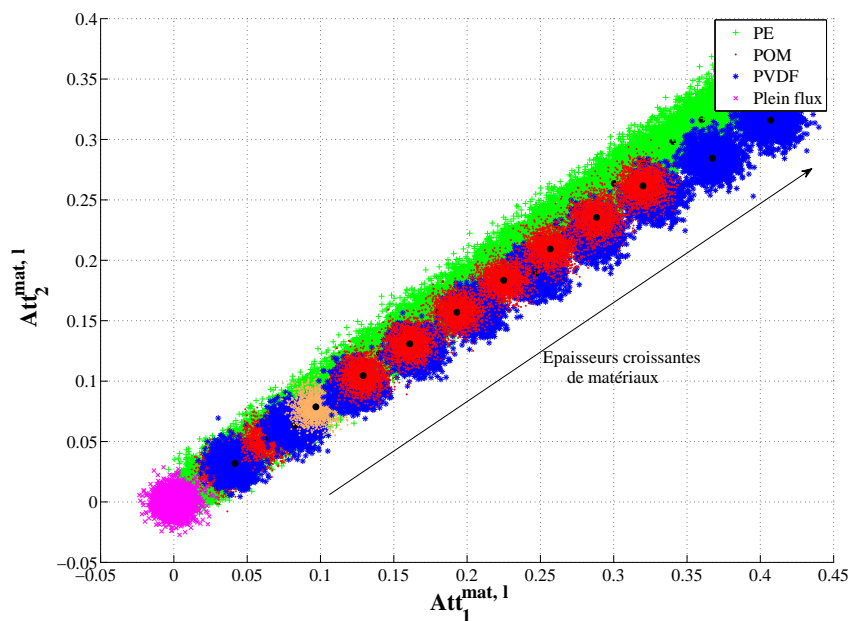


FIGURE IV.9 – Plan des atténuations de la base d'étalonnage pour la configuration optimale à l'identification de 3 mm de POM (représenté en beige orangé sur la figure) : 1<sup>er</sup> Cette thèse est accessible à l'adresse : <http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0082/these.pdf> © [G.N. Beldjoudi], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

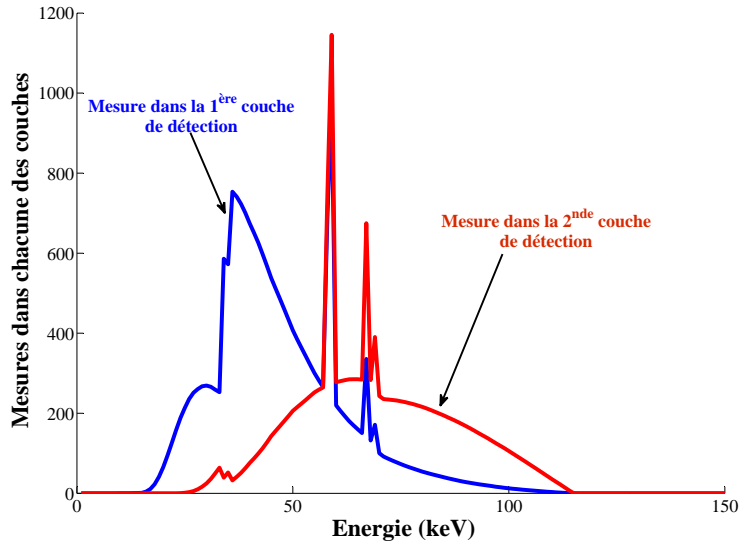


FIGURE IV.10 – Mesure du spectre plein effectuée avec un détecteur double-couches en intégration d'énergie. La géométrie du détecteur est fixée selon : 1<sup>er</sup> CsI : 0.12 mm, Filtre Cu : 0.3 mm, 2<sup>ème</sup> CsI : 5 mm.

### B.3 Optimisation des paramètres du détecteur en comptage idéal

#### B.3.a Application des méthodes d'optimisation

L'optimisation de la géométrie du détecteur en comptage nécessite la détermination du nombre optimal de compteurs à utiliser, ainsi que la position de leurs seuils. Nous avons précédemment défini deux critères d'optimisation dans le cadre de ce type de détecteur : le critère de confiance moyen, et le critère de Cramér-Rao.

Pour rappel, dans le Chapitre III, nous avons envisagé deux types de pré-traitement avec réduction de données :

- Celui défini dans l'équation III.5 du Chapitre III, où une réduction des données est effectuée selon la méthode PSS. L'optimisation des paramètres du détecteur sera conduite, pour ce pré-traitement des données, avec le critère de confiance moyen et avec le critère de Cramér-Rao. Une comparaison des configurations optimales obtenues avec chacun des critères sera alors effectuée. Pour cette méthode, nous avons évalué les performances d'identification lorsque les seuils des compteurs sont contraints à rester joints, et lorsque les seuils sont libres.
- Celui défini dans l'équation III.6 du Chapitre III, où une réduction des données est effectuée par la méthode PSA. Pour ce pré-traitement des données, l'optimisation des paramètres ne sera effectuée qu'avec le critère de confiance moyen.

L'application du critère de Cramér-Rao nécessite de considérer les trois matériaux de l'étude [PE,POM,PVDF] par couples de deux, dans lesquels le matériau pour lequel l'optimisation est conduite (POM) est présent. Deux critères de Cramér-Rao sont alors calculés : ils correspondent aux couples (3 mm POM, 0 mm PE) et (3 mm POM, 0 mm PVDF). Nous les noterons  $CRC_{[POM,3mm;PE,0mm]}$  et  $CRC_{[POM,3mm;PVDF,0mm]}$ .

L'optimisation des seuils des zones de comptage est un processus très coûteux en temps de calcul puisque toutes les combinaisons de position des seuils doivent être explorées. Le critère de confiance moyen étant un critère probabiliste, chaque test est plus long. Le critère de Cramér-Rao est, lui, beaucoup plus rapide, sauf lorsque le nombre de compteurs devient trop important (le nombre de configurations à tester devenant considérable).

Pour une approche à deux zones de comptage ( $N = 2$ ), les seuils ont été recherchés par pas de 1 keV parmi l'ensemble des possibilités permises (chevauchement des zones de comptage excepté). Pour les détecteurs à  $N = 3$  à 5 zones de comptage, une méthode alternative est utilisée. Nous faisons l'hypothèse d'une variation régulière du critère considéré (c'est-à-dire du critère de confiance moyen ou du critère de Cramér-Rao) avec la position des seuils des compteurs. Les positions des seuils sont tout d'abord testées par pas de 10 keV. Puis, à proximité de la position des seuils maximisant la valeur du critère, les positions des seuils sont recherchées plus finement par pas de 6 keV. De même, autour de la position quasi-optimale, les positions sont recherchées par pas plus fin (3 keV), et enfin par pas de 1 keV.

Cette méthode permet de converger plus rapidement vers la solution optimale. Par contre, malgré l'utilisation de cette méthode, pour  $N > 5$ , les temps de calcul deviennent très importants (estimés à plusieurs jours de calculs). Les seuils des compteurs sont alors choisis pour que les compteurs soient uniformément répartis sur la gamme d'énergie.

Nous souhaiterions indiquer que pour  $N = 3$  à 5, les temps de calcul avec le critère de confiance moyen étant très importants, la recherche de la configuration optimale a été déterminée pour une unique expérience. Pour  $N = 5$ , une expérience de recherche des seuils optimaux nécessite environ 40 heures de calculs. Puis, pour la configuration optimale déterminée, la valeur du critère de confiance moyen est calculée pour 100 expériences de façon à réduire le bruit sur le critère.

### B.3.b Résultats d'optimisation des paramètres du détecteur en comptage idéal

Dans cette partie, nous comparons tout d'abord la position des seuils optimaux qui ont été déterminés par chacune des méthodes. Puis, les performances associées aux configurations optimales seront présentées.



*Optimisation des seuils des compteurs pour le PSS*

Les configurations optimales des seuils sont présentées dans la figure IV.11, pour un nombre  $N \leq 5$  zones de comptage en utilisant la méthode PSS.

Afin de faciliter la compréhension de cette figure, nous ajoutons dans le tableau de la figure IV.12 la valeur des positions des seuils pour les configurations dont les seuils des compteurs *n'ont pas été contraints* à rester jointifs.

Tout d'abord, si l'on considère uniquement le critère de Cramér-Rao, nous constatons que des écarts de l'ordre de 1 keV sont toujours présents entre les deux couples de matériaux. Cela s'explique par le fait que les couples considérés ne possèdent pas les mêmes propriétés d'atténuation, et donc les configurations obtenues sont légèrement différentes. Nous souhaitons indiquer que lors de l'optimisation de la configuration à  $N = 4$  compteurs, la recherche des seuils optimaux a échoué : un minimum local a été déterminé pour le couple (POM-PVDF). Nous avons alors effectué la recherche de la configuration optimale de façon exhaustive (keV par keV) : c'est le résultat qui est présenté dans le tableau de la figure IV.12.

La correspondance entre les configurations déterminées par le critère de confiance moyen, et par ceux de Cramér-Rao est plutôt bonne. Les configurations pour lesquelles les seuils ont été contraints à rester jointifs montrent un très bon accord entre les critères. Seule une différence de 1 keV est observée pour  $N = 3$  compteurs.

Pour les configurations sans contraintes, les positions des seuils optimaux sont quasiment identiques, à 1 keV ou 2 keV près pour  $N = 2$  à  $N = 4$ . Cependant, pour la configuration  $N = 5$ , des différences de plusieurs keV (différence maximale de 5 keV) sont observées pour les compteurs présents aux hautes énergies.

Dans le but de savoir si ces différences de configuration sont significatives, nous avons déterminé le critère de confiance moyen pour chacune d'elle, sur 100 expériences. Une seule barre a été représentée pour les configurations pour lesquelles les compteurs sont contraints à rester joints ; les méthodes donnant des seuils quasiment identiques.

Nous observons que d'après l'ensemble des expériences réalisées, la différence entre les configurations n'est pas significative. Nous discuterons de l'évolution des performances du critère en fonction du nombre de zones de comptage plus tard dans ce chapitre. Mais, nous pouvons déjà noter que les performances d'identification de 3 mm de POM sont supérieures à celles du détecteur double-couches en intégration d'énergie (pour lequel le critère de confiance moyen maximum pour l'identification de 3 mm de POM a été estimé à environ 0.34).

Ainsi, les deux méthodes d'optimisation développées (critère de confiance moyen et critère de Cramér-Rao) donnent des résultats similaires. Cependant, et il est important de le préciser, nous nous situons dans l'étude d'un détecteur en comptage à

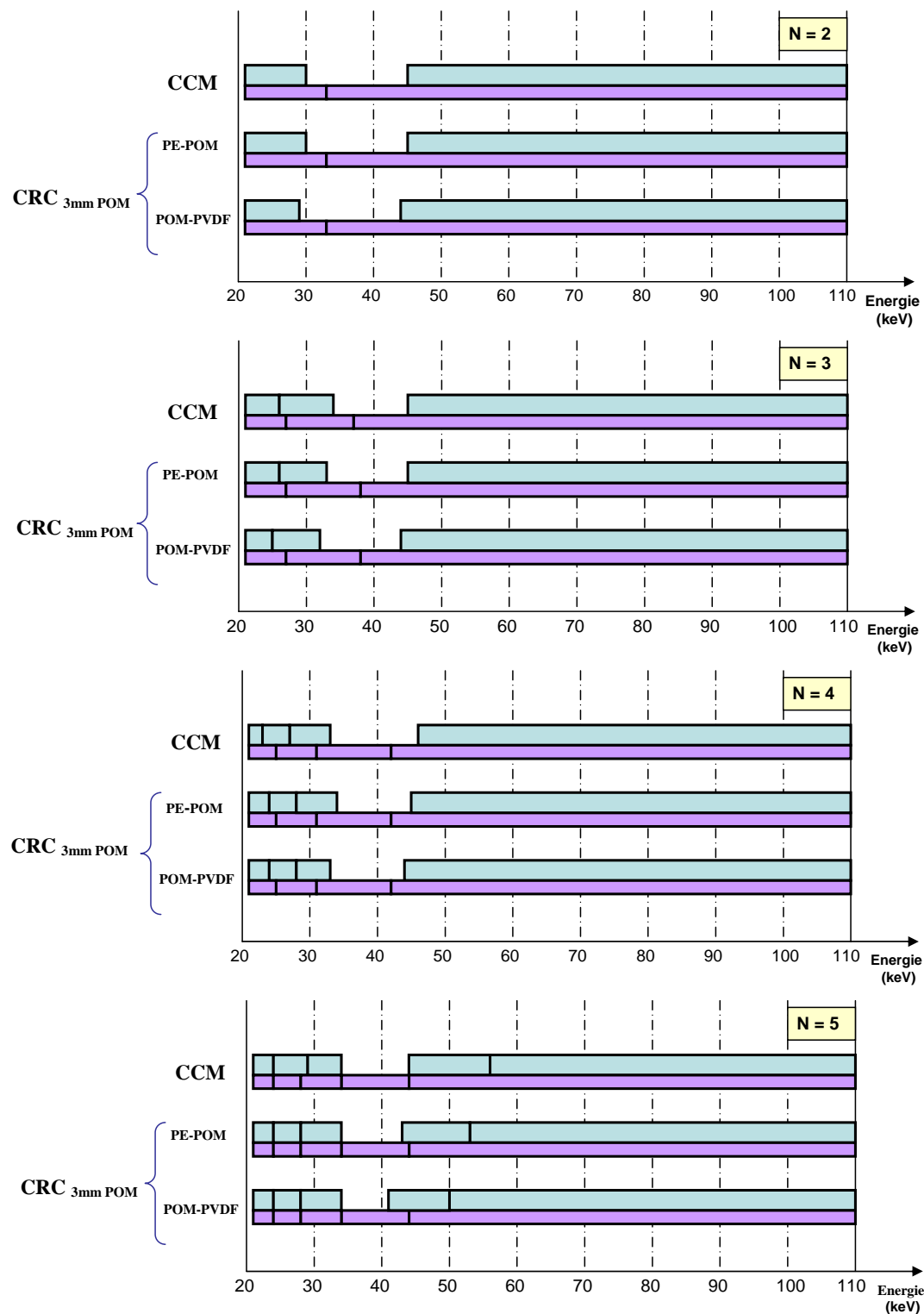


FIGURE IV.11 – Configurations optimales pour l'identification de 3 mm de POM avec des détecteurs en comptage à N = 2 à 5 compteurs. Ces configurations sont déterminées par le critère de confiance moyen (CCM) et par le critère de Cramér-Rao (CRC) en considérant deux couples [PE-POM] et [POM-PVDF]. En violet sont représentés les seuils des compteurs lorsque ceux-ci sont contraint à rester jointifs, et en bleu clair sont représentés les seuils des

**Chapitre IV. Étude en simulation d'un détecteur double-couches en  
intégration d'énergie, d'un détecteur multi-énergie en comptage à  
fonction de réponse idéale, et amélioration de la méthode  
d'identification.**

		Numéro de compteur $i$				
		1	2	3	4	5
N=2	CCM	[21-30]	[46-110]	-	-	-
	CRC [PE-POM]	[21-30]	[46-110]	-	-	-
	CRC [POM-PVDF]	[21-29]	[45-110]	-	-	-
N=3	CCM	[21-26]	[27-34]	[45-110]	-	-
	CRC [PE-POM]	[21-26]	[27-33]	[45-110]	-	-
	CRC [POM-PVDF]	[21-25]	[26-32]	[44-110]	-	-
N=4	CCM	[21-23]	[24-27]	[28-33]	[46-110]	-
	CRC [PE-POM]	[21-24]	[25-28]	[29-34]	[45-110]	-
	CRC [POM-PVDF]	[21-24]	[25-28]	[29-32]	[43-110]	-
N=5	CCM	[21-24]	[25-28]	[29-34]	[44-56]	[57-110]
	CRC [PE-POM]	[21-24]	[25-28]	[29-34]	[42-52]	[53-110]
	CRC [POM-PVDF]	[21-24]	[25-28]	[29-34]	[41-50]	[51-110]

FIGURE IV.12 – Valeurs optimales des seuils des compteurs (en keV) pour l'identification de 3 mm de POM parmi des épaisseurs de PE variant de 0 à 20 mm, et des épaisseurs de PVDF variant de 0 à 10 mm. Le critère de confiance moyenne est noté CCM, et celui de Cramér-Rao CRC.

fonction de réponse idéale, et dans cette situation le critère de Cramér-Rao présente l'avantage de sa rapidité par rapport au critère de confiance moyen.

Mais, dans le cas d'un détecteur en comptage à fonction de réponse non idéale, il en va tout autrement. En effet, [Roessl and Herrmann \[2009\]](#) ont montré, que l'utilisation du théorème de Cramér-Rao dans le cadre d'un détecteur non idéal, nécessite la connaissance a priori de la fonction de réponse du détecteur ; cette dernière n'étant pas aisément estimable. Le critère de confiance moyen est plus intéressant à utiliser puisqu'il permet une optimisation de la position des seuils des compteurs sans connaissance de la fonction de réponse.

Revenons maintenant à la disposition des compteurs sur la gamme d'énergie qui a été déterminée dans la figure IV.11 et dans le tableau de la figure IV.12. Nous constatons en effet, que la configuration optimale contient une zone de non comptage. Les photons appartenant à cette zone ne sont pas utilisés ; de l'information est donc sciemment rejetée.

Ce phénomène a déjà été observé par [Wang and Pelc \[2009, 2011\]](#) qui ont montré que l'information apportée par les photons d'une gamme d'énergie donnée détériore

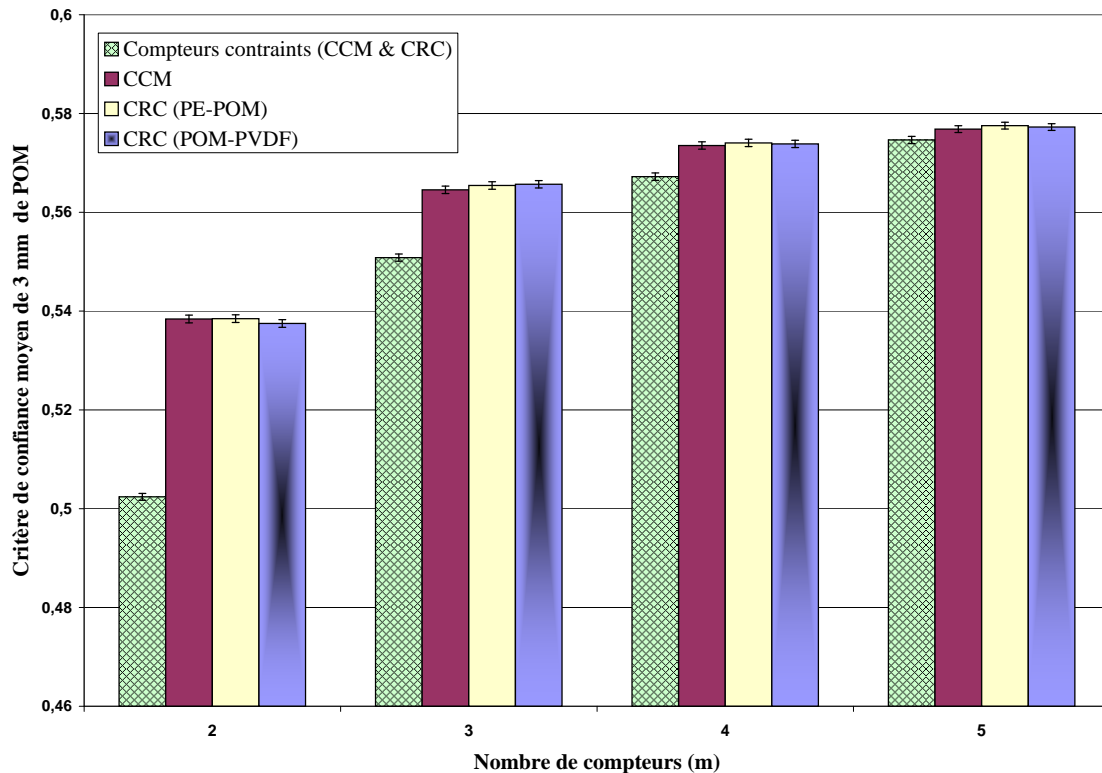


FIGURE IV.13 – Détermination du critère de confiance moyen pour les différentes configurations présentées dans le tableau de la figure IV.12 .

la séparabilité des matériaux. Leur rejet apparaît plus intéressant.

En effet, la recherche d'une position optimale des seuils des fenêtres de comptage est un compromis entre le bruit présent dans chaque compteur, et l'information contenue. Nous montrons dans l'appendice A, que dans le cadre de la méthode de pré-traitement des données de type PSS, le bruit sur la mesure des coefficients d'atténuation dans un compteur, varie de façon inversement proportionnelle à la largeur du compteur sur la gamme d'énergie (le bruit sur les coefficients augmente lorsque la taille des compteurs diminue). Ainsi, le choix d'une zone de comptage large tend à réduire le bruit sur les mesures. Cependant, cette augmentation de taille induit le mélange des informations uniques présentes à chaque énergie : cela provoque une perte d'information (Wang and Pelc [2011]). Un compromis entre ces deux effets, pour un rapport signal à bruit optimal, est alors nécessaire et il correspond à cette configuration particulière.

Nous observons par ailleurs, que lorsque le nombre de compteurs augmente

(de  $N = 2$  à  $N = 5$ ), la taille des compteurs se réduit d'abord dans les faibles énergies (de  $N = 2$  à  $N = 4$ ), avant de se réduire aux hautes énergies ( $N = 5$ ). La diminution de la taille des compteurs aux faibles énergies induit certes une augmentation du bruit dans ces compteurs, mais permet d'augmenter le signal utile par canal ; celui-ci étant de moins en moins mélangé et s'exprimant donc de façon plus unique. Ce rétrécissement de la largeur des compteurs s'effectue prioritairement aux faibles énergies puisque ce sont à ces énergies que les fonctions d'atténuation des matériaux sont le mieux discernables (voir figure III.3 à la page 75) : le signal utile apporté par le rétrécissement des compteurs est alors prépondérant sur le bruit engendré. Par contre, aux hautes énergies peu d'information utile étant présente (les fonctions d'atténuation n'étant que faiblement distinguables), la taille importante du compteur permet de réduire le bruit.

C'est lorsque le nombre de compteurs devient plus important ( $N = 5$ ) que les hautes énergies sont discrétisées plus finement : la taille des compteurs de haute énergie tend à diminuer afin d'augmenter l'expression du signal utile (au détriment du bruit).

Nous pouvons alors conclure que l'augmentation du nombre de zones de comptage permet, en priorité, de discrétiser plus finement l'information contenue aux faibles énergies (où les fonctions d'atténuation des matériaux sont les plus discernables), avant de discrétiser les hautes énergies. De plus, pour  $N = 2$  à 5 compteurs, la présence d'une zone de non-comptage semble permettre de trouver le meilleur compromis entre le signal mesuré, et le bruit associé.

#### *Optimisation des seuils des fenêtres pour le PSA*

Pour l'utilisation de la méthode PSA, nous déterminons pour un ensemble de données bruitées, les coefficients d'atténuation sur les 90 canaux qui sont définis de 21 à 110 keV. Ils sont alors sommés sur un nombre  $N$  de fenêtres, dont la position optimale des seuils est à déterminer. Le procédé de recherche des seuils optimaux est effectué avec le critère de confiance moyen sur l'identification de 3 mm de POM. La recherche des seuils optimaux est effectuée de manière exhaustive (par pas de 1 keV) pour  $N = 2$ , et pour  $N = 3$  à 5, la méthode présentée précédemment (dans laquelle le pas des seuils testés est graduellement diminué) est utilisée. Pour  $N > 5$ , les fenêtres sont disposées uniformément sur la gamme d'énergie.

Les configurations issues de l'optimisation sont présentées dans le tableau de la figure IV.14.

La présence d'une zone de non comptage apparaît également avec cette méthode comme une solution optimale. Mais, des variations plus importantes de cette zone sont observées d'une configuration à l'autre : cela pourrait s'expliquer par la méthode de recherche des seuils (par affinage du pas en énergie), qui, nous l'avons constaté précédemment, peut donner des résultats de maxima (ou de minima en fonction du critère utilisé) locaux.

	Numéro de compteur $i$				
	1	2	3	4	5
N = 2	[21-31]	[37-110]	-	-	-
N = 3	[21-32]	[40-86]	[87-110]	-	-
N = 4	[21-33]	[53-74]	[75-100]	[101-110]	-
N = 5	[21-33]	[34-38]	[42-71]	[72-98]	[99-110]

FIGURE IV.14 – Méthode de PSA. Valeurs optimales des seuils des fenêtres de sommation (en keV) pour l'identification de 3 mm de POM parmi des épaisseurs de PE variant de 0 à 20 mm, et des épaisseurs de PVDF variant de 0 à 10 mm.

À côté de cela, nous observons un comportement tout à fait différent de la répartition des seuils des fenêtres par rapport à la méthode de PSS. En effet, lorsque le nombre de fenêtre augmente (N = 2 à 5), la taille des fenêtres tend tout d'abord à diminuer aux hautes énergies (N = 2 à 4), avant de commencer à diminuer aux faibles énergies (N = 5). Nous montrons dans l'appendice A, que le bruit sur les mesures des coefficients d'atténuation obtenus avec la méthode PSA varie de façon proportionnelle à la largeur de la fenêtre. Cela signifie donc que lorsque la taille des fenêtres diminue, le bruit des coefficients d'atténuation dans cette fenêtre diminue également.

L'augmentation du nombre de fenêtres de N = 2 à 4 induit des tailles de fenêtre plus fines aux hautes énergies en priorité. La configuration optimale permet donc une réduction du bruit aux hautes énergies ; la taille des fenêtres aux basses énergies étant faible, peu de bruit y est présent. Ce n'est qu'à partir de N = 5, que la taille des fenêtres de basse énergie tend à se réduire. Nous noterons également la diminution de la zone de non-somme dans la configuration N = 5.

#### *Comparaison qualitative et quantitative des méthodes PSS et PSA*

Les résultats des géométries des compteurs et des fenêtres obtenues par chacune des méthodes sont très différents. Nous allons maintenant étudier la différence de performances.

Tout d'abord, pour N = 2 compteurs (PSS) ou fenêtres (PSA), une observation qualitative des performances de chaque méthode est proposée dans la figure IV.15. Nous constatons que visuellement, la différence entre les deux méthodes n'est pas évidente. Par contre, une grande différence est observée entre les espaces des coefficients d'atténuation de la base d'étalonnage obtenus ici pour un détecteur en comptage (figures IV.15) et entre l'espace obtenu avec un détecteur double-couches

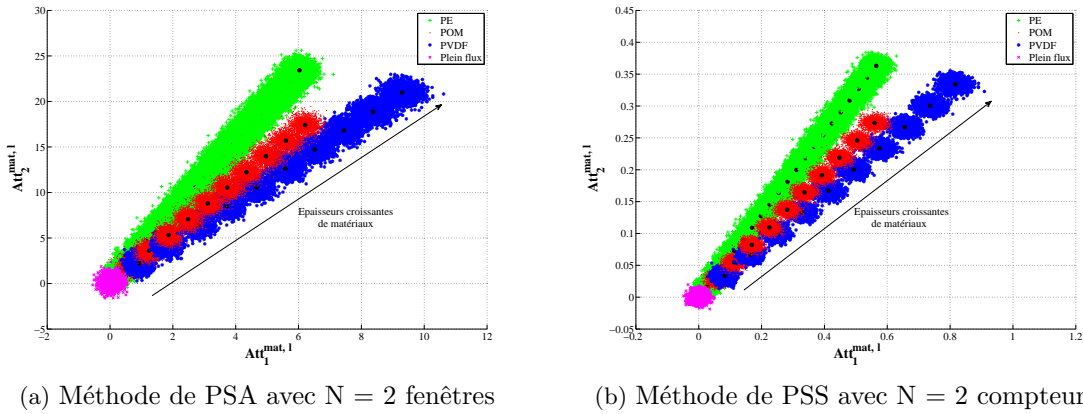


FIGURE IV.15 – Représentation du plan des atténuations de la base d'étalonnage, pour les configurations optimales de chaque méthode déterminées avec le critère de confiance moyen de 3 mm de POM. À gauche, les fenêtres sont définies de [21-31]/[37-110] keV, et à droite les compteurs sont définis de [21-30]/[46-110] keV.

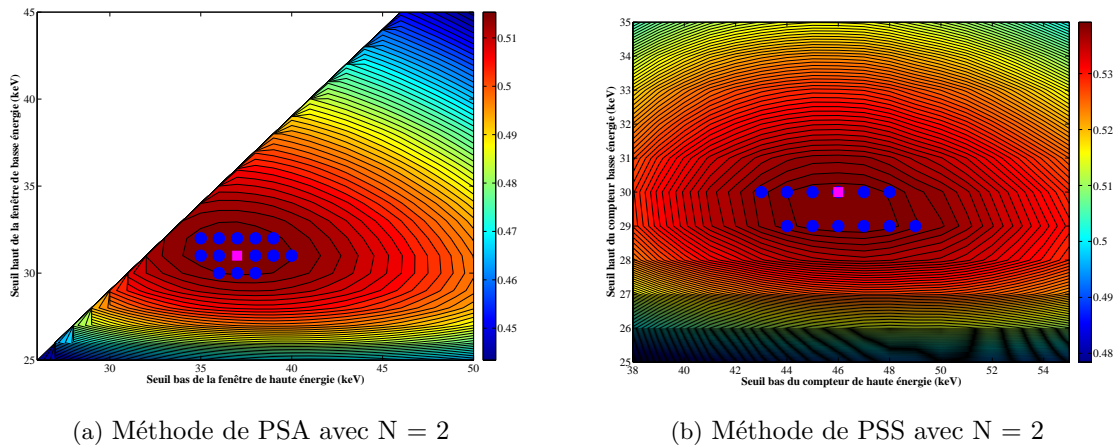


FIGURE IV.16 – Évolution du critère de confiance moyen sur 3 mm de POM en fonction des seuils des compteurs (ou des fenêtres). Les configurations optimales sont indiquées par un carré couleur magenta. Les configurations indiquées par un point bleu correspondent à des configurations pour lesquelles la valeur du critère est comprise dans un intervalle d'un écart-type autour de la valeur maximale.

en intégration d'énergie (figure IV.9). Nous observons **visuellement** que le détecteur en comptage, avec une méthode de PSA ou de PSS permet une meilleure séparabilité des matériaux. Une comparaison quantitative est effectuée plus loin dans le chapitre.

Dans la figure IV.16, nous avons représenté pour  $N = 2$  (compteurs (PSS) ou fenêtres (PSA)), la variabilité du critère de confiance moyen sur l'identification de 3 mm de POM en fonction de la position des seuils des compteurs ou des fenêtres.

Nous observons sur ces cartes, que la valeur du critère de confiance moyen varie peu aux abords de la configuration optimale (à 2 ou 3 keV près sur chacun des seuils). Par contre, lorsque l'on s'éloigne de plus de 3 keV, les performances d'identification commencent à chuter de façon significative. Cela montre l'importance particulière de l'optimisation de la position des seuils. De plus, nous pouvons constater sur la figure IV.16 que les performances mesurées lorsque les compteurs (ou les fenêtres) sont jointifs(ves), sont moins intéressantes que lorsqu'une zone de non-comptage (ou de non somme) est définie. Les configurations à fenêtres jointives ne sont pas représentées sur la figure IV.16 - b pour la méthode PSS, mais nous pouvons néanmoins constater que les performances chutent lorsque l'on s'approche d'une configuration à seuil jointifs. Cela rejoint les résultats de la figure IV.13 (page 133) dans laquelle l'utilisation des seuils jointifs en PSS est moins intéressante qu'une zone de non-comptage. Cependant en pratique, définir une zone de non-comptage équivaut à créer un compteur dans lequel les photons sont rejetés. En outre, Wang and Pelc [2011] indiquent qu'il est toujours préférable d'utiliser les photons présents dans la zone de non-comptage en tant qu'information indépendante (c'est-à-dire en tant que compteur supplémentaire), plutôt que de créer une zone de non-comptage : il est donc, par exemple, plus intéressant d'utiliser  $N = 3$  compteurs jointifs dont les seuils sont optimisés plutôt que  $N = 2$  compteurs séparés par 1 zone de non-comptage. Les résultats précédemment obtenus avec la méthode de PSS dans la figure IV.13 corroborent cela.

À présent, nous exposons dans la figure IV.17 l'évolution des performances d'identification avec le nombre de compteurs et fenêtres. À titre de comparaison, les performances du détecteur double-couches en intégration d'énergie  $y$  sont présentées.

Nous observons que les performances de ce dernier sont très en retrait par rapport à celle des détecteurs en comptage. En effet, les performances d'identification avec les méthodes de PSA et de PSS présentent une amélioration respective d'environ 53 % et de 60 % par rapport à celles du détecteur double-couches.

Nous notons également que la méthode de PSS apparaît plus performante que celle du PSA pour  $N = 2$ , mais cette différence tend à se réduire avec l'augmentation du nombre de compteurs (ou de fenêtres). La méthode de PSA apparaît plus performante que la PSS uniquement à la configuration  $N = 10$ . Nous expliquons



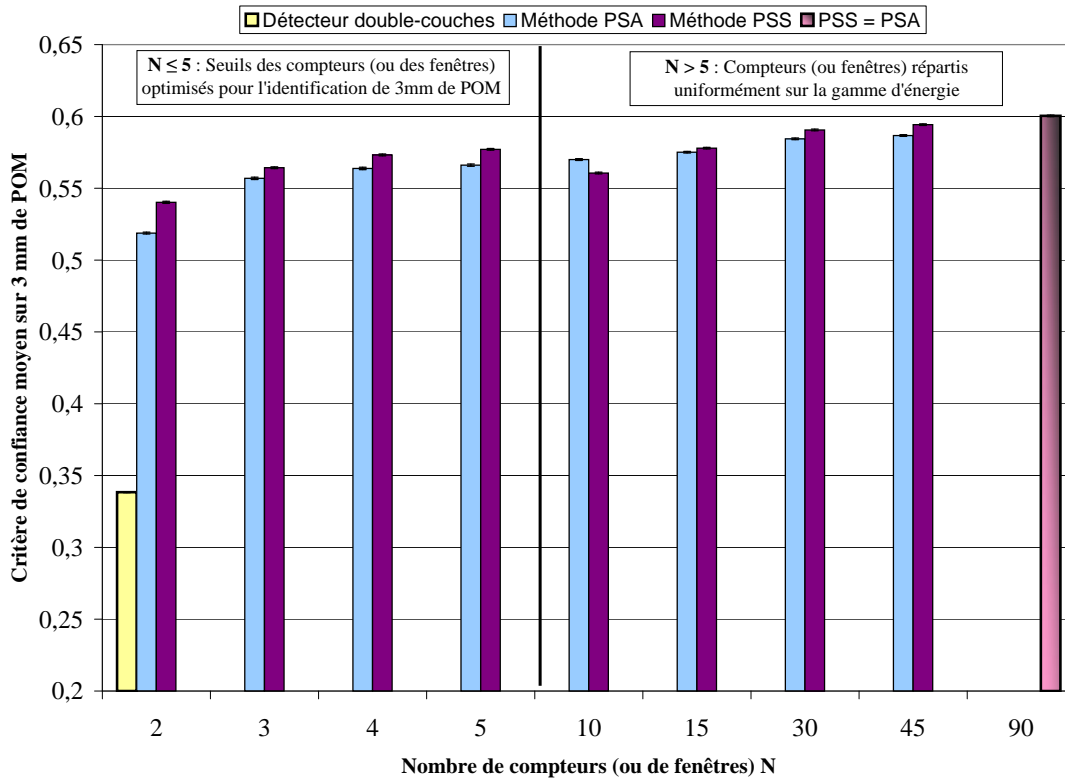


FIGURE IV.17 – Évolution du critère de confiance moyenne de 3 mm de POM en fonction du nombre de compteurs dans le cadre du PSS, ou du nombre de fenêtres dans le cadre du PSA. Pour  $N \leq 5$ , les seuils sont optimisés pour l'identification de 3 mm de POM. Pour  $N \geq 5$ , les seuils sont choisis de façon à répartir les compteurs (ou les fenêtres) de façon uniforme sur la gamme d'énergie.

cela par le fait qu'aucune optimisation n'est effectuée pour cette configuration, et la disposition uniforme des zones de comptage (ou des fenêtres) sur la gamme d'énergie apparaît plus profitable au PSA dans ce cas particulier. Pour la situation où  $N = 90$ , c'est-à-dire pour des compteurs (ou fenêtres) d'une largeur de 1 keV, les deux méthodes PSS et PSA sont identiques. C'est la raison pour laquelle une seule barre est représentée.

Nous observons que les performances des deux méthodes augmentent avec le nombre de compteurs (ou de fenêtres), jusqu'à ce que la configuration  $N = 90$  soit atteinte. Pour cette dernière, la valeur du critère de confiance moyen est améliorée d'environ 11 % et 16 % par rapport à la configuration  $N = 2$ , pour les méthodes respectives PSS et PSA. Par contre, l'amélioration n'est que d'environ 4 % et 6 % entre la configuration  $N = 90$ , et les configurations  $N = 5$  pour les méthodes

respectives de PSS et de PSA.

Nous insisterons sur le fait que les méthodes PSS et PSA ne nécessitent pas du tout en pratique, le même type de détecteur. En effet, nous avons indiqué que l'utilisation d'un détecteur spectrométrique dont les données sont réduites sur  $N$  dimensions par PSS est équivalent à utiliser un détecteur en comptage à  $N$  compteurs dont les mesures sont pré-traitées sans réduction de données (les coefficients d'atténuation sont indépendants dans chaque compteur).

Par contre, l'utilisation du PSA dans notre étude nécessite effectivement l'acquisition des données par un détecteur spectrométrique en comptage ( $N = 90$  compteurs avec des canaux de largeur 1 keV). Ainsi, au vu de la différence de performances entre la méthode de PSS et celle de PSA, nous pouvons conclure que la méthode PSA n'apporte pas d'intérêt particulier. À partir de ce point, nous nous focaliserons donc sur l'étude de la méthode de PSS.

Pour cette dernière, nous constatons que les performances d'identification augmentent avec le nombre de compteurs jusqu'à atteindre un maximum pour  $N = 90$ . Cependant, à partir de  $N = 15$ , la différence de performances commence à ne plus être très significative, et la question du bénéfice lié à l'utilisation de plus de 15 compteurs par rapport au coût du détecteur se pose. En effet, l'électronique utilisée pour des détecteurs utilisant jusqu'à 15 ou 20 compteurs se base sur l'utilisation d'une technologie électronique peu coûteuse, tandis que l'utilisation d'un plus grand nombre de compteurs implique une électronique tout à fait différente, et bien plus coûteuse.

Dans le Chapitre III, nous avons mentionné que dans un aéroport comme celui de Paris Charles de Gaulle, il y a eu en 2010 une moyenne de 158 000 passagers par jour. En considérant que dans le cadre du contrôle des bagages à main chaque passager possède environ 1.5 objets à analyser, cela représente un total de 237 000 objets par jour. Ainsi, une diminution du taux de mauvaises identifications de l'ordre de 1 % permet d'éviter l'ouverture de 2370 bagages par jour !! Cela indique donc, que dans ce secteur aéroportuaire, le moindre pourcentage de mauvaises identifications qui peut être gagné, apporte un gain de temps important, et donc un gain de moyens financiers. En effet, chaque diminution du taux d'ouverture de bagage de 1 % est estimé à un gain financier d'environ 30 000 euros.

À côté de cet aspect, il est important de comprendre que les performances présentées pour les détecteurs de  $N = 2$  à 5, sont obtenues avec des détecteurs pour lesquels les compteurs (ou les fenêtres) ont été optimisés pour améliorer l'identification de 3 mm de POM. Or, nous avons observé dans la figure IV.16 que les performances d'identification peuvent décroître rapidement lorsque les seuils des compteurs sont mal choisis. Cela peut correspondre à une situation dans laquelle le matériau à identifier est très différent de celui pour lequel les seuils ont été optimi-

sés. L'utilisation d'un nombre important de compteurs permet alors de s'affranchir d'une optimisation ; les seuils des compteurs du détecteur spectrométrique (compteurs de largeur 1 keV répartis uniformément sur la gamme d'énergie) n'ayant pas besoin d'être optimisés. Cela en fait donc un détecteur très robuste pour effectuer de l'identification de matériau, lorsqu'aucun a priori sur le matériau à identifier n'existe.

### **B.3.c Robustesse des configurations du détecteur avec l'épaisseur de matériau**

Nous évaluons à présent la robustesse des configurations optimales déterminées à l'épaisseur de matériau étudié. Dans l'étude précédente, nous avons vu que le critère de confiance moyen et celui de Cramér-Rao sont en accord (dans le cas d'une simulation d'un détecteur idéal), et permettent tous deux d'optimiser la configuration des compteurs.

Ainsi, pour des raisons de vitesse de calcul, nous avons utilisé le critère de Cramér-Rao pour optimiser la position des seuils des compteurs d'un détecteur à  $N = 2$  à 5 zones de comptage. Pour chaque type de détecteur (c'est-à-dire pour chaque valeur de  $N$ ), l'optimisation de la position des seuils des compteurs a été effectuée pour chaque épaisseur de POM variant de 1 à 10 mm par pas de 1 mm. Cependant, à partir de 8 mm de POM, la valeur du critère de Cramér-Rao (qui correspond à un Taux de Mauvaises Identifications) est nulle pour un nombre important de configurations des seuils. Une optimisation des seuils n'est donc plus nécessaire à partir de 8 mm de POM. Mais, nous avons dû faire un choix de configuration. Ainsi, pour 8, 9 et 10 mm de POM, nous avons appliqué la même configuration que celle qui est déterminée comme optimale pour 7 mm de POM, soit [21-30] / [48-110] keV. Cette configuration est d'ailleurs très similaire à celle obtenue pour 3 mm de POM ([21-30] / [46-110] keV).

Pour chaque configuration optimale déterminée, le critère de confiance moyen a été calculé. Les performances d'identification pour  $N = 90$  ont également été calculées à chacune des épaisseurs. L'ensemble des résultats est présenté dans la figure IV.18.

Nous constatons tout d'abord que les performances d'identification tendent à augmenter avec l'épaisseur de matériau étudiée. En effet, l'identification de 1 mm de POM montre un critère qui tend vers  $\frac{1}{3}$ , ce qui traduit la quasi-impossibilité d'identifier 1 mm de POM parmi les matériaux présents dans la base d'étalonnage. Par contre, pour des épaisseurs plus importantes, le critère de confiance moyen tend vers l'unité ce qui indique que le matériau d'intérêt est, en moyenne, parfaitement identifié.

Le détecteur spectrométrique ( $N=90$ ) permet d'obtenir des performances plus intéressantes aux fines épaisseurs de POM, puisque le critère de confiance moyen est

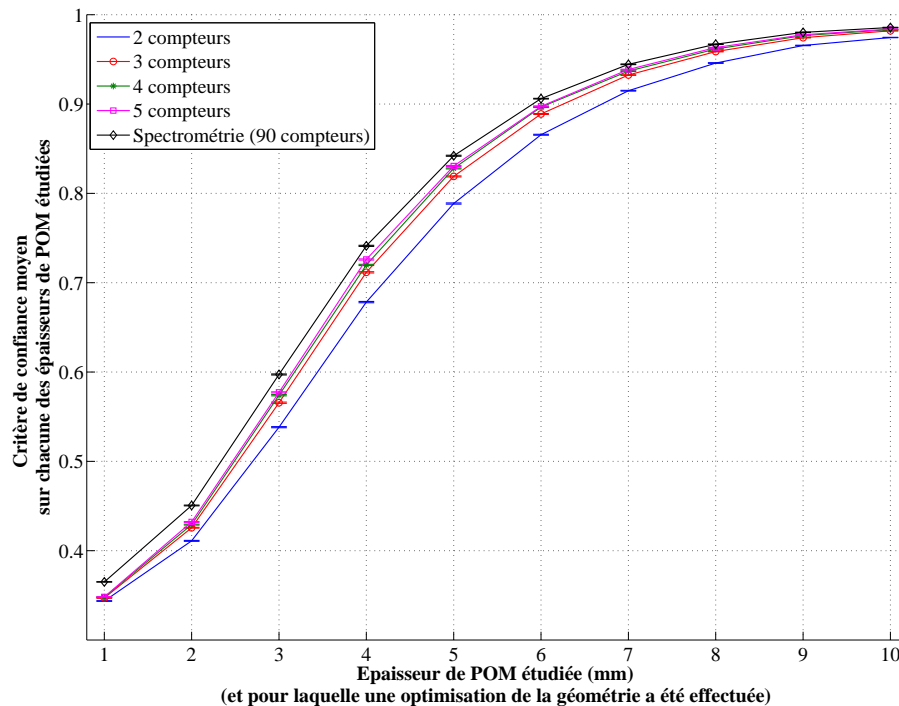


FIGURE IV.18 – Évolution du critère de confiance moyen de différentes épaisseurs de POM. Les seuils des compteurs ont été optimisés pour l'épaisseur étudiée.

légèrement supérieur à  $\frac{1}{3}$ . Cependant, il apparaît moins intéressant, en termes de compromis coût-performances, pour l'identification de matériaux plus épais. Afin d'augmenter la lisibilité de la figure, nous avons représenté, dans la figure IV.19, les performances relatives des détecteurs à  $N = 2$  à 5 compteurs par rapport à celles obtenues avec le détecteur spectrométrique ( $N = 90$ ).

Nous constatons que pour les faibles épaisseurs de matériaux, une différence de l'ordre de 5 % est obtenue avec les détecteurs possédant  $N = 3$  à 5 compteurs. Nous confirmons par ailleurs que pour des épaisseurs de POM plus importantes, la différence de performances par rapport à celles du détecteur spectrométrique se réduit. En effet, à partir de 7 mm de POM, les détecteurs à  $N = 3$  à 5 compteurs présentent des performances à moins de 1 % de celle du détecteur spectrométrique. Ce phénomène s'explique par le fait que les matériaux deviennent plus facilement identifiables lorsque leur épaisseur augmente (cela s'observe d'ailleurs visuellement sur les figures IV.15 pour  $N = 2$ ).

Nous notons également sur la figure IV.19, la forme en cloche des détecteurs

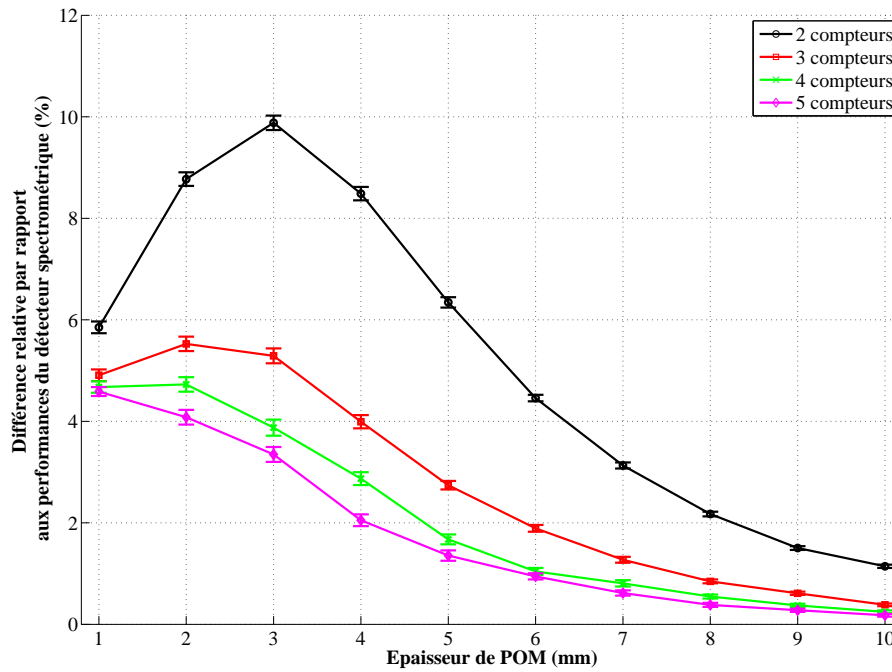


FIGURE IV.19 – Évolution avec l'épaisseur de POM de la différence relative des valeurs du critère de confiance moyen pour les détecteurs en comptage à  $N = 2$  à  $5$ , par rapport aux valeurs du critère de confiance moyen du détecteur spectrométrique ( $N=90$ ).

à 2 et 3 compteurs à l'épaisseur 3 mm de POM. Cette forme signifie qu'à cette épaisseur, la différence de performances entre les détecteurs à  $N = 2$  ou 3 compteurs et le détecteur spectrométrique, est plus marquée. Nous émettons alors l'hypothèse que cela est dû au fait que pour les épaisseurs allant de 1 à 3 mm, le détecteur spectrométrique ( $N=90$ ) arrive de mieux en mieux à identifier les matériaux, tandis que les détecteurs à  $N = 2$  et 3 compteurs n'y arrivent que peu : un grand écart de performances est alors observé. Pour des épaisseurs supérieures ou égales à 4 mm, cette différence tend alors à diminuer.

Nous avons alors souhaité quantifier le caractère significatif lié à l'identification d'une épaisseur de matériau en utilisant une configuration de détecteur optimisé pour l'identification d'une autre épaisseur. Pour cela, le critère de confiance moyen a été calculé pour les épaisseurs de POM de 1 à 10 mm en utilisant la configuration de détecteur optimisée pour l'identification de 3 mm de POM.

Les valeurs obtenues ont alors été comparées avec celles mesurées précédemment

(figure IV.18) lorsque le détecteur est optimisé pour l'épaisseur de matériau à identifier. Pour l'ensemble des épaisseurs de matériaux étudiées, les résultats indiquent une différence relative maximale inférieure à 0.4 % (obtenue pour le détecteur à 3 compteurs pour identifier 2 mm de POM). Cela signifie donc, que pour la gamme d'épaisseur de matériaux étudiés (c'est-à-dire millimétrique), une optimisation de la valeur des seuils n'est pas nécessaire pour chaque épaisseur de matériau à identifier. Cela apparaît alors très intéressant puisque la configuration optimale déterminée avec 3 mm de POM est également optimale pour l'ensemble des épaisseurs de POM étudiées.

Mais, comme nous l'avons indiqué, les épaisseurs de matériaux utilisées dans cette étude sont fines, et sont définies sur une faible dynamique : les différentes épaisseurs de POM étudiées produisent donc un durcissement du faisceau de rayons X très similaire. Par contre, lorsque les épaisseurs de matériaux sont très différentes, les résultats de l'optimisation deviennent différents : cela est montré par Roessl and Proksa [2006]. Ces auteurs montrent d'ailleurs que lorsque le durcissement de spectre augmente (matériaux plus atténuants), les compteurs se déplacent vers les hautes énergies : l'information présente aux basses énergies étant absente. Cela signifie donc qu'en pratique, lorsque le bagage est fortement atténuant, la difficulté à identifier les explosifs augmente à cause de la perte des photons de faibles énergies.

#### B.4 Comparaison des technologies de détection et application à l'imagerie couleur

Afin d'illustrer visuellement les performances d'identification des méthodes, nous présentons dans cette partie une approche en imagerie couleur pour la comparaison du détecteur double-couches en intégration d'énergie avec un détecteur en comptage à  $N = 2$  compteurs, et à  $N = 90$  (compteurs de largeur 1 keV).

L'objet d'intérêt est constitué d'épaisseurs de PE, POM et PVDF variant de 3 à 6 mm (figure IV.20).

Pour cette application, nous avons utilisé les configurations optimales de détecteur déterminées précédemment pour l'identification de 3 mm de POM. Cela correspond pour le détecteur double-couches en intégration d'énergie à [0.12 mm de CsI pour le 1<sup>er</sup> scintillateur, 0.3 mm de Cu pour le filtre et 5 mm de CsI pour le 2<sup>nd</sup> scintillateur]. Pour le détecteur à  $N = 2$  compteurs, cela correspond à une configuration de compteurs de [21-30] / [46-110] keV. Cependant, la dynamique des épaisseurs étant faible, ces configurations seront quasiment optimales pour l'ensemble des épaisseurs de l'objet.

Le logiciel Sindbad est utilisé pour effectuer le calcul des spectres après interaction avec les matériaux. En chacun des pixels de détection, le procédé d'identification présenté dans le Chapitre III est réalisé. Une nature de matériau est alors estimée parmi le PE, le POM, le PVDF, et le plein flux (qui correspond à une

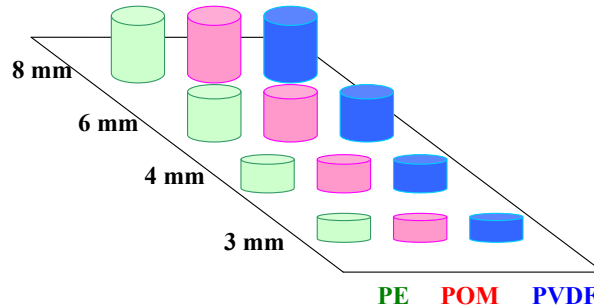


FIGURE IV.20 – Objet d'étude pour l'identification de matériaux en radiographie multi-énergie couleur.

absence de matériau). Suite au procédé d'identification, une couleur est affectée à chaque pixel en fonction de la nature du matériau estimé. Comme dans cette étude, nous ne nous préoccupons pas de l'estimation de l'épaisseur de matériau, les couleurs affectées aux pixels sont d'une unique intensité. Nous avons arbitrairement affecté les couleurs aux matériaux. Le plein flux est représenté en blanc, le PE en vert, le POM en rouge, et le PVDF en bleu. Les résultats de cette application sont présentés dans la figure IV.21.

Dans cette figure, nous notons que l'identification du plein flux conduit généralement à des pixels de couleur blanche ou verte. La couleur verte correspond à une mauvaise identification du plein flux, puisque ce dernier est identifié comme du PE. Cela se comprend par l'observation des figures IV.15 ou IV.9 où l'on voit que le PE est le matériau le plus proche, aux faibles épaisseurs, du plein flux.

Sur les résultats de la figure IV.21, nous constatons visuellement que l'identification de matériaux pour le détecteur double-couches en intégration d'énergie est très mauvaise. L'observation du matériau POM montre que l'ensemble des couleurs des matériaux se mélangent fortement aux faibles épaisseurs, et un peu moins aux épaisseurs plus importantes. Les matériaux sont donc difficilement identifiables.

Avec les détecteurs en comptage, nous notons une très nette amélioration des performances d'identification par rapport au détecteur double-couches. En effet, l'identification du plein flux est déjà beaucoup plus juste. De plus, nous constatons visuellement que le nombre de mauvaises identifications par épaisseur de matériau est nettement moins important avec les détecteur en comptage.

L'utilisation de deux compteurs montre un nombre plus important de mauvaises identifications du plein flux par rapport au détecteur spectrométrique. De plus, pour les plus grandes épaisseurs de POM, nous constatons que le nombre de mauvaises identifications est plus élevé. Mais, mis à part cela, il n'est pas aisé de distinguer visuellement les différences.

Pour ces raisons, nous avons sélectionné une région d'intérêt circulaire contenant

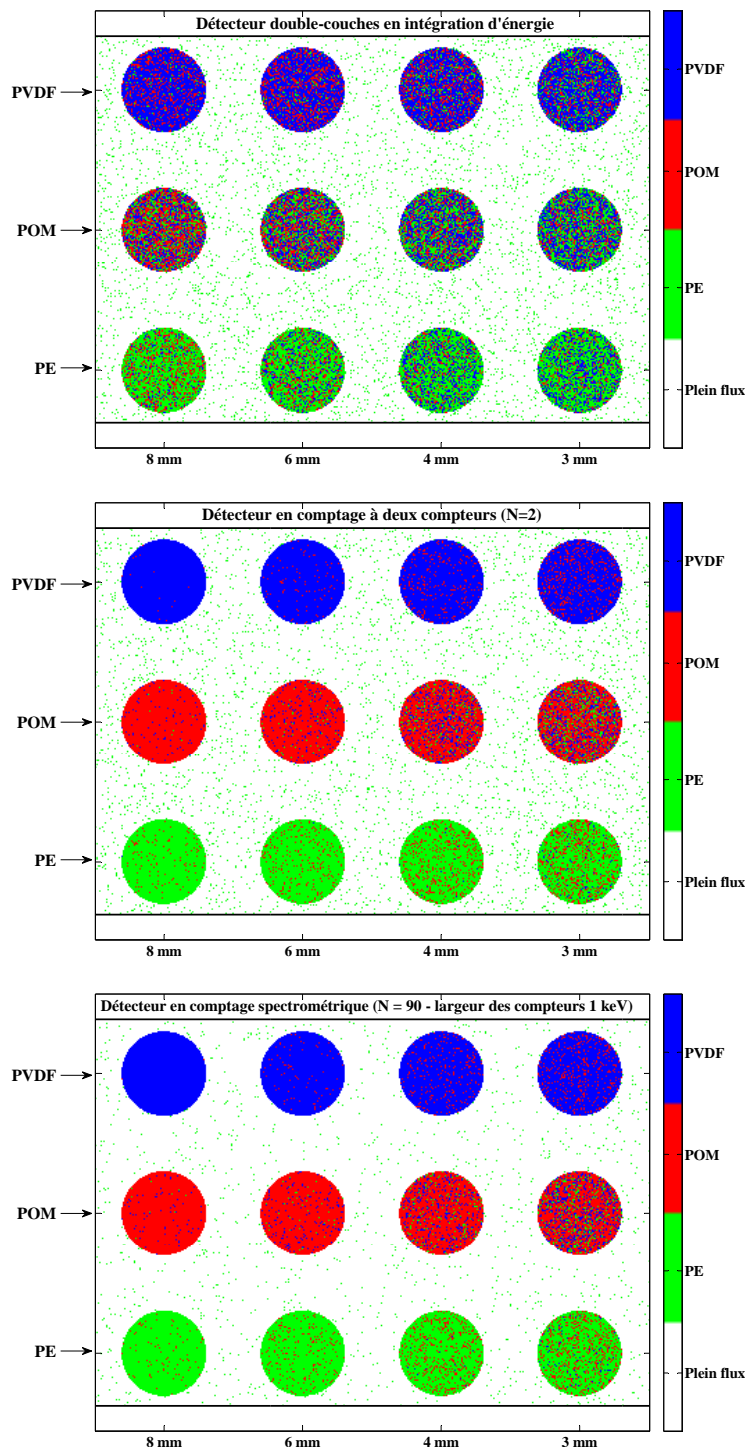


FIGURE IV.21 – Identification de l'objet d'intérêt pixel par pixel en utilisant un détecteur double-couche en intégration d'énergie et en utilisant un détecteur en comptage à  $N = 2$  et à  $N = 90$  compteurs. La géométrie du détecteur double couche est fixée à 0.12 mm de CsI pour le 1er scintillateur, à 0.3 mm de Cu et à 5 mm de CsI pour le second scintillateur. Les seuils du détecteur en comptage à deux compteurs ( $N=2$ ) sont définis sur [21-30] keV et [46-110] keV. La gamme d'énergie du détecteur spectrométrique ( $N=90$ ) est fixée de 21 à 110 keV. À chaque pixel est assignée une couleur correspondant au matériau tel qu'il a été identifié. La nature réelle du matériau est indiquée par les flèches sur la gauche de la figure.



environ 2600 pixels dans chacun des inserts de POM, et nous avons déterminé le taux de mauvaises identifications en effectuant le rapport du nombre de pixels mal identifiés dans la zone d'intérêt par le nombre total de pixels présents dans cette zone d'intérêt. Pour rappel, nous avons défini une mauvaise identification comme une mauvaise estimation de la nature du matériau, sans considération pour l'épaisseur estimée. Les taux de mauvaises identifications dans la région d'intérêt sont listés dans le tableau suivant.

	Épaisseur de POM			
	3 mm	4 mm	6 mm	8 mm
Détecteur double-couche (optimisé pour 3 mm POM)	79.9 %	75.5 %	66.2 %	56.6%
Détecteur en comptage				
N = 2 (optimisé pour 3 mm POM)	35.5 %	25.0 %	9.0 %	3.4 %
N = 90 (largeur compteur = 1 keV)	32.3 %	19.5 %	7.3 %	2.9 %

FIGURE IV.22 – Taux de Mauvaises Identifications (TMI) de différentes épaisseurs de POM déterminés à partir des images de la figure IV.21.

Les chiffres présentés pour le détecteur en intégration nous montrent bien la limite de cette technologie de détection pour l'identification de matériaux. Les taux de mauvaises identifications sont très importants : à 3 mm de POM, ils sont d'environ d'environ 80 % ; toute identification est donc impossible. Nous notons que pour cette épaisseur particulière, le taux de mauvaises identifications est supérieur à  $\frac{2}{3}$ , alors que lorsque l'identification est impossible la valeur du TMI devrait tendre vers une valeur *maximale* de  $\frac{2}{3}$  (soit  $1 - \frac{1}{N_{mat}}$ ). Nous pensons que cela est la conséquence d'un nombre insuffisant de pixels pour le calcul du TMI (la tendance moyenne n'est pas encore atteinte).

Pour le détecteur en comptage, les performances d'identification sont bien meilleures. Aux faibles épaisseurs de POM, le détecteur spectrométrique (N = 90) permet d'obtenir de meilleures performances d'identification par rapport à celui à deux compteurs, mais cette différence tend à se réduire avec l'augmentation de l'épaisseur de matériau ; les épaisseurs de matériaux étant plus facilement identifiables lorsqu'elles deviennent importantes.

Cette application concrète corrobore les résultats de notre étude dans le cadre de l'utilisation de détecteurs à fonction de réponse idéale. Les conséquences sur les performances d'identification d'une fonction de réponse réaliste seront étudiées dans

le chapitre V.

Après nous être intéressés à l'optimisation des paramètres du détecteur dans cette partie, nous allons maintenant étudier les voies possibles d'amélioration de la *méthode d'identification*.

## C Amélioration de la méthode d'identification pour l'utilisation des détecteurs en comptage

Deux types d'approches différentes concernant les méthodes vont être étudiées dans le but d'améliorer les performances d'identification. En revanche, elles ne sont applicables que dans le cadre de l'utilisation des détecteurs en comptage.

La première approche vise à quantifier l'intérêt apporté par l'utilisation de probabilités plutôt que de densités de probabilité lors de l'application de la méthode d'identification. Cette question a en effet été soulevée lors de la présentation des méthodes dans le Chapitre III.

La seconde méthode s'intéresse au choix de la gamme d'énergie à considérer lorsqu'on utilise un détecteur en comptage. En effet, pour ces derniers, il peut arriver qu'une mesure corresponde à un nombre nul de photons dans un compteur. La détermination du coefficient d'atténuation correspondant n'est alors pas possible : cela s'avère problématique pour l'application de notre méthode d'identification. La gamme d'énergie est alors restreinte afin de ne pas mesurer un nombre nul de photons dans un compteur. Mais, nous montrerons que cela induit une chute des performances d'identification. Nous proposons alors une méthode originale qui utilise les gammes d'énergies de façon dynamique.

### C.1 Identification de matériau à partir des densités de probabilité ou des probabilités ?

Lors de la présentation de la méthode d'identification dans le Chapitre III, nous avons montré qu'il était possible de déterminer  $\overrightarrow{Att}$  (suite à l'acquisition d'une mesure multi-énergies des coefficients d'atténuation  $\overrightarrow{Att}$  d'un matériau inconnu), la probabilité  $\mathcal{P}_{\overrightarrow{Att}}(mat \cap \ell)$  à un coefficient de proportionnalité près ( $1/\mathcal{P}(\overrightarrow{Att})$ ), pour un détecteur en comptage.  $\mathcal{P}_{\overrightarrow{Att}}(mat \cap \ell)$  quantifie la probabilité que le matériau inconnu soit de nature  $mat$ , et d'épaisseur  $\ell$ . Nous rappelons que la détermination du coefficient de proportionnalité n'est pas nécessaire lorsqu'il s'agit de comparer, pour la même mesure courante  $\overrightarrow{Att}$ , différents matériaux à différentes épaisseurs ; ce coefficient restant constant. Par contre, ce coefficient de proportionnalité variant avec les différentes mesures  $\overrightarrow{Att}$  réalisées, la comparaison des probabilités calculées ( $\mathcal{P}_{\overrightarrow{Att}}(mat \cap \ell)$  ou  $\mathcal{P}_{\overrightarrow{Att}}^{\Theta}(mat \cap \ell)$ ) pour les différentes mesures bruitées  $\overrightarrow{Att}$  n'est pas possible.

Nous souhaitons, dans cette partie, quantifier dans le cadre de l'utilisation d'un détecteur en comptage, l'intérêt d'utiliser les probabilités pour l'estimation de la nature et de l'épaisseur du matériau inconnu, par rapport à l'utilisation des densités de probabilité comme il a été fait jusqu'à présent.

Nous rappelons ci-dessous les expressions, pour une mesure courante des coefficients d'atténuation  $\overrightarrow{Att}$ , de la densité de probabilité  $\mathcal{P}_{\overrightarrow{Att}}^{\Theta}(mat \cap \ell)$  et de la probabilité  $\mathcal{P}_{\overrightarrow{Att}}(mat \cap \ell)$  (dont l'expression n'est valable que pour un détecteur en comptage).

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{\overrightarrow{Att}}^{\Theta}(mat \cap \ell) \propto & \frac{1}{N_{mat}} \cdot \frac{1}{N_{ep}^{mat}} \\ & \times \prod_{i=1}^N \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i^{mat \cap \ell}} \times \exp \left[ -\frac{1}{2} \cdot \left( \frac{Att_i - \langle Att_i^{mat \cap \ell} \rangle}{\sigma_i^{mat \cap \ell}} \right)^2 \right] \end{aligned}$$

(équation III.21)

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{\overrightarrow{Att}}(mat \cap \ell) \propto & \frac{1}{N_{mat}} \cdot \frac{1}{N_{ep}^{mat}} \cdot \\ & \times \prod_{i=1}^N \int_{-ln[\frac{Sp_i^0+1}{Sp_i^0}]}^{-ln[\frac{Sp_i-1}{Sp_i^0}]} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i^{mat \cap \ell}} \times \exp \left[ -\frac{1}{2} \cdot \left( \frac{x - \langle Att_i^{mat \cap \ell} \rangle}{\sigma_i^{mat \cap \ell}} \right)^2 \right] dx \end{aligned}$$

(équation III.22)

Où  $Sp_i$  correspond au spectre du matériau inconnu mesuré dans le compteur  $i$  du détecteur. Nous rappelons que l'intégrale de la fonction gaussienne est déterminée par l'utilisation de la fonction d'erreur.

Pour cette comparaison, nous avons utilisé le détecteur spectrométrique (N=90 compteurs de largeur 1 keV). Le critère de confiance moyen sur l'identification de 3 mm de POM a été déterminé en utilisant tout d'abord les probabilités (équation III.22), puis en utilisant les densités de probabilité (équation III.21). L'expérience a été réalisée 100 fois afin de diminuer le bruit du critère. Les résultats sont présentés dans le tableau de la figure IV.23.

Nous observons que les performances sont très proches l'une de l'autre. Une différence (peu significative par rapport à l'écart type sur la moyenne) de l'ordre de 0.3 % est observée en défaveur de l'approche avec les probabilités. Cela nous indique donc que les méthodes sont équivalentes.

	Probabilités	Densités de probabilité
Confiance moyenne 3 mm POM	$0.5976 \pm 0.0006$	$0.5993 \pm 0.0006$

FIGURE IV.23 – Critère de confiance moyen pour l'identification de 3 mm de POM déterminé à partir de mesures effectuées avec un détecteur spectrométrique à fonction de réponse idéale.

Cela semble aux premiers abords surprenant puisque l'utilisation des probabilités semble mathématiquement plus juste. Cependant, dans l'approche utilisant les probabilités, la mesure calculée dans un compteur avec les probabilités correspond à l'intégrale entre les bornes  $Att_i^{min}$  et  $Att_i^{max}$  (figure IV.24). Or, la largeur de la zone d'intégration de la fonction d'atténuation varie avec le nombre de photons. Elle est définie comme :

$$\Delta Att_i = Att_i^{max} - Att_i^{min} = \ln \left[ \frac{Sp_i + 1}{Sp_i - 1} \right] \quad (IV.9)$$

Cette fonction est décroissante avec le nombre de photons  $Sp_i$ . Ainsi, lorsque le nombre de photons tend à diminuer dans un compteur, la zone d'intégration tend à s'élargir. À l'inverse, l'approche sur les densités de probabilités utilise, elle, directement la valeur de la loi de distribution à la valeur  $Att_i$  dans le compteur  $i$ .

Nous supposons donc que l'intégration de la loi de distribution entre les bornes  $Att_i^{min}$  et  $Att_i^{max}$  induit une imprécision sur la valeur mesurée, par rapport à la mesure ponctuelle qui est effectuée lors de l'approche sur les densités de probabilité.

Nous avons ainsi montré que l'utilisation des probabilités ne permet pas d'améliorer les performances. Au contraire, les performances semblent se dégrader légèrement. L'approche avec les densités de probabilité apparaît donc d'autant plus intéressante qu'elle demande un nombre moins important d'étapes de calcul (pas de détermination de bornes d'intégration, ni d'utilisation de la fonction d'erreur pour le calcul d'intégrale).

## C.2 Méthode d'identification par gammes d'énergies adaptatives

Lors d'une mesure de spectre, l'absence de photons dans un compteur est un paramètre problématique pour la détermination du coefficient d'atténuation correspondant, la fonction logarithme n'étant pas définie en cette valeur. Ce problème devient particulièrement prépondérant aux faibles et aux hautes énergies lorsque la taille des compteurs se réduit. Cela est donc d'autant plus marqué pour le détecteur

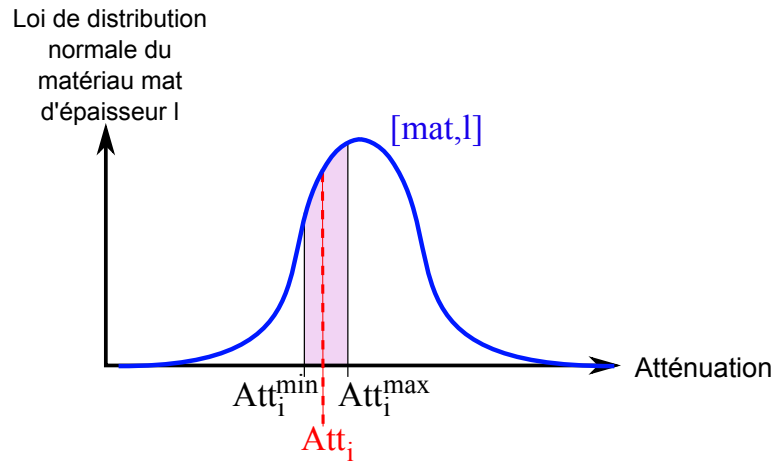


FIGURE IV.24 – Illustration de la loi de distribution normale dans un compteur  $i$ , d'un matériau  $mat$  et d'épaisseur  $l$ . Les bornes  $Att_i^{min}$  et  $Att_i^{max}$  utilisées dans l'approche avec les probabilités ont été représentées.

spectrométrique.

Pour les matériaux particulièrement atténuants, la gamme d'énergie pouvant être utilisée (c'est-à-dire contenant une information différente de zéro photon) sera plutôt restreinte, alors que pour un matériau moins atténuant, elle sera plus large. Mais, lors de l'étape d'identification, la comparaison des densités de probabilité  $\mathcal{P}_{Att}^{\Theta}(mat \cap l)$  (ou des probabilités  $\mathcal{P}_{Att}^{\rightarrow}(mat \cap l)$ ), entre les différents matériaux  $mat$ , aux différentes épaisseurs  $l$ , n'est possible que si les densités de probabilités (ou les probabilités) sont calculées sur une même gamme d'énergie. Pour cette raison, la gamme d'énergie, sur laquelle sont définis les compteurs, doit être commune à l'ensemble des matériaux présents dans la base d'étalonnage. Nous la nommons *gamme d'énergie commune*.

Cependant, le choix de la *gamme d'énergie commune* est quelque chose de problématique. En effet, dans l'ensemble des travaux précédemment exposés, nous avons utilisé une *gamme d'énergie commune* (définie sur [21-110] keV) pour les natures de matériaux considérées (PE,POM,PVDF) aux épaisseurs définies (de 1 à 20 mm pour le PE, et de 1 à 10 mm pour le POM et le PVDF). L'identification d'un matériau homogène inconnu sous entend alors que ce matériau appartienne à la base d'étalonnage, et que ses coefficients d'atténuation soient définis sur la gamme d'énergie 21-110 keV. Cependant, cette gamme d'énergie n'est valable que pour l'ensemble des matériaux considérés dans cette étude. La construction d'une base d'étalonnage avec des matériaux plus atténuants (par leur épaisseur ou leur nature) impose, afin de ne pas obtenir zéro photon dans un compteur, le choix d'une gamme d'énergie de travail plus restreinte. Cela apparaît alors comme une limitation, puisque cette

diminution de la taille de la gamme d'énergie induit nécessairement une diminution des performances d'identification.

Pour illustrer ce phénomène, nous proposons le tableau suivant qui présente une quantification de l'évolution des performances d'identification de 3 mm de POM en fonction de la gamme d'énergie commune, pour l'utilisation d'un détecteur spectrométrique (largeur des compteurs de 1 keV) à fonction de réponse idéale.

Gamme d'énergie (keV)	[21-105]	[21-110]	[23-110]	[25-110]
Critère de confiance moyen (3 mm POM)	0.5968 ±0.0006	0.5993 ±0.0006	0.5525 ±0.0005	0.5023 ±0.0005

Nous constatons que la diminution des performances d'identification est peu marquée lorsque la gamme d'énergie se réduit aux hautes énergies. Une forte diminution des performances est par contre observée lors de la diminution de la gamme d'énergie aux faibles énergies. Cela s'explique simplement par le fait que les coefficients d'atténuation des matériaux sont beaucoup plus différenciables aux faibles qu'aux hautes énergies. Ainsi, nous pouvons conclure qu'il est nécessaire d'utiliser la gamme d'énergie la plus large possible si l'on souhaite augmenter les performances d'identification.

Lors de la simulation d'un détecteur à fonction de réponse réaliste, ou en pratique avec un détecteur expérimental, l'absence de photons dans un compteur est un phénomène présent exclusivement aux hautes énergies ; les effets de traînée induisant un nombre non nul de photons dans les compteurs de faibles énergies (voir le spectre de la figure V.7 à la page 172). Cependant, des méthodes de correction sont développées de façon à corriger les effets de traînée. Cela résulte alors en la présence d'un nombre nul de photons aux faibles énergies. La gamme d'énergie doit donc être adaptée en conséquences.

Le choix de la gamme d'énergie est donc un paramètre particulièrement problématique dans le contexte du contrôle des bagages puisque les épaisseurs de matériaux et leur nature peuvent varier de façon importante. L'utilisation d'une gamme d'énergie commune, imposée par le matériau le plus atténuant de la base d'étalonnage, engendrera un effondrement des performances d'identification si des matériaux à haut numéro atomique tel que l'aluminium ou le fer sont introduits dans la base d'étalonnage. Nous proposons alors une méthode originale que nous nommons la *méthode d'identification par gammes d'énergies adaptatives*. Cette méthode agit à deux niveaux : sur la construction de la base d'étalonnage, et sur le processus d'identification.

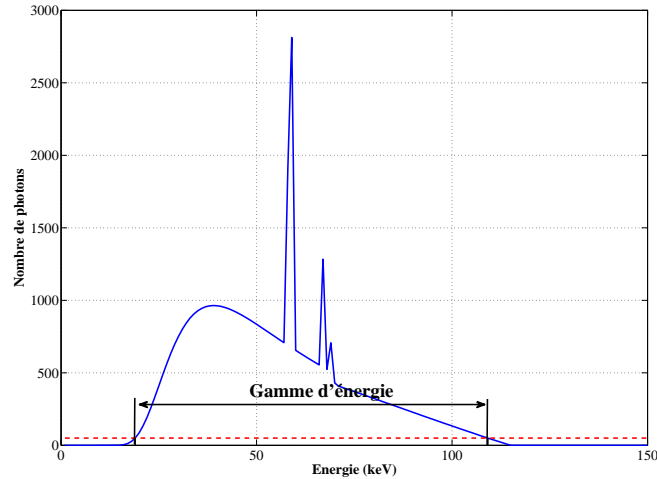


FIGURE IV.25 – Choix de la gamme d'énergie propre à chaque matériau. Le seuil sur le nombre minimum de photons devant être présent dans le spectre, pour la définition de la gamme d'énergie propre, est représenté en pointillé (rouge).

#### *Gammes d'énergies propres à chaque épaisseur de matériau d'étalonnage*

Dans un premier temps, la méthode consiste à déterminer, pour chaque épaisseur de matériau de la base d'étalonnage, quelle est sa gamme d'énergie propre. Considérons en effet une épaisseur de matériau de la base d'étalonnage. L'utilisateur définit sur le spectre moyen (déterminé suite à l'acquisition de  $N_{stat}$  spectres bruités), un nombre minimal de photons devant être présents. La gamme d'énergie propre à cette épaisseur de matériau est alors définie comme la gamme d'énergie pour laquelle le nombre de photons du spectre moyen est supérieur à la limite fixée par l'utilisateur (exemple dans la figure IV.25).

La fixation d'un seuil sur le spectre moyen permet d'assurer que les gammes d'énergie propres ne varient que peu d'un étalonnage à l'autre. Par contre, plus la valeur de ce seuil est faible, plus la gamme d'énergie est large, mais plus le risque de variabilité entre deux étalonnages est fort.

Ensuite, les coefficients d'atténuation des  $N_{stat}$  spectres bruités acquis sont déterminés pour l'ensemble des compteurs de la gamme d'énergie propre du matériau considéré. Nous noterons alors qu'il peut arriver que, dans la gamme d'énergie propre définie, certains spectres bruités présentent un nombre nul de photon dans un compteur. Leur coefficient d'atténuation n'est alors pas calculé dans le compteur en question.

Nous déterminons alors les coefficients d'atténuation moyen, ainsi que l'écart-type associé, dans chacun des compteurs défini sur la gamme d'énergie propre.

Dans les compteurs où il existe un ou plusieurs spectres bruités contenant zéro photon, le coefficient d'atténuation moyen et l'écart-type ne sont calculés que sur les coefficients d'atténuation bruités qui sont définis. Cela crée donc un biais sur la détermination du coefficient d'atténuation moyen et sur son écart-type dans le compteur concerné.

Ainsi, le choix du seuil permettant de fixer la gamme d'énergie propre à l'épaisseur de matériau nécessite un compromis : plus sa valeur est faible, plus la gamme d'énergie sera large (donc les performances d'identification seront meilleures), mais plus le biais sur la mesure est important. Par cette méthodologie, les gammes d'énergies propres à chaque épaisseur d'étalonnage sont définies.

#### *L'identification par gammes d'énergies adaptative*

Le spectre courant d'un matériau inconnu est acquis, et sa gamme d'énergie est déterminée : elle est représentée par l'ensemble des énergies pour lesquelles le nombre de photons est différent de zéro. Nous ne disposons que d'un unique spectre pour l'identification du matériau inconnu, nous devons donc explorer la totalité de l'information acquise.

Parmi les  $N_{mat}$  matériaux présents dans la base d'étalonnage, nous en testons un. Nommons le *mat*. Parmi l'ensemble des gammes d'énergies propres à chacune des épaisseurs de *mat* et parmi la gamme d'énergie du matériau inconnu, la gamme d'énergie la plus restrictive est déterminée. Elle correspond à la gamme d'énergie commune entre la gamme d'énergie du matériau inconnu et celles des épaisseurs du matériau *mat* (figure IV.26). En utilisant cette gamme d'énergie commune, les densités de probabilités (ou les probabilités) sont calculées, pour le matériau inconnu, en chacune des épaisseurs d'étalonnage de *mat* (la gamme d'énergie de travail étant commune à toutes les épaisseurs considérées, les densités de probabilités (ou les probabilités) peuvent être comparées entre elles).

L'épaisseur d'étalonnage de *mat* la moins probable est alors rejetée. Parmi les épaisseurs d'étalonnage restantes, une nouvelle gamme d'énergie commune (plus large si l'épaisseur la plus atténuante a été rejetée, ou identique si c'est l'épaisseur la moins atténuante qui a été rejetée), est définie et les densités de probabilités sont recalculées. De même, l'épaisseur d'étalonnage la moins probable est rejetée. Cette étape est réitérée jusqu'à ce qu'il ne reste plus que les deux épaisseurs d'étalonnage de *mat* les plus probables.

Nous noterons que le rejet d'une épaisseur d'étalonnage à la fois n'est pas forcément nécessaire, mais elle permet de diminuer les risques de rejet de la mauvaise épaisseur, puisque la gamme d'énergie augmente potentiellement à chaque rejet. Cela permet d'assurer une bonne convergence vers l'épaisseur de matériau la plus probable.

Parmi les deux épaisseurs d'étalonnage les plus probables restante, la gamme d'énergie la plus restrictive parmi la gamme d'énergie du matériau inconnu et les



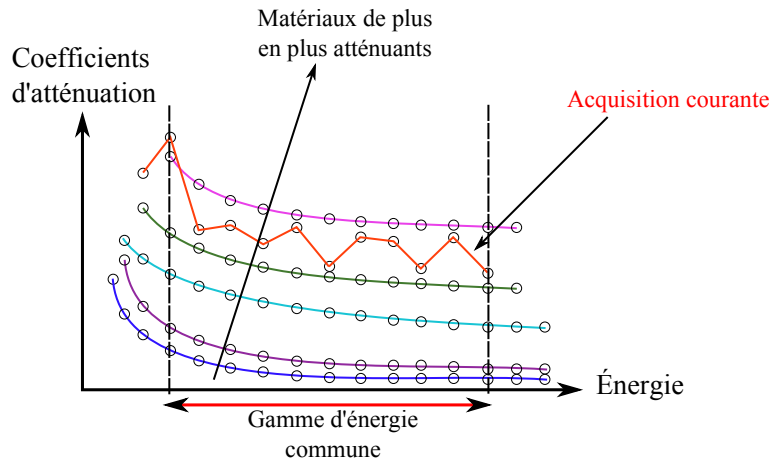


FIGURE IV.26 – Illustration du choix d'une gamme d'énergie commune à différents matériaux et épaisseurs de la base d'étalonnage et à l'acquisition courante. Cette dernière est représentée en rouge.

gammes d'énergies propres de ces deux épaisseurs est déterminée. L'étape d'interpolation linéaire de la moyenne des coefficients d'atténuation et de l'écart-type est effectuée dans chaque compteur. L'épaisseur la plus probable du matériau  $mat$  est alors déterminée, et la gamme d'énergie correspondante est stockée.

Un diagramme résumant ces différentes étapes est présenté dans la figure IV.27 pour un matériau de la base d'étalonnage.

Cette étape d'identification est réitérée pour l'ensemble des matériaux de la base d'étalonnage.

Au final,  $N_{mat}$  épaisseurs les plus probables sont obtenues, ainsi que les gammes d'énergies respectives. Une comparaison de la gamme d'énergie du matériau inconnu avec ces gammes d'énergies permet de définir une gamme d'énergie commune. Le calcul de la densité de probabilité (ou de la probabilité) est alors effectué, pour cette gamme d'énergie commune, en chacune des épaisseurs les plus probables déterminées.

La nature du matériau le plus probable et son épaisseur correspondante sont alors déduites. Un diagramme représentant ces dernières étapes est présenté dans la figure IV.28.

Notre méthode, par gammes d'énergie adaptatives, montre tout son intérêt lorsque les matériaux présents dans la base d'étalonnage sont d'une grande diversité de nature et d'épaisseurs. Elle permet de procéder à l'identification de matériaux faiblement atténuants avec une plus grande confiance, la gamme d'énergie de travail

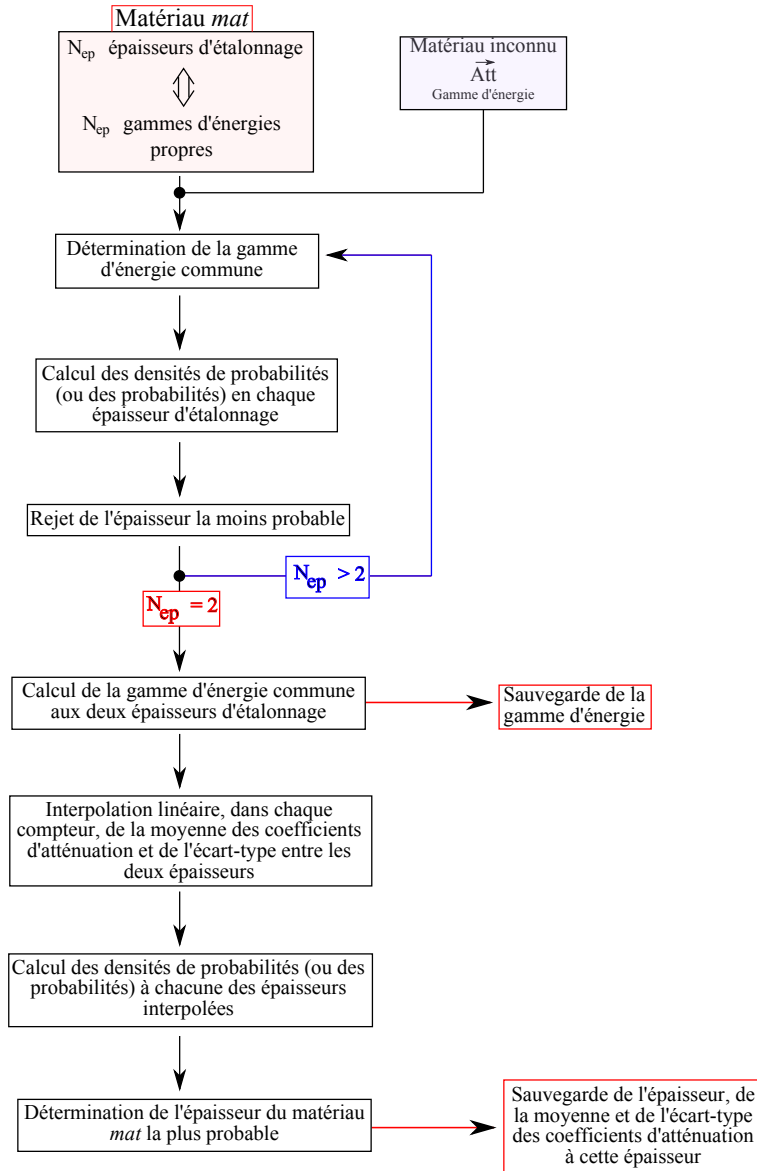


FIGURE IV.27 – Recherche de l'épaisseur de matériau *mat* la plus probable par la méthode des gammes d'énergies adaptatives.

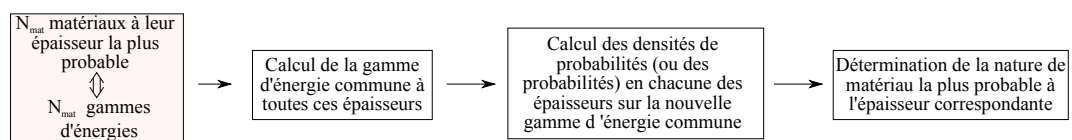


FIGURE IV.28 – Recherche de la nature du matériau la plus probable parmi les épaisseurs de matériaux de la base d'étalonnage évaluées comme les plus probables.

étant plus grande, et n'étant plus restreinte par les matériaux les plus atténuants de la base d'étalonnage.

Afin d'illustrer son application, nous comparons dans la figure IV.29 les valeurs du critère de confiance moyen sur l'identification de 3 mm de POM, dans le cadre de l'utilisation d'un détecteur spectrométrique à fonction de réponse idéale. Dans un premier cas, nous présentons les performances des gammes d'énergies adaptatives, par rapport à une gamme d'énergie commune imposée par les matériaux les plus atténuants, pour une base d'étalonnage construite à partir d'épaisseurs de PE variant de 1 à 20 mm par pas de 1 mm, et d'épaisseurs de POM et de PVDF variant de 1 à 10 mm par pas de 1 mm. Dans un deuxième cas, les méthodes sont comparées pour une base d'étalonnage construite avec des épaisseurs de PE, POM et PVDF, variant de 1 à 50 mm par pas de 1 mm.

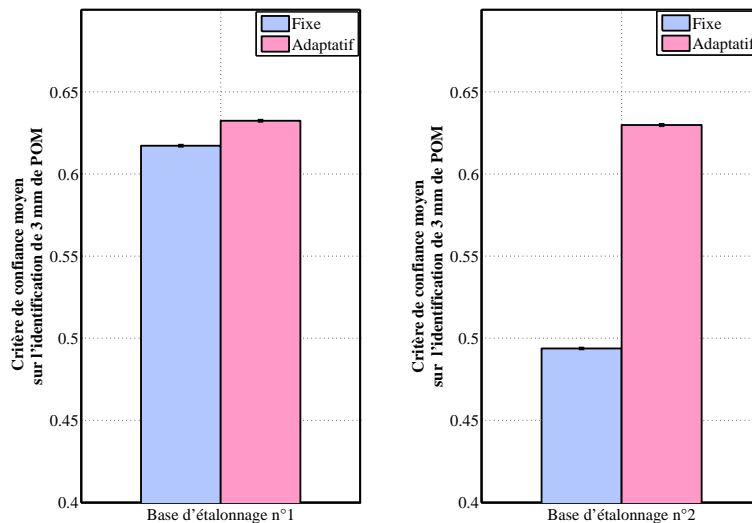


FIGURE IV.29 – Performances d'identification de 3 mm de POM en utilisant un détecteur spectrométrique. La base d'étalonnage n°1 correspond à des épaisseurs de PE de 1 à 20 mm par pas de 1 mm et de POM et PVDF de 1 à 10 mm par pas de 1 mm. La base d'étalonnage n°2 correspond à des épaisseurs de PE, POM et PVDF de 1 à 50 mm par pas de 1 mm. Dans la légende : "*Fixe*" réfère à la gamme d'énergie commune à tous les matériaux de la base d'étalonnage (dans la base n°1, ce n'est pas forcément 21-110 keV, comme nous l'avons fait jusqu'à présent); "*Adaptatif*" réfère à l'utilisation de la méthode par gammes d'énergie adaptatives pour l'identification.

Dans le premier cas, nous observons que malgré l'utilisation de matériaux présentant une dynamique d'épaisseur relativement faible, la méthode d'identification

par gamme d'énergie adaptative permet d'améliorer les performances d'identification d'environ 2.5 %.

Dans le second cas, les matériaux très atténuants limitent énormément les performances d'identification lorsque la gamme d'énergie est fixe. L'utilisation de la méthode d'identification par gamme d'énergie adaptative montre une amélioration très nette des performances d'identification d'environ 28 %.

Ainsi, après une optimisation des paramètres du système de détection en comptage, nous nous sommes intéressés à l'optimisation de la méthode d'identification. À travers une approche originale, nous avons développé un procédé permettant l'utilisation de la méthode d'identification dans des conditions optimales. L'intérêt de cette méthode est d'autant plus grand dans notre contexte d'étude, c'est-à-dire lorsqu'aucun a priori sur la nature et l'épaisseur de matériau n'existe.

## D Conclusions du chapitre

Dans ce chapitre, l'utilisation de la méthode d'identification de matériaux que nous avons développée a été indispensable à la comparaison des systèmes de détection et à la comparaison des méthodes de pré-traitement de l'information pour la réduction de données (PSS et PSA).

En effet, nous l'avons tout d'abord utilisée pour optimiser les paramètres des systèmes de détection dans le but d'améliorer les performances d'identification. Ensuite, une amélioration de la méthode d'identification elle-même a été effectuée par une méthode dite "*par gammes d'énergies adaptatives*".

Dans la première partie de l'étude, nous avons montré que malgré une optimisation de sa géométrie, le détecteur double-couches en intégration d'énergie ne permet pas d'égaliser les performances d'identification fournies par les détecteurs en comptage à fonction de réponse idéale.

Pour ces derniers, l'optimisation des seuils des zones de comptage a été menée par deux méthodes différentes : le critère de confiance moyen qui est issu de la méthode d'identification, et le critère de Cramér-Rao. La comparaison des résultats a montré un très bon accord entre ces méthodes, ce qui nous a permis de valider notre approche avec le critère d'identification.

À partir des résultats de ces optimisations, nous avons pu observer que les performances d'identification augmentent avec le nombre de compteurs. Le détecteur spectrométrique, qui possède des compteurs de largeur de 1 keV répartis sur l'ensemble de la gamme d'énergie, apparaît comme le plus performant. Dans le cas d'un détecteur en comptage à fonction de réponse idéale, nous avons en effet montré une amélioration des performances pour l'identification de 3 mm de POM de l'ordre de 11 % par rapport à un détecteur en comptage à deux compteurs *optimisés*.

Or, nous avons montré l'importance du choix des seuils des compteurs, la performance d'identification pouvant être fortement affectée. De plus, nous insistons sur le fait que les paramètres déterminés comme optimum ne le sont que pour une épaisseur de matériau donnée. La valeur des seuils des zones de comptage est en effet modifiée en fonction de l'épaisseur de matériau pour laquelle l'optimisation est effectuée. Cela peut alors s'avérer problématique dans le cadre de l'identification de matériaux dans les bagages, ceux-ci pouvant être de nature très diverses. L'utilisation d'un nombre de compteur plus important apparaît comme une solution adaptée, puisque d'une part les performances d'identification sont meilleures, et d'autre part, l'optimisation des seuils des zones de comptage n'est pas ou peu nécessaire (cela dépendant du nombre de compteurs considéré). Le détecteur spectrométrique fait donc preuve d'une plus grande robustesse à l'épaisseur et à la nature de matériau étudiée, par rapport aux détecteurs possédant un nombre plus faible de compteurs.

Cependant, il est important d'évaluer l'évolution des performances d'identification du détecteur avec la dégradation de sa fonction de réponse. Nous nous y intéressons dans le chapitre suivant.

# Étude d'un détecteur en comptage à fonction de réponse réaliste pour l'identification de matériaux : approche en simulation et application expérimentale

---

## Sommaire

---

<b>A</b>	<b>Identification de matériaux homogènes en simulation à partir d'un détecteur en comptage réaliste . . . . .</b>	<b>161</b>
A.1	Modélisation de la fonction de réponse du détecteur . . . . .	161
A.2	Optimisation des paramètres d'un détecteur en comptage non idéal à deux compteurs ( $N=2$ ) ; approche en simulation . . .	170
A.3	Évaluation, en simulation, des performances d'identification avec un détecteur spectrométrique en comptage à fonction de réponse réaliste . . . . .	174
<b>B</b>	<b>Identification de matériaux à partir d'un détecteur spectrométrique expérimental . . . . .</b>	<b>177</b>
B.1	Caractéristiques du détecteur spectrométrique expérimental .	177
B.2	Identification de matériaux homogènes à partir de mesures expérimentales . . . . .	179
B.3	Application expérimentale à l'imagerie couleur . . . . .	187
<b>C</b>	<b>Conclusions du chapitre . . . . .</b>	<b>188</b>

---

Nous avons précédemment évalué les performances des détecteurs en comptage à fonction de réponse idéale par rapport au détecteur multi-couches en intégration d'énergie. Dans ce chapitre, nous évaluons l'influence sur les performances d'identification d'une fonction de réponse réaliste d'un détecteur en comptage.

---

Tout d'abord, nous effectuons une étude en simulation sur l'évolution des seuils des compteurs en fonction de la dégradation de la réponse spectrale. Puis, les performances d'identification qui en découlent sont évaluées.

Ensuite, le détecteur spectrométrique expérimental qui a été développé dans notre laboratoire est brièvement présenté. La méthode d'identification de matériaux homogènes est alors appliquée aux mesures expérimentales. Nous étudions les capacités du détecteur spectrométrique à identifier des matériaux plastiques aux propriétés très proches. Une comparaison est effectuée avec un détecteur double-couches expérimental. Pour terminer, une application qualitative de la méthode d'identification est présentée à travers l'imagerie couleur.

## **A Identification de matériaux homogènes en simulation à partir d'un détecteur en comptage réaliste**

La simulation d'un détecteur à fonction de réponse idéale nous a permis de quantifier l'apport de la spectrométrie indépendamment des effets liés à l'électronique et au détecteur. Cependant, il est nécessaire d'aller plus loin et de simuler les effets détecteurs responsables de la dégradation du signal mesuré. Les conséquences en termes de performances d'identification doivent alors être quantifiées.

Pour cela, nous nous plaçons dans les mêmes conditions expérimentales que dans le Chapitre IV. Les trois matériaux de la base d'étalonnage sont le PE (1 à 20 mm par pas de 1 mm), le POM et le PVDF (1 à 10 mm par pas de 1 mm). La méthodologie de simulation de la fonction de réponse du détecteur est tout d'abord présentée. Puis, nous évaluons l'influence de la fonction de réponse du détecteur sur le choix des seuils des compteurs, et sur les performances d'identification, dans le cas d'un détecteur à deux compteurs. Enfin, les performances d'identification associées à un détecteur spectrométrique réaliste sont quantifiées, et comparées avec les résultats précédemment obtenus avec un détecteur idéal.

### **A.1 Modélisation de la fonction de réponse du détecteur**

Dans le Chapitre I, nous avons vu qu'un photon qui interagit dans un pixel provoque différents effets dans le détecteur comme le partage de charges, ou la fluorescence. Ces effets induisent la détection du photon d'intérêt dans les compteurs des pixels voisins à des énergies inférieures à l'énergie réelle du photon. À cela s'ajoute alors d'autres effets comme les effets d'induction, ou encore d'empilement de photons qui ont été décrits dans le Chapitre I.

Nous avons également montré dans ledit chapitre que la fonction de réponse d'un détecteur peut être caractérisée par deux grandeurs : la résolution en énergie (qui est liée à l'électronique) et les effets de trainée (qui dépendent de la géométrie du détecteur, et notamment de la taille du pixel). En nous concentrant sur ces deux paramètres, nous modélisons dans cette partie la fonction de réponse du détecteur. En pratique, la valeur de ces deux paramètres varie en fonction de l'énergie de réponse du détecteur, mais nous faisons l'hypothèse que le détecteur possède la même résolution en énergie et les mêmes proportions d'effets de trainée quelle que soit l'énergie de réponse simulée.

À partir d'une fonction de réponse expérimentale à une énergie donnée (figure V.1a), nous utilisons un modèle simple (figure V.1b) pour simuler la réponse du détecteur. Une fonction gaussienne est en effet utilisée pour simuler la résolution en énergie du détecteur (modélisée par la largeur à mi-hauteur ou Full Width at Half Maximum (FWHM)), et une fonction constante lui est adjointe à basse énergie



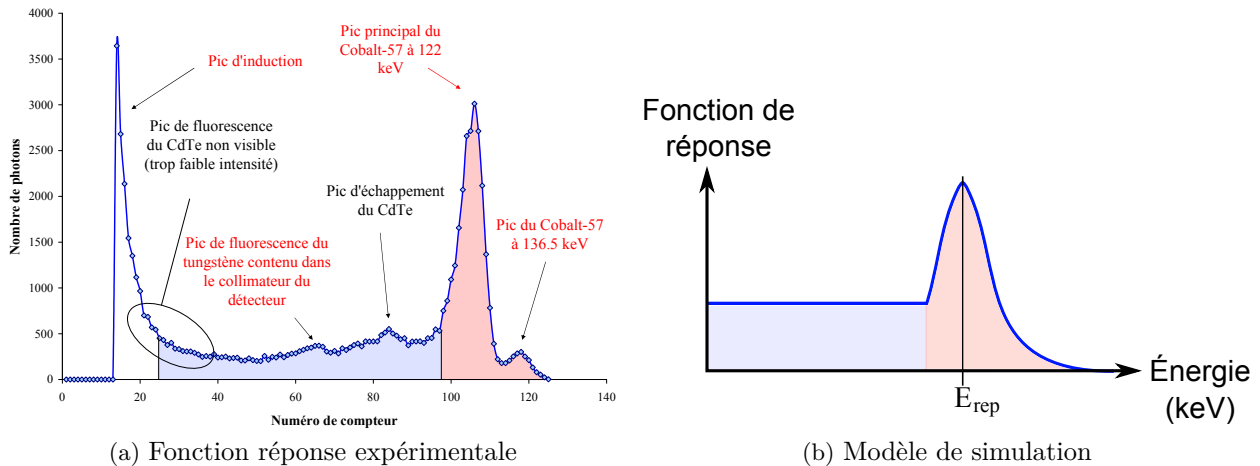


FIGURE V.1 – Fonction de réponse expérimentale (à gauche) mesurée à partir d'une source de Cobalt-57 (présentée dans la figure I.24 du Chapitre I), et modèle de fonction de réponse (à droite) composé d'une fonction gaussienne et d'une trainée.

pour simuler les effets de trainée.

Nous indiquons ci-dessous quels sont les paramètres nécessaires à la caractérisation de la fonction de réponse du détecteur.

Paramètres caractéristiques de la fonction de réponse expérimentale

- $E_{rep}$  : Énergie de réponse
- $R_{VP}$  : Rapport Vallée sur Pic - Ce paramètre permet de définir la proportion de photons subissant les effets de partage de charges par rapport à la proportion de photons ne subissant pas ces effets. Ce rapport s'exprime comme la valeur de l'intégrale de la fonction de trainée (en bleu sur la figure V.1a) par celle de la fonction gaussienne (en rouge sur la même figure)
- $FHWM$  : Largeur à mi-hauteur - Ce paramètre est caractéristique de la résolution en énergie du système

Paramètres choisis par l'utilisateur pour simuler la fonction de réponse

- $LC$  : Largeur des canaux pour l'échantillonnage de la fonction de réponse
- $E_0$  : Énergie minimale de la fonction de réponse

Ainsi, notre méthode consiste à déterminer, à partir des données saisies par l'utilisateur ( $[E_{rep}, R_{VP}, FHWM, LC, E_0]$ ), les paramètres de notre modèle (figure

V.1b). Ces paramètres à déterminer sont présentés dans le tableau ci-dessous :

Paramètres à déterminer pour la modélisation de la fonction de réponse :

- $\sigma$  : Écart-type de la fonction gaussienne
- Facteur de normalisation de l'intégrale de la fonction de réponse - Tient compte des effets de partage de charges
- $h$  : Hauteur de la trainée

La fonction de réponse du détecteur à un photon d'énergie  $E_{rep}$  est notée  $f_i^{E_{Rep}}$ , où  $i$  représente le canal d'intérêt d'énergie moyenne  $E_i$ . La valeur de la fonction de réponse dans un canal discret  $i$  correspond à la moyenne de la fonction continue qui est contenue dans celui-ci. Nous indiquons qu'une attention particulière a été accordée à l'échantillonnage de la fonction de réponse lors de sa modélisation.

Explicitons maintenant la méthode permettant de déterminer les différents paramètres de notre modèle de fonction de réponse.

- Écart-type de la fonction gaussienne : À partir du paramètre de la largeur à mi-hauteur qui est saisi par l'utilisateur, l'écart-type  $\sigma$  de la fonction gaussienne est défini comme  $\sigma = \frac{FWHM}{2\sqrt{2\ln(2)}}$ .
- Hauteur de trainée : Pour une valeur du paramètre de résolution en énergie  $FWHM$ , la hauteur de la trainée doit être déterminée de façon à correspondre au rapport  $R_{VP}$  fixé par l'utilisateur. L'expression de la hauteur  $h$  sera explicitée pour les différentes combinaisons possibles des paramètres  $[FWHM, R_{VP}]$ .
- Facteur de normalisation de l'intégrale de la fonction de réponse : Ce facteur tient compte des effets de partage de charges à l'intérieur du pixel d'interaction. En effet, à cause des effets de partage de charges, la proportion de photons détectés dans un pixel est supérieure à la proportion de photons qui est réellement absorbée dans le pixel. Pour cette raison, l'intégrale de la fonction de réponse ne doit pas être normalisée à l'unité, et un facteur de correction tenant compte de ces effets est déterminé.

En considérant les interactions de plusieurs photons à l'énergie  $E$  dans un pixel (nommé *le pixel d'intérêt*), nous définissons la probabilité  $p$  qu'une partie des charges générées par **un** photon s'échappe dans  $N_{voisins}$  pixels voisins. À partir de là, pour un photon, considérons la fonction de réponse générée (figures V.1b et V.2) : l'intégrale de cette fonction est décomposable en deux parties,  $N_g$  et  $N_{tr}$ , qui dénotent respectivement la valeur de l'intégrale de la fonction gaussienne tronquée, et la valeur de l'intégrale de la fonction constante. Intéressons-nous à ces deux grandeurs.

- $N_{tr}$  : Cette grandeur définit la proportion de photons dont l'énergie est mesurée de façon erronée dans le pixel d'intérêt à cause des effets de

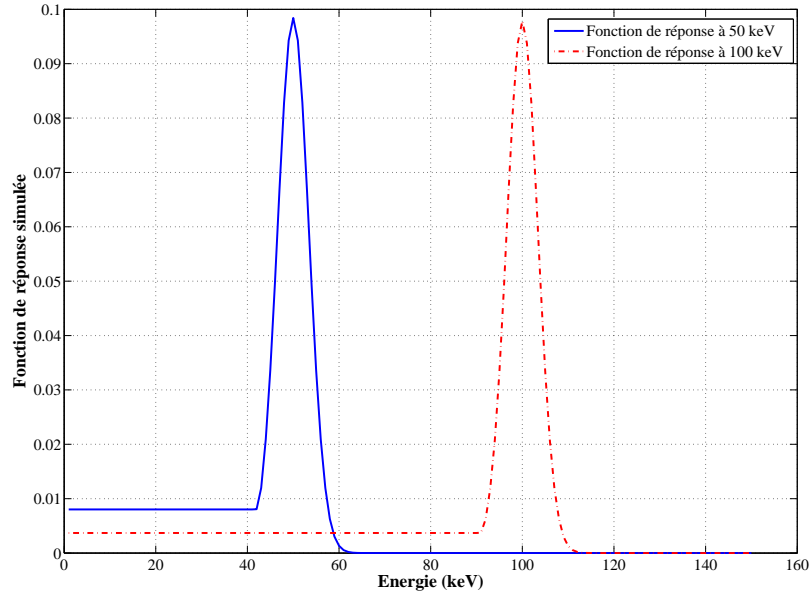


FIGURE V.2 – Fonction de réponse simulée, à 50 et 100 keV, pour une résolution en énergie de 8 keV, et un rapport *Vallée sur Pic* de 0.4.

partage de charges. Nous la modélisons en considérant l'adjonction de deux phénomènes.

- La proportion des photons qui interagissent dans *le pixel d'intérêt* subissent le partage de charge avec une probabilité  $p$ . Leur énergie est alors sous-estimée et ils sont donc classés comme des photons de plus faible énergie.
- Une autre proportion de photons qui interagissent dans les  $N_{\text{voisins}}$  pixels voisins subissent un partage de charges. Les charges générées migrent alors dans *le pixel d'intérêt*, et sont classées en tant que photons de faible énergie. La probabilité que cet effet se produise correspond à la probabilité que les charges des pixels voisins migrent dans *le pixel d'intérêt* (soit  $p/N_{\text{voisins}}$  si l'on considère une équiprobabilité de migration des charges vers tous les pixels voisins) multipliée par le nombre de pixels voisins. Cela vaut donc :  $p$ .

Ainsi, pour chaque photon qui interagit dans le pixel considéré, la quantité  $N_{tr}$  vaut :  $N_{tr} = 2p$ .

- $N_g$  : Cette grandeur définit la proportion de pixels qui interagissent

dans *le pixel d'intérêt* sans subir de partage de charges. Cela s'exprime donc comme  $N_g = (1 - p)$ .

Ainsi, en moyenne, le signal  $S$  généré par l'interaction d'un unique photon dans *le pixel d'intérêt* correspond à :  $S = N_g + N_{tr} = 1 + p$ . Un photon incident va donc générer, dans *le pixel d'intérêt* un signal compris entre l'unité, s'il n'y a aucun partage de charge, et deux lorsque le partage de charge devient important. Cela montre que l'intégrale de la fonction de réponse n'est pas toujours égale à l'unité.

Pour expliciter la probabilité  $p$ , nous utilisons la définition du rapport *Vallée sur pic*, c'est-à-dire  $R_{VP} = \frac{N_{tr}}{N_g} = \frac{2p}{1-p}$ . Ainsi,  $p$  se déduit simplement comme :  $p = \frac{R_{VP}}{2+R_{VP}}$ .

Ainsi, l'intégrale de la fonction de réponse doit être normalisée par le facteur multiplicatif " $1 + \frac{R_{VP}}{2+R_{VP}}$ ". La normalisation de la fonction de réponse échantillonnée s'exprime sous la forme donnée dans l'équation V.1.

$$f_i^{E_{Rep}} = \frac{f_i^{E_{Rep}}}{\sum_{i=1}^{N_{canaux}} f_i^{E_{Rep}} \times LC} \times \left(1 + \frac{R_{VP}}{2 + R_{VP}}\right) \quad (V.1)$$

Nous présentons maintenant les différentes combinaisons [résolution en énergie, rapport *Vallée sur pic*] pouvant se présenter. Pour cela, nous utilisons la notation  $\overline{E_j^{LC}}$  pour indiquer l'énergie moyenne du canal dans lequel est classé un signal d'énergie  $E_j$ . Elle est déterminée en arrondissant la valeur  $E_j$  au canal d'énergie moyenne la plus proche. Pour cela, nous utilisons la fonction arrondie (*round*) de Matlab<sup>®</sup>, en arrondissant les valeurs en fonction de la largeur du canal LC tel que :

$$\overline{E_j^{LC}} = round\left(\frac{E_j}{LC}\right) \times LC \quad (V.2)$$

- $FHWM = 0$  et  $R_{VP} = 0$  : Fonction de réponse d'un détecteur idéal.

La fonction de réponse a la forme d'une fonction de Dirac à chaque énergie. C'est l'hypothèse qui a été utilisée dans le Chapitre IV pour la simulation du détecteur idéal (figure V.3).

L'échantillonnage sur les différents canaux (représentés en pointillés rouges dans la figure) se fait de façon à moyenner l'information contenue dans chacun des canaux.

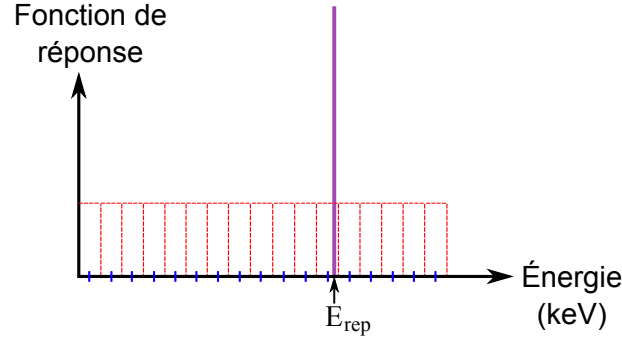


FIGURE V.3 – Illustration d'une fonction de réponse d'un détecteur idéal. Chaque canal d'énergie est représenté par des pointillés rouges. Leur énergie moyenne est représentée par un trait bleu.

Energie du canal $i$	Fonction de réponse du canal $i$
$E_i < \overline{E_{rep}^{LC}}$	$f_i^{E_{Rep}} = 0$
$E_i = \overline{E_{rep}^{LC}}$	$f_i^{E_{Rep}} = 1$
$E_i > \overline{E_{rep}^{LC}}$	$f_i^{E_{Rep}} = 0$

Une normalisation n'est pas nécessaire puisque le rapport  $R_{VP}$  est nul, et la fonction de Dirac est normalisée à l'unité.

•  $FHWM = 0$  et  $R_{VP} \neq 0$  : Résolution en énergie idéale, mais effets de trainée.

La fonction de réponse du détecteur correspond à une trainée à laquelle est ajoutée un pic de Dirac à l'énergie  $E_{rep}$ . Une illustration du problème continu est donné dans la figure V.4.

Le rapport *Vallée sur pic* s'exprime selon la formule suivante :  $R_{VP} = \frac{I_{Vallée}}{I_{Pic}}$ . Or, l'intégrale du Pic correspond à l'intégrale de la fonction Dirac. Elle vaut donc l'unité. L'intégrale de la Vallée est défini par le produit  $(E_{Rep} - E_0) \times h$  où  $E_0$  est l'énergie la plus faible choisie par l'utilisateur, et où  $h$  est la hauteur de la trainée. Cette dernière s'exprime comme :  $h = \frac{R_{VP}}{E_{Rep} - E_0}$ . La hauteur de la trainée est donc déterminée à partir des paramètres choisis par l'utilisateur.

À partir de là, l'échantillonnage de la fonction sur les différents canaux peut être effectué.

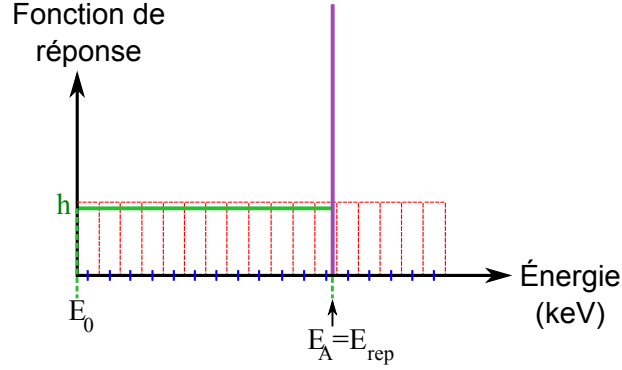


FIGURE V.4 – Illustration d'une fonction de réponse correspondant à une fonction de Dirac à laquelle est ajoutée une fonction constante de hauteur  $h$ . Chaque canal d'énergie est représenté par des pointillés rouges. Leur énergie moyenne est représentée par un trait bleu.

Énergie du canal $i$	Fonction de réponse au canal $i$
$\overline{E_0^{LC}} < E_i < \overline{E_{rep}^{LC}}$	$f_i^{E_{Rep}} = h$
$E_i = \overline{E_{rep}^{LC}}$	$f_i^{E_{Rep}} = \frac{1 + h \times \frac{LC}{2}}{LC}$
$E_i > \overline{E_{rep}^{LC}}$	$f_i^{E_{Rep}} = 0$

La fonction de réponse dans chaque canal est alors normalisée suivant l'équation V.1.

- $FWHM \neq 0$  et  $R_{VP} = 0$  : Résolution en énergie non idéale, sans effets de trainée.

La fonction de réponse est modélisée par une fonction gaussienne de moyenne  $E_{Rep}$  et d'écart-type  $\sigma$  ( $\sigma = \frac{FWHM}{2\sqrt{2\ln(2)}}$ ). Une illustration de cette fonction de réponse est donnée dans la figure V.5.

L'échantillonnage de cette fonction se fait par l'intégration de la fonction gaussienne :

$$f_i^{E_{Rep}} = \int_{E_i-LC/2}^{E_i+LC/2} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \times \exp \left[ - \left( \frac{x - E_{Rep}}{\sqrt{2}\sigma} \right)^2 \right] dx$$

Le calcul numérique de cette intégrale nécessite l'utilisation de la fonction d'er-

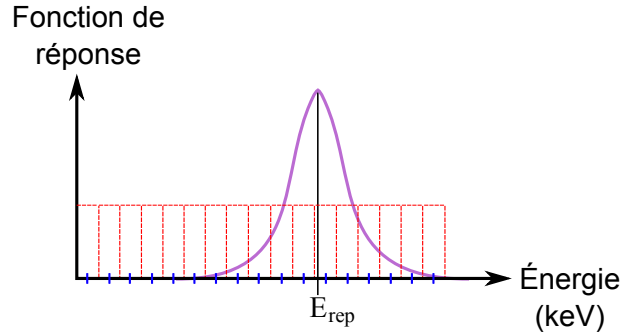


FIGURE V.5 – Illustration d'une fonction de réponse correspondant à une fonction gaussienne. Chaque canal d'énergie est représenté par des pointillés rouges. Leur énergie moyenne est représentée par un trait bleu.

reur,  $erf$  (voir Appendice C). La fonction de réponse est alors échantillonnée de la façon suivante :

Energie du canal $i$	Fonction de réponse au canal $i$
$E_i$	$f_i^{E_{Rep}} = \frac{1}{2} erf \left( \frac{E_i + \frac{LC}{2} - E_{Rep}}{\sqrt{2}\sigma} \right) - \frac{1}{2} erf \left( \frac{E_i - \frac{LC}{2} - E_{Rep}}{\sqrt{2}\sigma} \right)$

Une normalisation des données n'est pas forcément nécessaire puisque nous avons choisi une fonction gaussienne dont l'intégrale est normalisée à l'unité, et il n'y a pas de partage de charges.

•  $FWHM \neq 0$  et  $R_{VP} \neq 0$  : Résolution en énergie non idéale, et effets de trainée

Ce modèle de fonction de réponse correspond à la superposition d'une fonction gaussienne et d'une fonction constante. Une illustration est donnée dans la figure V.6. La difficulté de cette modélisation repose dans le choix de la hauteur de la trainée afin que le rapport  $R_{VP}$  choisi par l'utilisateur soit atteint.

Notons  $E_A$ , l'énergie à laquelle la fonction gaussienne et la fonction constante se croisent afin de satisfaire le rapport  $R_{VP}$ . Ce dernier correspond donc au rapport :

$$R_{VP} = \frac{h \times (E_A - E_0)}{\int_{E_A}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \times \exp \left[ - \left( \frac{x - E_{Rep}}{\sqrt{2}\sigma} \right)^2 \right] dx} \quad (V.3)$$

Là encore, pour déterminer la valeur de l'intégrale de fonction gaussienne, nous utilisons la fonction d'erreur  $erf$ . La valeur  $E_A$  est alors recherchée **numériquement** à partir de l'équation V.4. Nous utilisons pour cela la fonction  $fzero$  du logiciel

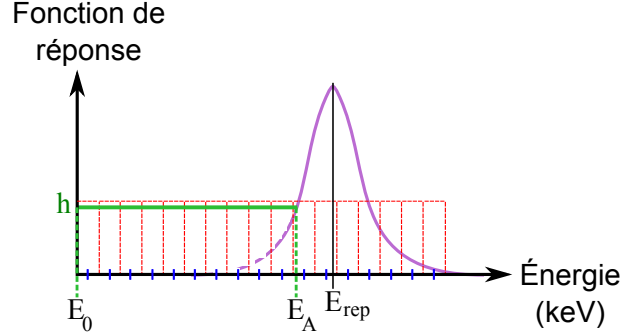


FIGURE V.6 – Illustration d'une fonction de réponse correspondant à une fonction gaussienne à laquelle a été ajoutée une constante de hauteur  $h$ . Chaque canal d'énergie est représenté par des pointillés rouges. Leur énergie moyenne est représentée par un trait bleu.

Matlab<sup>®</sup> qui renvoie également, pour information, la précision numérique de la solution.

$$h(E_A - E_0) - \frac{R_{VP}}{2} + \frac{R_{VP}}{2} \operatorname{erf} \left( \frac{E_A - E_{Rep}}{\sqrt{2}\sigma} \right) = 0 \quad (V.4)$$

La valeur  $E_A$  permet de calculer la hauteur de la trainée puisque à cette énergie, la valeur de la fonction gaussienne est égale à la hauteur de la trainée.

$$h = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \times \exp \left[ - \left( \frac{E_A - E_{Rep}}{\sqrt{2}\sigma} \right)^2 \right]$$

La fonction est alors échantillonnée de la façon suivante :

Energie du canal $i$	Fonction de réponse au canal $i$
$\overline{E_0^{LC}} < E_i < \overline{E_A^{LC}}$	$f_i^{E_{Rep}} = h$
$E_i = \overline{E_A^{LC}}$	$f_i^{E_{Rep}} = \frac{\left[ E_A - \left( \frac{\overline{E_A^{LC}} - LC}{2} \right) \right] \times h}{LC} + \frac{\operatorname{erf} \left( \frac{\overline{E_A^{LC}} + \frac{LC}{2} - E_{Rep}}{\sqrt{2}\sigma} \right) - \operatorname{erf} \left( \frac{E_A - E_{Rep}}{\sqrt{2}\sigma} \right)}{2 \times LC}$
$E_i > \overline{E_A^{LC}}$	$f_i^{E_{Rep}} = \frac{\operatorname{erf} \left( \frac{E_i + \frac{LC}{2} - E_{Rep}}{\sqrt{2}\sigma} \right) - \operatorname{erf} \left( \frac{E_i - \frac{LC}{2} - E_{Rep}}{\sqrt{2}\sigma} \right)}{2 \times LC}$

Une normalisation de l'intégrale de la fonction de réponse est alors effectuée en utilisant l'équation V.1.



L'ensemble des méthodes mises en œuvre permet ainsi de simuler la fonction de réponse du détecteur en comptage, à partir des paramètres  $[E_{Rep}, R_{VP}, FWHM, LC, E_0]$  qui sont fixés par l'utilisateur.

La détermination des spectres après interaction avec le détecteur en comptage à fonction de réponse non idéale peut être effectuée. Pour cela, nous utilisons les spectres moyens théoriques issus des tables que nous fournit le logiciel *Sinbadad*. Nous notons  $N_{absorb}$  le spectre moyen théorique absorbé dans le détecteur : il peut correspondre à  $N_0$  ou à  $N_{mat,\ell}$ . Le calcul du spectre tenant compte de la fonction de réponse s'effectue en discrétisant l'équation III.2 du Chapitre III.

Pour cette discrétisation, nous notons  $k$  le numéro d'un canal d'échantillonnage de la fonction de réponse. L'indice  $i$  correspond au numéro du compteur ; sachant qu'un compteur peut regrouper plusieurs canaux d'échantillonnage tel que  $i = \{k_{min}(i) \text{ à } k_{max}(i)\}$ . La mesure du nombre de photons dans un compteur  $i$  est alors notée  $Sp_i$ . Son expression est donnée dans l'équation suivante :

$$Sp_i = \sum_{k=k_{min}(i)}^{k_{max}(i)} \sum_{j=1}^{j_{Sp_{max}}} N_{absorb}(j) \cdot R_{det}(k, j) \quad (V.5)$$

Où,  $R_{det}(k, j)$  représente la valeur dans le canal  $k$ , de la fonction de réponse du détecteur à l'énergie  $k$ .

Or, nous avons démontré dans l'Appendice B que le bruit sur les mesures photoniques reste poissonien après interaction avec le détecteur, malgré une fonction de réponse non idéale. Le bruit sur les mesures  $Sp_i$  est donc simulé dans chacun des compteurs en utilisant la fonction *poissrnd* du logiciel Matlab<sup>®</sup>.

Les coefficients d'atténuation du matériau d'intérêt sont alors déterminés.

$$Att_i^{mat,\ell} = -\ln \left[ \frac{Sp_i^{mat,\ell}}{Sp_i^0} \right] \quad (V.6)$$

L'exemple d'un spectre est donné dans la figure V.7, ainsi que les coefficients d'atténuation correspondants.

## A.2 Optimisation des paramètres d'un détecteur en comptage non idéal à deux compteurs (N=2) ; approche en simulation

Pour cette étude, la gamme d'énergie que nous avons utilisée reste identique à celle utilisée lors de la simulation d'un détecteur idéal (Chapitre IV), soit 21 à 110 keV par pas de 1 keV.

La fonction de réponse du détecteur a été simulée pour différentes combinaisons de rapport *Vallée sur Pic* ( $R_{VP}$ ), et résolution en énergie ( $FWHM$ ). Nous avons tout d'abord simulé un détecteur en comptage à  $N = 2$  compteurs, et pour chacun

des couples  $[R_{VP}, FWHM]$  testés, une optimisation de la valeur des seuils a été effectuée. Une méthode exhaustive de recherche des seuils optimaux est utilisée (par pas de 1 keV), et l'expérience est répétée 100 fois. La valeur du critère de confiance moyen sur l'identification de 3 mm de POM est présentée dans la figure V.8.

Nous noterons que les résultats de simulation obtenus dans le Chapitre IV correspondent au couple  $[R_{VP} = 0, FWHM = 0]$  représenté sur la figure V.8. Nous observons sur cette figure que la simulation d'une fonction de réponse non idéale fait chuter très brusquement les performances d'identification. Dans le but d'étudier plus précisément l'indice de performance, nous présentons la valeur du critère moyen dans le tableau de la figure V.9), pour chacun des couples  $[R_{VP}, FWHM]$  testés.

Nous n'avons sciemment pas indiqué l'écart-type sur la moyenne du critère afin de ne pas surcharger le tableau. Pour donner un ordre de grandeur, il est estimé en moyenne à  $6 \times 10^{-3}$ .

À partir des données de ce tableau, nous constatons que pour, par exemple, un rapport *Vallée sur Pic* d'une valeur de 0.4 et une résolution en énergie de 8 keV, le critère de confiance moyen est d'environ 0.414, ce qui correspond à une différence d'environ 23% par rapport à la valeur du critère mesurée dans le cas d'une fonction de réponse idéale. Nous observons également, qu'à travers ces résultats, l'influence de la résolution en énergie et du rapport *Vallée sur Pic* sont responsables d'une dégradation des performances.

Nous conviendrons donc, que le développement de méthodes permettant de limiter des effets de trainée (partage de charges, fluorescence, induction), et d'améliorer la résolution énergétique, sont un enjeu essentiel pour l'amélioration des performances de ces systèmes de détection en comptage.

Nous nous sommes ensuite intéressés à l'évolution des seuils optimaux des compteurs pour chacune des situations de résolution et d'effets de trainée simulés. Les valeurs de ces seuils sont présentés dans le tableau de la figure V.10.

Nous observons que lorsque la fonction de réponse du détecteur se dégrade, les seuils des zones de comptage tendent à se déplacer vers les hautes énergies, l'information présente aux faibles énergies semblant être trop détériorée par la fonction de réponse. Pour commenter les résultats, nous utiliserons la convention de la figure V.11 où  $x$  et  $y$  dénotent respectivement le seuil haut de la fenêtre de basse énergie, et  $y$  le seuil bas de la fenêtre de haute énergie.

Nous constatons à partir du tableau de la figure V.10 que lorsque la fonction de réponse du détecteur se dégrade, le seuil  $x$  se déplace vers les plus hautes énergies de façon à réduire la zone de non-comptage. Par contre, il est plus difficile de tirer de conclusions sur le déplacement du seuil  $y$  puisque la position de celui-ci est assez fluctuante. Il est en effet nécessaire de garder à l'esprit que le bruit photonique

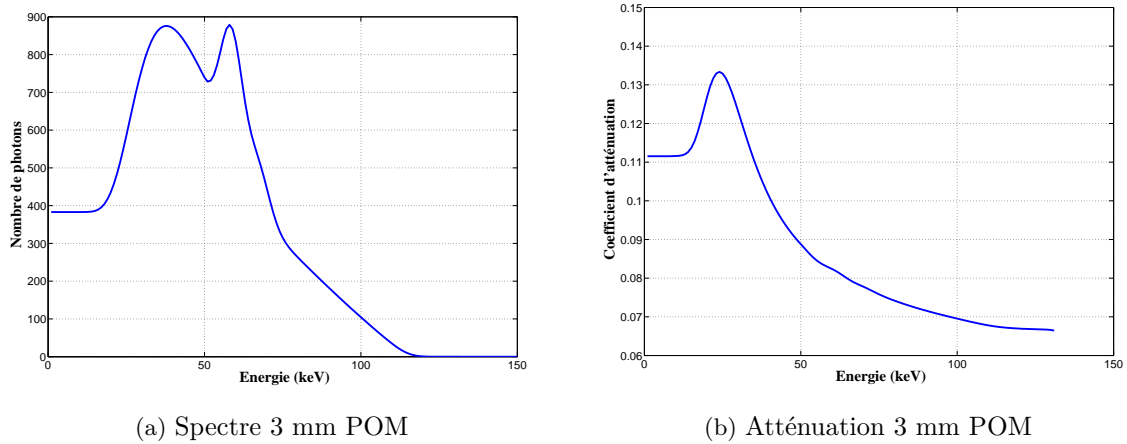


FIGURE V.7 – Exemple de spectre et de coefficients d'atténuation pour un détecteur non idéal avec la fonction de réponse :  $[FWHM = 8 \text{ keV}, R_{VP} = 0.4, LC = 1 \text{ keV}, E_0=0]$ .

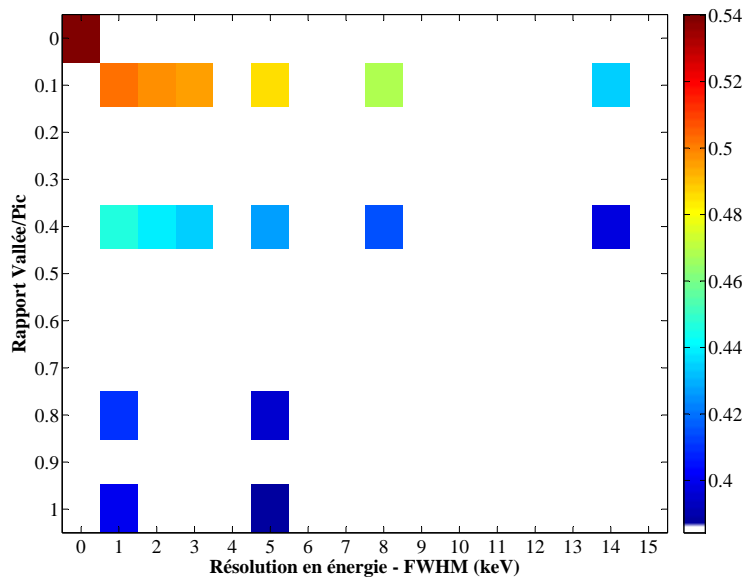


FIGURE V.8 – Détermination du critère de confiance moyen de 3 mm de POM avec un détecteur en comptage à deux compteurs ( $N=2$ ), pour différentes valeurs de résolution en énergie, et de rapport *Vallée sur Pic*.

$R_{VP}$	Résolution ( $FWHM$ ) (keV)						
	0	1	2	3	5	8	14
<b>0</b>	0.540	-	-	-	-	-	-
<b>0.1</b>	-	0.502	0.497	0.493	0.484	0.466	0.434
<b>0.4</b>	-	0.444	0.437	0.434	0.425	0.414	0.394
<b>0.8</b>	-	0.409	-	-	0.393	-	-
<b>1</b>	-	0.398	-	-	0.384	-	-

FIGURE V.9 – Critère de confiance moyen de 3 mm de POM déterminé pour différents couple  $[R_{VP}, FWHM]$ , simulant une fonction de réponse d'un détecteur en comptage à  $N = 2$  compteurs. Une optimisation des seuils, pour chacune des configurations testée, a été effectuée.

$R_{VP}$	Résolution ( $FWHM$ ) (keV)						
	0	1	2	3	5	8	14
<b>0</b>	30/46	-	-	-	-	-	-
<b>0.1</b>	-	30/47	30/45	31/47	31/47	33/46	34/50
<b>0.4</b>	-	31/45	31/47	33/46	33/49	34/45	35/52
<b>0.8</b>	-	32/48	-	-	33/46	-	-
<b>1</b>	-	33/44	-	-	33/45	-	-

FIGURE V.10 – Valeurs optimales des seuils des compteurs pour l'identification de 3 mm de POM avec un détecteur à  $N = 2$  compteurs. Les compteurs sont définis sur les bandes d'énergies  $[21-x]$  et  $[y-110]$  keV où les valeurs de  $x$  et de  $y$  sont indiquées dans le tableau au format  $x/y$ . Le critère de confiance moyen a été utilisé pour déterminer ces configurations optimales.

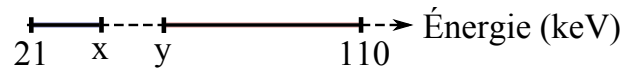


FIGURE V.11 – Convention des bornes de chacun des compteurs.

induit une variabilité sur la valeur des seuils. Afin de juger si les différences de configurations induisent des différences de performances significatives, nous présentons dans la figure V.12, les cartes des seuils pour une résolution de 5 keV, et pour un rapport  $R_{VP}$  de 0.1 et de 0.8.

Autour de la position optimale (indiquée par un carré couleur magenta), nous observons que de nombreuses configurations (représentées en bleu) donnent des résultats identiques à un écart-type sur la moyenne près. À titre d'exemple, nous observons que si nous utilisons la position des seuils déterminée comme optimale

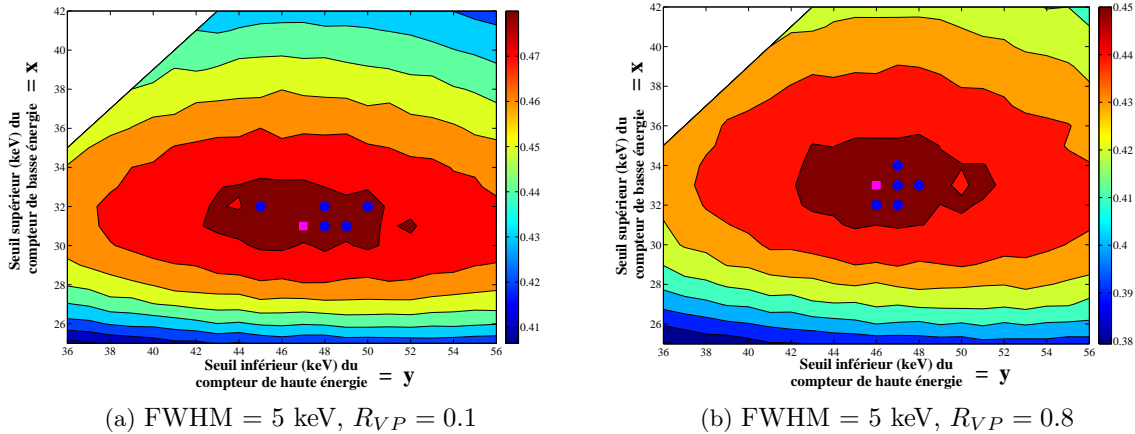


FIGURE V.12 – Évolution du critère de confiance moyen sur 3 mm de POM en fonction des seuils des compteurs. Pour une même résolution, deux rapports *Vallée sur Pic* différents sont utilisés. Les configurations optimales ont été indiquées par un carré de couleur magenta. Les configurations indiquées par un point bleu correspondent à des configurations pour lesquelles la valeur du critère est comprise dans un intervalle d'un écart-type sur la moyenne en dessous de la valeur maximale.

avec un détecteur idéal ([21-30] / [46-110] keV), les performances obtenues sur chacun des graphiques de la figure V.12 sont très proches des résultats optimaux. La position des seuils n'est que faiblement modifiée lorsque les effets de traînée augmentent. Ainsi, il apparaît que les seuils des compteurs d'un détecteur expérimental (si l'on considère que notre simulation est suffisamment proche de la réalité) pourraient être choisis à partir d'une optimisation réalisée avec un détecteur idéal, sans que cela n'ait de conséquences importantes sur les performances d'identification.

### A.3 Évaluation, en simulation, des performances d'identification avec un détecteur spectrométrique en comptage à fonction de réponse réaliste

Nous avons également évalué l'évolution des performances du détecteur spectrométrique ( $N = 90$ ) en fonction de la dégradation de la fonction de réponse du détecteur. Le critère de confiance moyen pour l'identification de 3 mm de POM a été calculé et les résultats sont présentés dans la figure V.13.

Un nombre plus complet de couples  $[R_{VP}, FWHM]$  a pu être étudié; une optimisation des seuils des compteurs, qui est un processus très coûteux en temps de calcul n'étant pas nécessaire pour ce détecteur.

Sur cette figure, nous observons une dégradation relativement rapide des perfor-

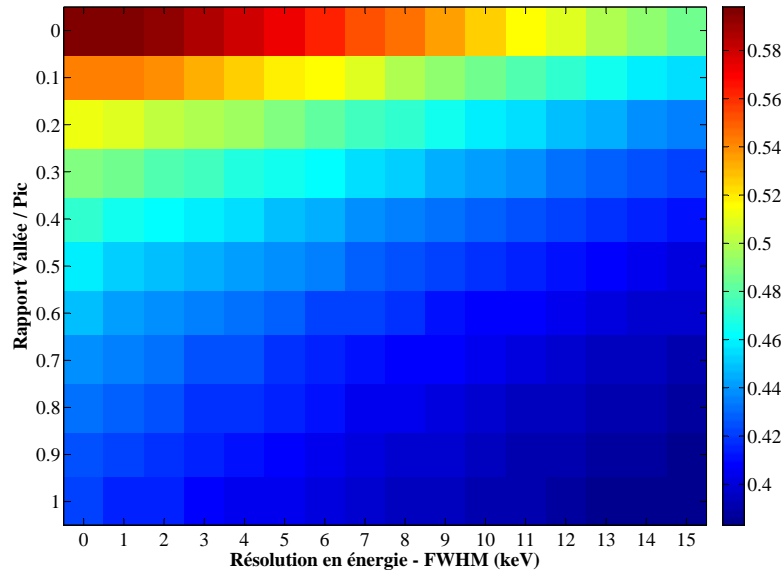


FIGURE V.13 – Détermination du critère de confiance moyen de 3 mm de POM avec un détecteur en comptage spectrométrique ( $N=90$ ), pour différentes valeurs de résolution en énergie, et de rapport *Vallée sur Pic*.

mances d'identification. En effet, pour une fonction de réponse de caractéristiques [ $FWHM = 8keV, R_{VP} = 0.4$ ], une différence de performances d'environ 27 % est observée par rapport au cas d'une fonction de réponse idéale du détecteur (contre une différence de 23 % pour le détecteur à deux compteurs).

Nous avons alors comparé, dans la figure V.14, les performances d'identification des détecteurs en comptage à  $N = 2$  compteurs (seuils fixés [21-34] / [45-110] keV) et à  $N = 90$  compteurs pour une fonction de réponse de caractéristiques [ $FWHM = 8keV, R_{VP} = 0.4$ ]. Les résultats sont également comparés à ceux du détecteur double-couches idéal en intégration d'énergie (résultats issus du Chapitre IV). Nous rappelons que la configuration optimale de ce dernier pour l'identification de 3 mm de POM correspond à [1er cristal CsI = 0.12 mm, Filtre Cu = 0.3 mm, 2ème cristal CsI = 5 mm].

Les performances d'identification apportées par les détecteurs en comptage restent les meilleures, même si une fonction de réponse non idéale est utilisée : des différences, par rapport au détecteur double-couches, de l'ordre de 22% et de 29% sont observées avec respectivement  $N = 2$  et  $N = 90$  compteurs. Cependant, la différence de performances est loin d'être aussi considérable que lorsque les détec-

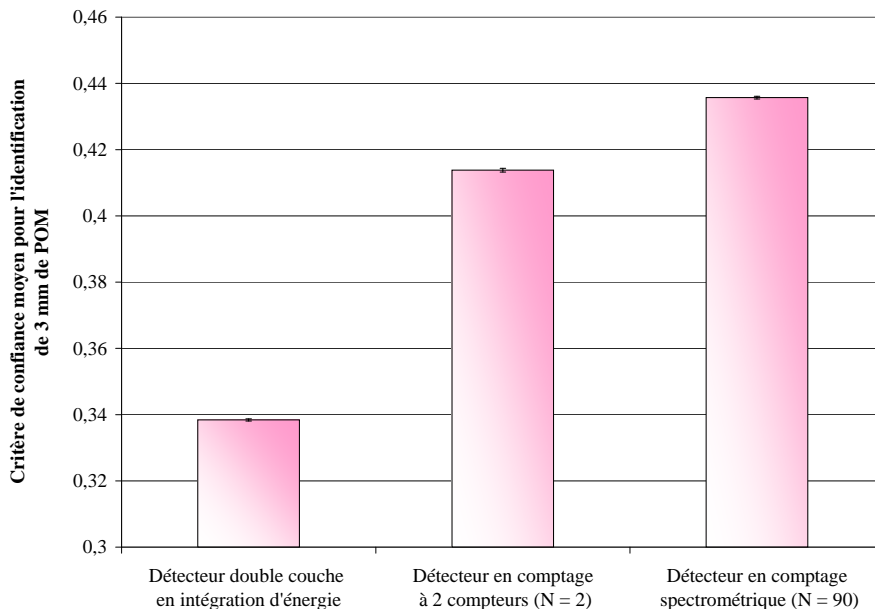


FIGURE V.14 – Comparaison du critère de confiance moyen de 3 mm de POM entre le détecteur double-couches en intégration d'énergie, le détecteur en comptage à deux compteurs ( $N=2$  et  $[FWHM = 8\text{keV}, R_{VP} = 0.4]$ ) et le détecteur spectrométrique en comptage ( $N = 90$  compteurs de 1 keV de largeur, et  $[FWHM = 8\text{keV}, R_{VP} = 0.4]$ ).

teurs en comptage ont une fonction de réponse idéale. En effet, à titre de rappel, des différences de l'ordre de 60 % et 77 % étaient observées pour les détecteurs en comptage à  $N = 2$  et  $N = 90$  compteurs par rapport au détecteur en intégration d'énergie.

De plus, nous avons calculé avec la figure V.14 que la différence de performances entre le détecteur à  $N = 2$  compteurs et à  $N = 90$  compteurs est de l'ordre de 5 % alors que celle-ci a été évaluée dans le Chapitre IV à 11 % lorsque les détecteurs ont une fonction de réponse idéale. La dégradation de la fonction de réponse du détecteur est donc responsable d'une réduction de la différence de performances entre le détecteur spectrométrique et le détecteur à deux compteurs. Un grand intérêt peut donc être retiré de l'amélioration de la fonction de réponse du détecteur.

Ainsi, à travers cette partie, nous avons pris conscience des enjeux importants qui se cachent derrière l'amélioration des effets de trainée, et de la résolution en énergie des détecteurs en comptage. Or, lors de cette simulation, la fonction de réponse n'est pas simulée exhaustivement et des effets tels que ceux de fluorescence, d'induction, de bruit électronique, etc. ne sont pas pris en compte. Il apparaît

alors intéressant de comparer les tendances des résultats de simulation avec celles obtenues dans des conditions expérimentales.

## **B Identification de matériaux à partir d'un détecteur spectrométrique expérimental**

Dans cette seconde partie, nous présentons brièvement les caractéristiques du détecteur spectrométrique qui a été développé dans notre laboratoire. Pour cela, nous utiliserons les travaux de [Brambilla et al. \[2009\]](#). À partir des mesures réalisées avec ce détecteur, les travaux de [Rinkel et al. \[2011\]](#) présentent l'application de notre méthode d'identification à des données expérimentales. Dans le but de valider l'approche réalisée en simulation, nous présentons les résultats issus de ces travaux expérimentaux. Une comparaison des résultats expérimentaux avec ceux de simulation est effectuée pour le détecteur spectrométrique malgré le fait que nous n'ayons pas développé un modèle permettant de décrire les effets d'empilements de photons (sachant que c'est un phénomène physique présent dans des proportions considérables dans les conditions expérimentales fixées). Une comparaison des performances d'identification est effectuée entre le détecteur spectrométrique et un détecteur expérimental double-couches en intégration d'énergies. Puis, une illustration qualitative de l'identification de matériaux par imagerie couleur est présentée.

### **B.1 Caractéristiques du détecteur spectrométrique expérimental**

Le détecteur spectrométrique développé au sein du LDET (Laboratoire DÉTECTEUR) est un détecteur en comptage qui permet d'effectuer des mesures dans des compteurs fins (environ 1.2 keV), sous de hauts débits de fluence photonique (au-delà de  $1 \times 10^7$  photons.s<sup>-1</sup>.mm<sup>-2</sup>).

Dans chacun des pixels de détection, le signal électrique issu du matériau semi-conducteur (du CdTe) est numérisé par un convertisseur Analogique-Numérique (CAN ou A/N) à une fréquence de 100 MHz. Le signal créé par un photon étant d'une durée d'environ 2.5 ns, une telle fréquence d'échantillonnage permet l'obtention de quatre à cinq points et autorise ainsi la mise en œuvre de différentes méthodes de traitement du signal. Ces données sont en effet traitées par un circuit logique programmable de type FPGA (Field Programmable Gate Array). Ce dernier reconstruit les spectres reçus par chacun des pixels sur 256 compteurs de 1.2 keV de large.

Le prototype du laboratoire consiste en une barrette de 16 pixels (taille de pixel : 800 x 800  $\mu\text{m}^{-2}$ ). Le matériau semi-conducteur CdTe provient de chez Acrorad (Japon) et est d'une épaisseur de 3 mm. Cette épaisseur permet en effet d'assurer une absorption quasi-complète des photons dont l'énergie maximale atteint 150



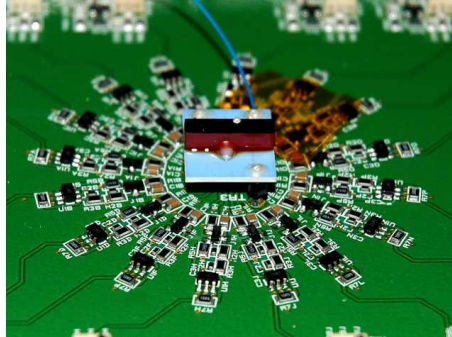


FIGURE V.15 – Photographie de l'électronique associée à la barrette de 16 pixels à base de CdTe.

keV. Une illustration de l'organisation de l'électronique de traitement, pour cette barrette de 16 pixels, est représentée dans la figure V.15.

La fonction de réponse du détecteur est mesurée en utilisant une source de Cobalt-57. Cette source émet majoritairement des rayonnements  $\gamma$  dont l'énergie est de 122 keV : elle constitue donc une source quasi-monochromatique. Le terme *quasi* est utilisé puisque des rayonnements à d'autres énergies, notamment 136.5 keV et 14.4 keV (par ordre d'importance), ont également lieu. La fonction de réponse du détecteur mesurée sur les 16 pixels est présentée dans la figure V.16.

Dans le but de quantifier les conséquences sur la résolution en énergie de la saturation de l'électronique avec le nombre de photons à traiter, la résolution en énergie a été mesurée en fonction du débit de fluence par Brambilla et al. [2009], Rinkel et al. [2011]. Une simple source de Cobalt-57 ne permettant pas d'obtenir des flux suffisamment élevés, la mesure de résolution est effectuée en utilisant un générateur de rayons X à la place de la source (pour obtenir de plus forts flux), et un générateur d'impulsion au niveau du détecteur. Ce dernier permet de stimuler l'anode du pixel par l'envoi d'un courant électrique, induisant ainsi un signal. La résolution en énergie est alors mesurée en déterminant la largeur à mi-hauteur du signal généré. L'évolution de la résolution en énergie en fonction du flux de rayons X incident sur le détecteur est présentée dans la figure V.17.

Le choix du flux sous lequel travailler se fait alors en fonction de la résolution souhaitée, mais également en fonction des capacités de comptage du détecteur. Dans la figure V.18, celles-ci ont été évaluées en fonction du flux incident sur le détecteur.

Nous constatons que le débit de fluence mesuré par le détecteur reste quasiment linéaire avec le débit de fluence incident sur le détecteur jusqu'à environ  $1 \times 10^6$  photons.pixel<sup>-1</sup>.s<sup>-1</sup> (soit environ  $1.6 \times 10^6$  photons.mm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>).

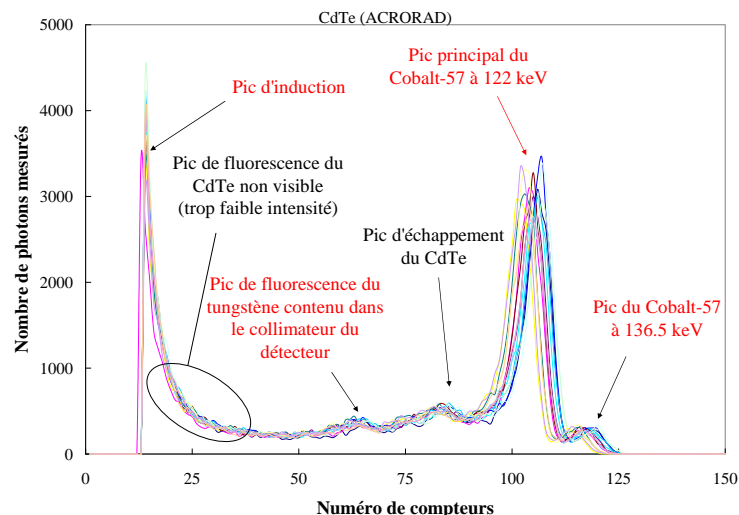


FIGURE V.16 – Fonctions de réponse des 16 pixels du détecteur spectrométrique expérimental à une source de Cobalt-57. Issu des travaux de [Rinkel et al. \[2011\]](#).

Après la présentation des caractéristiques du détecteur, nous allons nous intéresser à l'application de la méthode d'identification de matériaux aux données expérimentales.

## B.2 Identification de matériaux homogènes à partir de mesures expérimentales

L'application de la méthode d'identification de matériaux homogènes a été appliquée au détecteur spectrométrique en comptage, et à un détecteur double-couches en intégration d'énergie. Les paramètres expérimentaux sont tout d'abord présentés, puis une analyse des performances d'identification pour différents choix de taille de compteurs est effectuée. Les résultats sont alors comparés à ceux mesurés avec un détecteur expérimental double-couches en intégration d'énergie. Une comparaison des performances d'identification du détecteur spectrométrique expérimental avec celui simulé est effectuée.

Pour terminer, une application qualitative avec chacun des détecteurs (détecteur spectrométrique, et détecteur double-couches) est présentée.

### B.2.a Paramètres expérimentaux et pré-traitement des données

Les paramètres expérimentaux sont décrits dans l'ordre de la chaîne d'acquisition, c'est-à-dire depuis le générateur à rayons X jusqu'au détecteur.

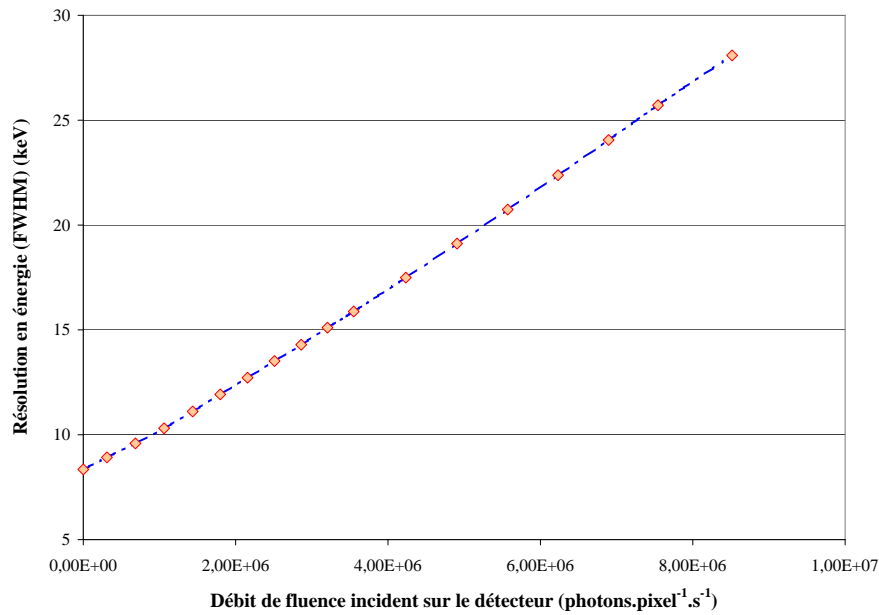


FIGURE V.17 – Évolution de la résolution en énergie en fonction du flux incident sur le détecteur (l'énergie à laquelle la résolution est mesurée n'est pas quantifiée). Extrait des travaux de [Brambilla et al. \[2009\]](#), [Rinkel et al. \[2011\]](#)).

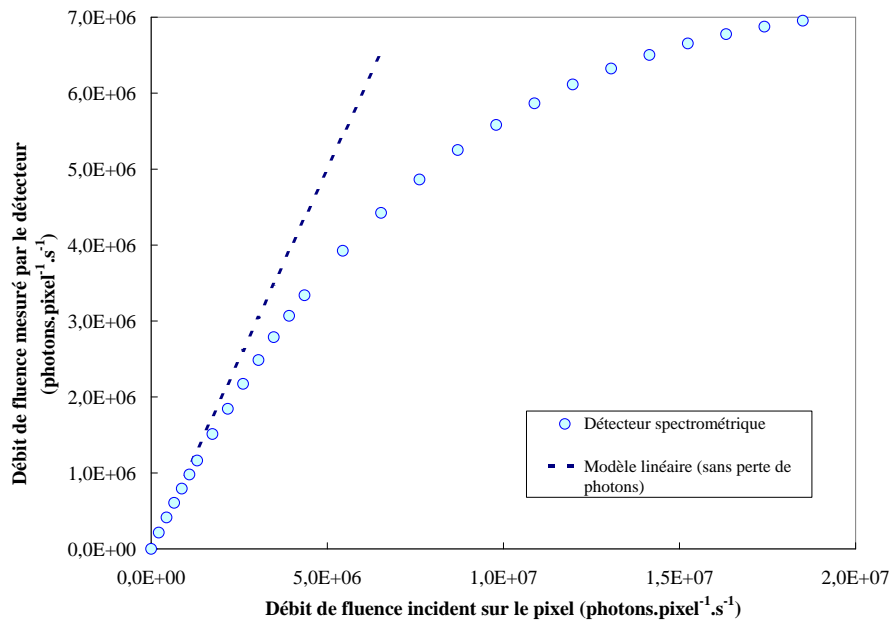


FIGURE V.18 – Évolution du taux de comptage du détecteur spectrométrique expérimental en fonction du débit de fluence incident. Extrait des travaux de [Brambilla et al. \[2009\]](#), [Rinkel et al. \[2011\]](#)).

### Paramètres du générateur de rayons X

Les paramètres de fluence par pixel de détection sont fixés par l'application. Dans le cadre de l'identification de matériaux dans les bagages, les débits de fluence sont estimés (par l'industriel avec lequel le laboratoire travaille sur ce projet) être de l'ordre de  $2 \times 10^6$  photons.pixels<sup>-1</sup>.s<sup>-1</sup> (environ  $3.1 \times 10^6$  photons.mm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>). Ces conditions sont obtenues expérimentalement en utilisant une tension de 120 kV, une filtration additionnelle (en plus de la filtration inhérente) de 2 mm d'Aluminium, et une intensité de 0.9 mA. Le temps d'acquisition de chaque spectre est fixé à 25 ms pour le détecteur spectrométrique, et à 10 ms pour le détecteur double-couches afin de garantir une fluence identique par pixel (c'est-à-dire la même statistique photonique par pixel); les pixels étant de dimensions différentes (800 x 800  $\mu\text{m}^2$  pour le détecteur spectrométrique et 1200 x 1300  $\mu\text{m}^2$  pour le détecteur double-couches).

### Matériaux d'intérêt

Des matériaux plastiques similaires à ceux utilisés en simulation ont été sélectionnés. Le POM représente un simulant d'explosifs de type C,H,O,N. De part et d'autre de celui-ci (en termes de numéro atomique effectif), les matériaux PE et PTFE ont été utilisés pour représenter des matériaux non explosifs. Nous rappelons que les propriétés de ces matériaux ont été présentées dans le tableau de la figure IV.2 à la page 115.

Le matériau PTFE a été utilisé à la place du PVDF, puisque nous ne disposions pas de PVDF au laboratoire au moment d'effectuer les mesures expérimentales. Il a donc été remplacé par un matériau inerte de numéro atomique effectif proche.

La base de données est alors construite en réalisant l'acquisition de 800 spectres par épaisseur de matériau, et par pixel. Des épaisseurs de PE, POM et PTFE de 5 mm, 10 mm, 20 mm, 30 mm, 40 mm, 50 mm et 80 mm ont été utilisées. Des épaisseurs centimétriques de matériaux ont été choisies car la fonction de réponse du détecteur empêche l'identification des matériaux à des épaisseurs millimétriques.

### Système de détection

Afin de collimater le faisceau de rayons X sur les pixels du détecteur, une fente en tungstène est placée devant le détecteur. Sa largeur, réglable par vis micrométrique, a été ajustée à 800  $\mu\text{m}$  pour le détecteur spectrométrique CdTe, et à 1300  $\mu\text{m}$  pour le détecteur double-couches.

*Détecteur en comptage* : Le choix de la gamme d'énergie de travail a été effectué de façon à ne pas être gêné par les effets d'induction. Pour cela, la borne inférieure est sélectionnée à environ 22 keV, et 90 compteurs de 1.2 keV de largeur sont utilisés. Cela correspond à une gamme d'énergie qui s'étend de 22 à 130 keV. [Rinkel et al. \[2011\]](#) indiquent qu'aux débits de fluence considérés dans cette application ( $2 \times 10^6$

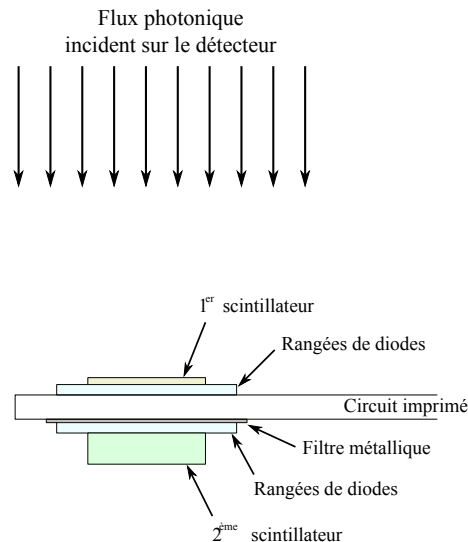


FIGURE V.19 – Illustration de la géométrie du détecteur double-couches en intégration d'énergie.

photons.pixels<sup>-1</sup>.s<sup>-1</sup>), les effets d'empilement de photons sont significatifs. Cela induit alors la présence de signal au-delà de l'énergie maximale du spectre (120 keV). C'est la raison pour laquelle les compteurs sont définis de 22 à 130 keV.

Pour le débit de fluence considéré, la résolution en énergie du détecteur est estimée avec la figure V.17 à environ 12 keV (environ 10 % à 122 keV).

Les données spectrométriques mesurées sur les 90 compteurs sont traitées par la méthode de PSS (présentée dans le Chapitre III). Celle-ci consiste à regrouper l'information mesurée sur les 90 compteurs, en un nombre de données plus restreint, pour ensuite déterminer les coefficients d'atténuation correspondants.

Les performances d'identification ont été évaluées en regroupant les mesures acquises sur les 90 zones de comptage en 2, 6, 15, 30, 45 et 90 compteurs (correspondant à des largeurs de compteurs respectives de 18, 7.2, 3.6, 2.4 et 1.2 keV). Une optimisation des seuils a été menée pour le détecteur à deux compteurs. Le Taux de Mauvaises Identifications (TMI) a été utilisé comme critère d'optimisation. Pour chacune des autres configurations, les compteurs ont été définis pour qu'ils aient des tailles identiques et pour qu'ils se répartissent de façon régulière sur la gamme d'énergie considérée.

*Détecteur double-couches en intégration d'énergie* : Un prototype développé par l'entreprise Thales Electronic Devices (TED) a été utilisé. Une illustration de sa géométrie est donnée dans la figure V.19.

Ce détecteur est composé de deux couches scintillatrices séparées par un filtre

d'argent de 0.12 mm d'épaisseur. Le premier scintillateur est constitué d'une épaisseur de 0.5 mm de  $Gd_2O_2S$ , et le second d'une épaisseur de 3.0 mm de  $CsI$ . Ce prototype est constitué d'une barrette de 60 pixels, où chacun des pixels a une taille de  $1200 \times 1300 \mu m^2$ .

Les mesures effectuées dans chacune des couches de détection sont alors utilisées pour déterminer les coefficients d'atténuation correspondant (cela correspond donc à la méthode de pré-traitement sans réduction des données). La géométrie du détecteur étant fixe, aucune optimisation n'a pu être effectuée pour celui-ci.

### **B.2.b Optimisation des performances d'identification du détecteur en comptage, et comparaison avec un détecteur double-couches en intégration d'énergie**

Dans l'étude de [Rinkel et al. \[2011\]](#), la configuration du détecteur à deux compteurs a été optimisée pour améliorer l'identification d'un groupe d'épaisseurs de POM (10, 20 et 30 mm) et non pas d'une unique épaisseur. Le TMI moyen pour ce groupe est déterminé à partir de l'acquisition de 800 spectres par pixel. Puis, le TMI moyen sur les 16 pixels, ainsi que l'écart-type correspondant, sont calculés. Diverses combinaisons de seuils des compteurs sont alors testées exhaustivement, et la combinaison pour laquelle le TMI le plus faible est mesuré correspond alors à la configuration optimale. Celle-ci correspond à une position des seuils des compteurs de [22-40] keV et [50-120] keV.

Nous remarquons que la configuration des compteurs est relativement proche de celle que nous avons obtenue en simulation (pour 3 mm de POM [21-30] / [46-110] keV), malgré le fait que nous ne considérons pas les mêmes gammes d'épaisseurs de matériaux. Nous retrouvons également une zone de non-comptage qui permet d'améliorer les performances d'identification.

Pour les autres configurations testées (regroupement des données en  $N = 6, 15, 30$  et  $45$  coefficients), les seuils des compteurs n'ont pas été optimisés. Dans la figure [V.20](#), les performances d'identification (exprimées en TMI) de 10 mm et de 30 mm de POM sont présentées. Elles sont déterminées sur un ensemble de 800 spectres acquis par pixel, et sont moyennées sur les données issues des 16 pixels.

Nous observons que le TMI diminue lorsque le nombre de compteurs augmente. Pour 10 mm de POM, l'utilisation des 90 compteurs permet de réduire le TMI d'environ 5.2 % par rapport à la configuration à deux compteurs optimisés. Cela correspond à une amélioration relative d'environ 36 %. Pour 30 mm de POM, la réduction du TMI est d'environ 0.9 % lors de l'utilisation du détecteur spectrométrique (par rapport au détecteur à deux compteurs). À cette épaisseur, l'amélioration du TMI est moins marquée, car l'épaisseur de matériau considérée est déjà bien identifiée avec un détecteur à deux compteurs (TMI d'environ 2.2 %). L'amélioration apportée par le détecteur spectrométrique correspond à un gain relatif d'environ 40

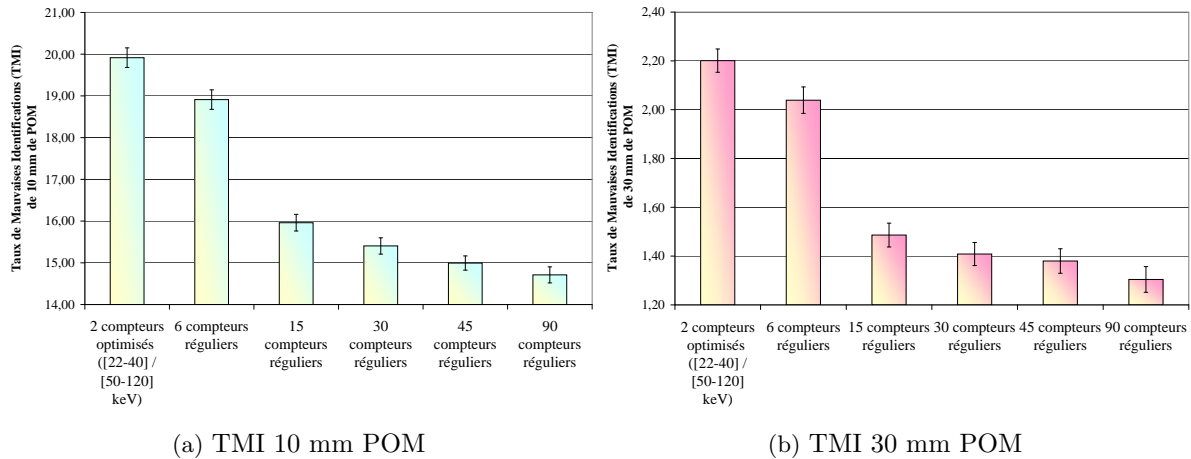


FIGURE V.20 – Performances d'identification (mesurées en Taux de Mauvaises Identifications) de différentes épaisseurs de POM en fonction du nombre de compteurs utilisés. Issus des travaux de Rinkel et al. [2011].

%.

Tout comme en simulation, nous observons que les détecteurs à 15, 30 ou 45 compteurs apparaissent comme une bonne alternative, en termes de compromis prix-performances. Puisque le prix des détecteurs semble augmenter avec le nombre de compteurs, les détecteurs à 15, 30 ou 45 détecteurs constituent un compromis coût-performance intéressant : pour 10 mm de POM, un écart en TMI d'environ seulement 2 % est observé entre 15 compteurs et 90 compteurs, et un écart inférieur à 1 % est mesuré entre les détecteurs à 30 et 45 compteurs et le détecteur à 90 compteurs.

Les performances d'identification de 10 mm, 20 mm, 30 mm et 40 mm de POM sont ensuite comparées entre la technologie double-couches en intégration d'énergie, le détecteur spectrométrique expérimental à 90 compteurs et le détecteur spectrométrique simulé.

Dans le but d'effectuer une comparaison avec nos résultats de simulations, nous avons déterminé approximativement les paramètres [Résolution en énergie,  $R_{VP}$ ] du détecteur spectrométrique en comptage à partir de la fonction de réponse expérimentale à 122 keV présentée dans la figure V.16.

La résolution en énergie est mesurée comme la largeur à mi-hauteur. Elle est estimée à environ 8.4 keV. L'écart-type de la fonction gaussienne à modéliser est alors déduit. Pour la détermination du rapport  $R_{VP}$ , nous avons tout d'abord coupé

l'effet de trainée dans les compteurs d'énergie inférieure à 22 keV dans le but de supprimer le signal lié aux effets d'induction. Pour déterminer l'intersection entre la trainée et le pic, nous avons choisi le point à trois écarts-type du pic (si le pic était une fonction gaussienne, son intégrale sur un intervalle  $[-3\sigma, +3\sigma]$  autour du maximum regroupe environ 99 % des valeurs de la fonction). L'intersection correspond à l'énergie 112.2 keV.

Dans les compteurs de la fonction de réponse expérimentale d'énergie inférieure à 22 keV, la valeur est fixée à la valeur moyenne de la trainée entre les énergies 22 keV et 112.2 keV. L'intégrale de la trainée, et celle du pic sont alors numériquement déterminées. Le rapport *Vallée sur pic* est alors estimé à environ 1.3.

Dans la figure V.21, nous avons représenté la fonction de réponse expérimentale, et la fonction de réponse simulée en utilisant les paramètres [ $FWHM = 8.4$  keV,  $R_{VP} = 1.3$ ,  $E_0 = 0$  keV,  $LC = 1$  keV]. Pour cette représentation, le maximum de la fonction de réponse simulée a été normalisé au maximum de la fonction de réponse expérimentale. Nous remarquons visuellement un bon accord entre la fonction de réponse expérimentale et celle simulée.

Le protocole d'étalonnage utilisé durant les expériences est simulé, et l'identification des épaisseurs de POM de 10, 20, 30 et 40 mm est réalisée. Dans la figure V.22, les TMI correspondants sont présentés conjointement aux TMI mesurés expérimentalement pour le détecteur double-couches en intégration d'énergie et pour le détecteur spectrométrique.

Un très bon accord est observé entre les performances d'identification du détecteur spectrométrique simulé et les performances d'identification du détecteur spectrométrique expérimental. Les mêmes tendances sont retrouvées, et les TMI sont du même ordre de grandeur. Cela nous permet donc de valider les simulations du détecteur spectrométrique que nous avons effectuées.

Dans cette figure, nous observons que le système de détection en intégration d'énergie est bien moins performant que le détecteur spectrométrique. En effet, pour 10 mm de POM, la réduction du TMI entre le détecteur en intégration et le détecteur spectrométrique est quantifiée à 26%. Cela représente une différence d'un facteur presque trois entre les deux systèmes. Pour 40 mm de POM, une différence d'un facteur 27 est observée.

Ces résultats corroborent ainsi les tendances que nous avons obtenues en simulation lors de la comparaison de ces deux systèmes. Cette grande différence de performances s'explique par la mauvaise séparation énergétique des mesures effectuées avec un détecteur double-couches en intégration d'énergie. Les spectres simulés de ce détecteur sont représentés dans la figure V.23 (afin de garantir une meilleure lisibilité, l'intégrale de chacun des spectres a été normalisée à l'unité).



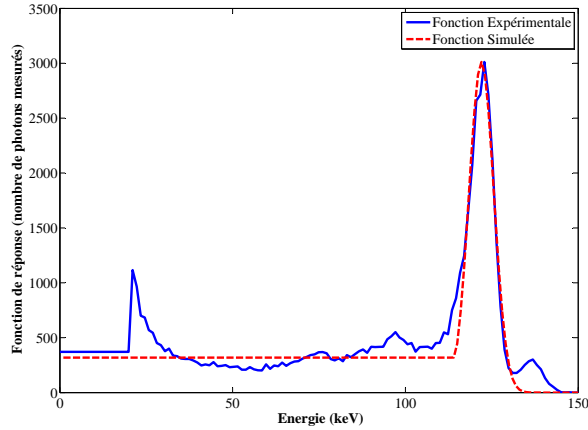


FIGURE V.21 – Représentation de la fonction de réponse expérimentale déterminée avec une source de Cobalt-57. La fonction de réponse simulée a été déterminée pour un jeu de paramètres [ $FWHM = 8.4$  keV,  $R_{VP} = 1.3$ ,  $E_0 = 0$  keV,  $LC = 1$  keV]

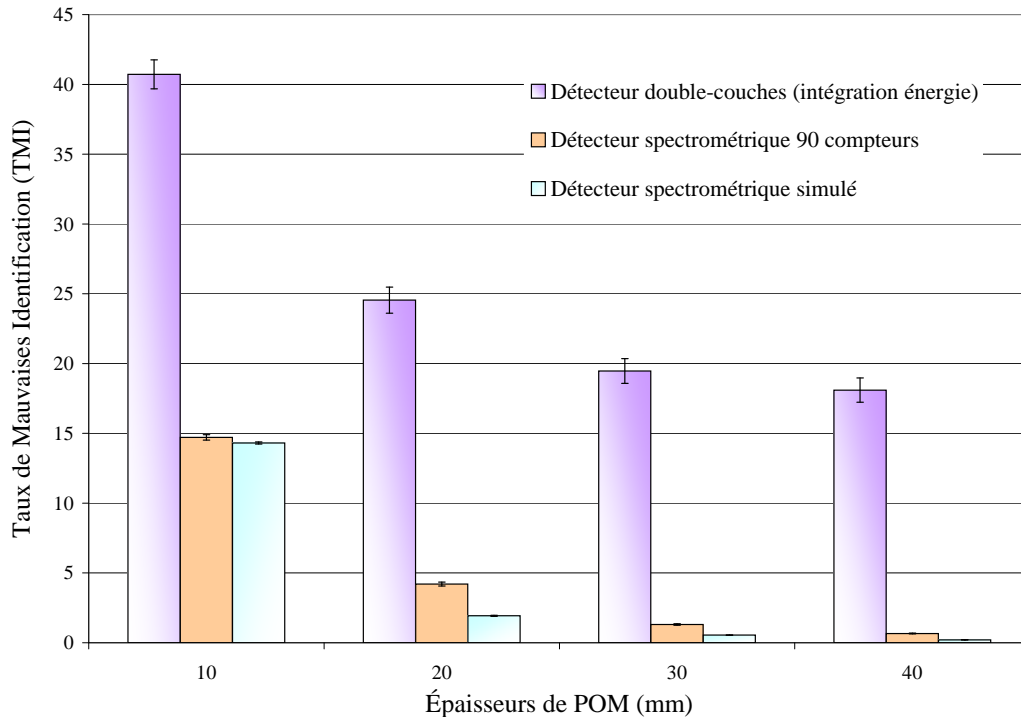


FIGURE V.22 – Évolution du taux de mauvaises identifications (TMI) en fonction des épaisseurs de POM, pour le détecteur expérimental double-couches en intégration d'énergie, pour le détecteur spectrométrique expérimental à 90 compteurs et pour le détecteur spectrométrique à 90 compteurs simulé (paramètres [ $FWHM = 8.4$  keV,  $R_{VP} = 1.3$ ,  $E_0 = 0$  keV,  $LC = 1$  keV]).

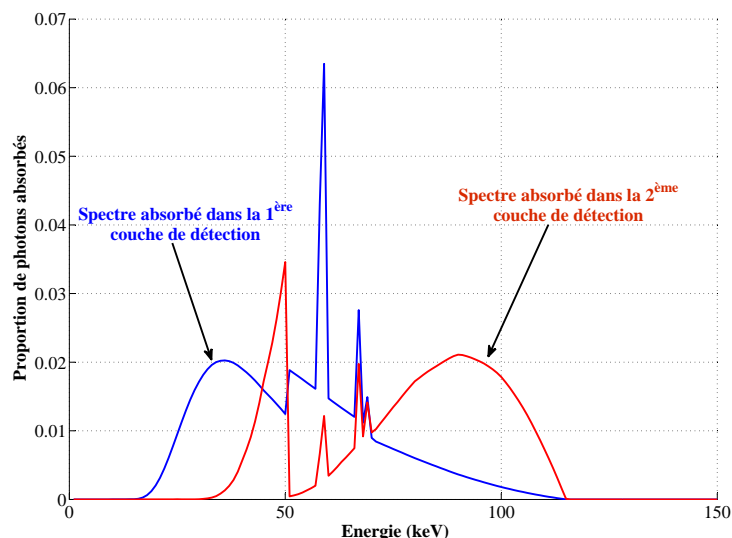


FIGURE V.23 – Simulation des spectres mesurés avec un détecteur double-couches en intégration d'énergie de caractéristiques [1er scintillateur : 0.5 mm GOS, Filtre : 0.12 mm Ag, 2ème scintillateur : CsI]. L'intégrale des spectres est normalisée à l'unité afin de garantir une meilleure lisibilité.

### B.3 Application expérimentale à l'imagerie couleur

Dans le cadre de l'application expérimentale de la méthode d'identification à l'imagerie couleur, un objet contenant les matériaux [PE,POM,PTFE] à différentes épaisseurs a été utilisé (figure V.24).

La méthode d'identification a été appliquée en chacun des pixels du détecteur. À chaque pixel est alors attribué une couleur pour représenter le résultat de l'identification. Ces résultats sont présentés dans la figure V.25 pour le détecteur double-

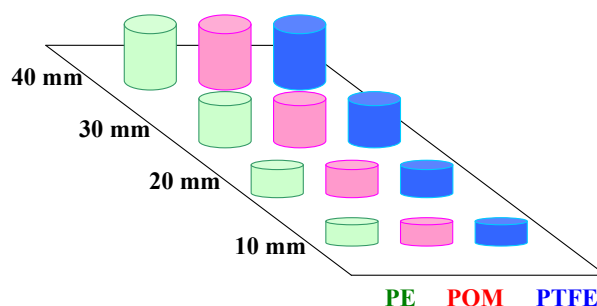


FIGURE V.24 – Illustration de l'objet d'intérêt qui est utilisé pour l'imagerie couleur.

couches en intégration d'énergie, et pour le détecteur spectrométrique.

Sur cette figure, nous observons en premier lieu la différence de taille de pixel entre les deux systèmes de détection. C'est la raison pour laquelle l'image obtenue avec le détecteur double-couches apparaît plus grossière. Ensuite, nous constatons que l'utilisation du détecteur double-couches ne permet pas (ou peu) d'identifier l'épaisseur 10 mm de POM. L'ensemble de couleurs créé rend impossible l'identification. Cela illustre sa difficulté à identifier de fines épaisseurs de matériaux, alors que pour la même épaisseur de matériau, le détecteur spectrométrique permet des performances plus intéressantes. Il induit tout de même des mauvaises identifications à cette épaisseur, mais dans la globalité, l'identification de 10 mm de POM est visuellement possible. Aux épaisseurs plus grandes, l'identification visuelle du POM est très facilement réalisable avec le détecteur spectrométrique, et moins flagrante avec le détecteur double-couches. Ces résultats corroborent les résultats de la figure V.22 qui montrent la plus grande habilité du détecteur spectrométrique à identifier des matériaux aux propriétés physico-chimiques très proches.

## C Conclusions du chapitre

Nous nous sommes intéressés dans ce chapitre à l'utilisation d'un détecteur en comptage à fonction de réponse non idéale. Tout d'abord, une approche en simulation a été effectuée. Pour cela, la fonction de réponse du détecteur a été modélisée par une fonction gaussienne à laquelle a été ajoutée une trainée. Cette simulation plutôt simpliste de la fonction de réponse du détecteur nous a alors permis d'étudier les conséquences de la résolution en énergie, et des effets de partage de charges sur les performances d'identification. Une validation de cette modélisation a été effectuée par une comparaison des performances d'identification du détecteur spectrométrique simulé avec le détecteur spectrométrique expérimental. Nous notons que la méthode de simulation pourrait être étendue à une résolution en énergie et un rapport *Vallée sur Pic* variables avec l'énergie de réponse.

Dans la première partie de cette étude, l'optimisation des seuils des compteurs d'un détecteur à deux compteurs a montré que la position des seuils tend à se déplacer vers les hautes énergies lorsque la fonction de réponse se dégrade. Il semble que les faibles énergies sont alors moins exploitables.

Ensuite, nous avons pu observer que les performances d'identification des détecteurs en comptage se dégradent très rapidement avec la fonction de réponse du détecteur. Cela a d'ailleurs été constaté lors de notre passage à des mesures expérimentales, puisque l'identification d'épaisseurs de matériaux millimétriques devient très difficile. Un fort bénéfice peut alors être attendu par l'amélioration de la fonction de réponse du détecteur. Des méthodes de correction des effets de trainée, et une amélioration de la résolution en énergie du détecteur apparaissent intéressantes,

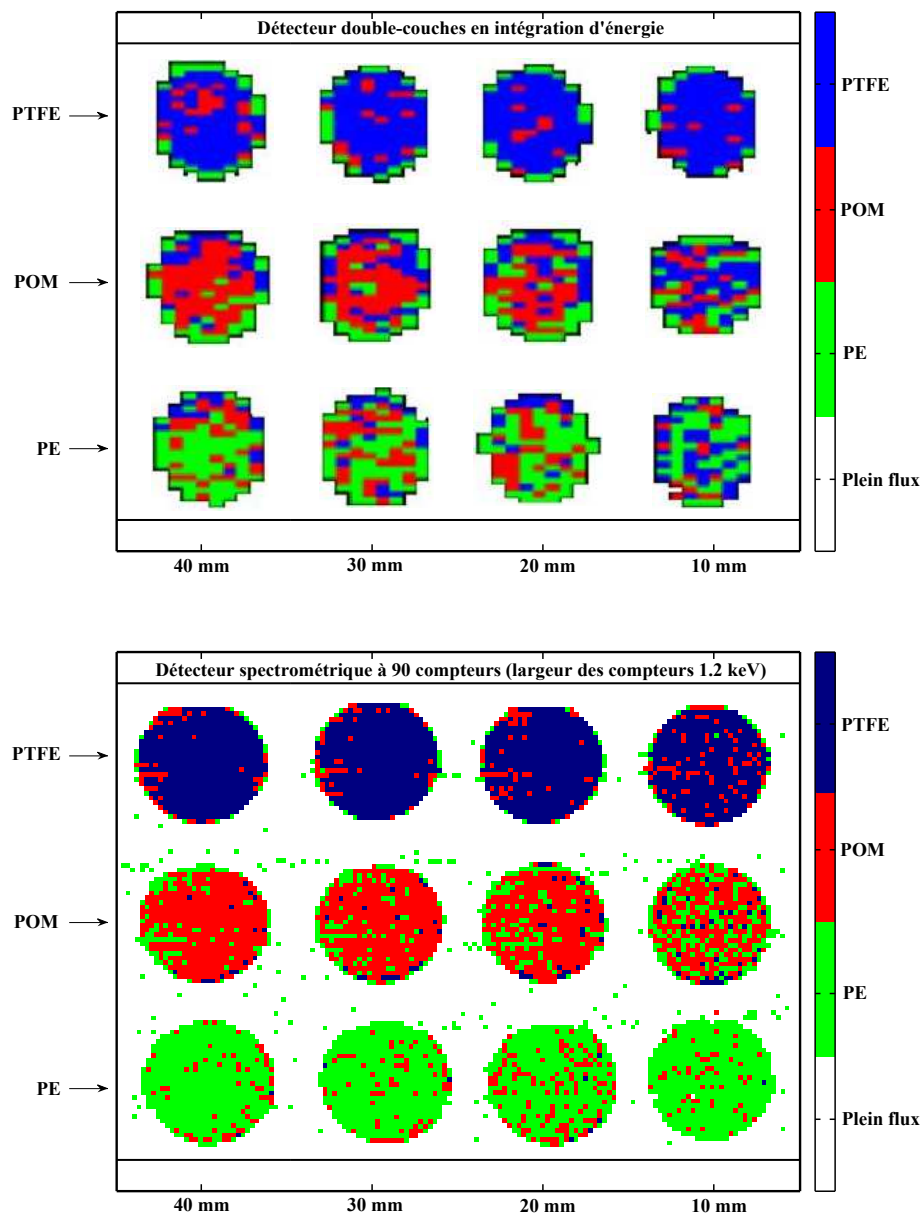


FIGURE V.25 – Identification de l'objet d'intérêt pixel par pixel en utilisant le détecteur double-couches en intégration d'énergie et le détecteur spectrométrique à 90 compteurs. À chaque pixel est assignée une couleur correspondant au matériau tel qu'il a été identifié. La nature réelle du matériau est indiquée par les flèches sur la gauche de la figure. Extrait des travaux de [Rinkel et al. \[2011\]](#).

notamment dans le cadre de l'identification de matériau dans les bagages, où un gain, au pourcentage près, est recherché.

Cependant, la méthode d'identification de matériaux que nous avons développée a été jusqu'à présent uniquement utilisée pour identifier des matériaux homogènes. Or, cette hypothèse n'apparaît pas réaliste dans notre contexte d'étude. Une équipe de notre laboratoire travaillant par ailleurs sur l'application de notre méthode pour l'identification de matériaux superposés en radiographie, notre stratégie a consisté à étudier la superposition de matériaux à travers une approche tomographique multi-énergies. Cela est le sujet du Chapitre VI.

# Méthode d'identification de matériaux superposés à partir de mesures multi-énergies en tomographie, et résultats en simulation

---

## Sommaire

---

<b>A</b>	<b>Principe général de la tomographie, et algorithmes de reconstruction . . . . .</b>	<b>192</b>
A.1	La tomographie et la transformée de Radon . . . . .	192
A.2	L'algorithme de reconstruction analytique : la rétroprojection filtrée (FBP - Filtered Back-Projection) . . . . .	195
<b>B</b>	<b>Application de la méthode d'identification de matériaux en tomographie . . . . .</b>	<b>200</b>
B.1	Conséquences de la tomographie multi-énergies sur le traitement des données . . . . .	200
B.2	La méthode d'étalonnage en tomographie . . . . .	201
B.3	Identification d'un ensemble d'objets inconnus . . . . .	203
<b>C</b>	<b>Imagerie couleur en tomographie multi-énergies à partir de mesures de comptage . . . . .</b>	<b>204</b>
C.1	Paramètres de simulation . . . . .	205
C.2	Application de l'identification de matériaux en tomographie multi-énergie en comptage . . . . .	208
<b>D</b>	<b>Conclusions du chapitre . . . . .</b>	<b>215</b>

---

L'objectif de ce chapitre consiste à évaluer la transposition de notre méthode d'identification de matériaux homogènes, initialement développée pour la radiographie, à la tomographie multi-énergies. C'est parce que la tomographie est une modalité d'imagerie en coupe que cela rend possible l'identification de matériaux superposés.

---

Cependant, ce chapitre ne représente qu'une introduction mineure à cette problématique ; de très nombreuses pistes n'ayant pas pu être explorées pour des raisons de calendrier. Mais, la méthode d'identification de matériaux adaptée à la tomographie dans le plan, ainsi que les premiers résultats, sont présentés dans ce chapitre.

Tout d'abord, nous introduisons le principe général de la tomographie par rayons X, ainsi que les principes sur lesquels se basent les méthodes de reconstruction. Ensuite, l'adaptation de la méthode d'identification en tomographie multi-énergies est présentée. Dans une dernière partie, nous présentons les résultats de simulation obtenus lors de l'application de la méthode d'identification en tomographie à un détecteur spectrométrique, et à un détecteur à deux compteurs.

## A Principe général de la tomographie, et algorithmes de reconstruction

Une présentation du principe de la tomographie est tout d'abord effectuée. Ensuite, le principe général de la méthode de reconstruction analytique est présenté. C'est en effet la méthode que nous avons utilisée dans cette étude pour la reconstruction des données.

### A.1 La tomographie et la transformée de Radon

L'imagerie par tomographie consiste à effectuer un ensemble de mesures à différents angles autour de l'objet d'intérêt (figure VI.1) : celles-ci sont nommées projections. La valeur d'une projection est caractérisée par l'angle  $\theta$  d'acquisition, et par la position le long de l'axe  $u$  (où  $u$  correspond à l'axe perpendiculaire à la direction du flux incident, qui, elle, est définie par l'axe  $v$ ). L'illustration d'une projection est donnée dans la figure VI.2.

Ainsi, le spectre mesuré à un angle  $\theta$  et à une position  $u$  correspond au nombre de photons restant dans le faisceau après la traversée de l'objet. Le coefficient d'atténuation de l'ensemble des matériaux est noté  $p_\theta(u)$ . Il correspond à l'intégrale des coefficients d'atténuation linéique des différents matériaux présent le long d'une droite  $D$ . L'expression du spectre mesuré est donnée dans l'équation VI.1 :  $N$  représente la mesure du nombre de photons après la traversée de l'objet et  $N_0$  représente la mesure du nombre de photons du plein flux.  $\mu(x, y)$  représente le coefficient d'atténuation linéique à la position  $(x, y)$  dans le plan cartésien, et  $dv$  représente le volume élémentaire d'intégration le long de l'axe  $v$ .

$$N = N_0 \times \exp \left[ - \int_D \mu(x, y) dv \right] \quad (\text{VI.1})$$

$$\text{avec } \int_D \mu(x, y) dv = p_\theta(u).$$

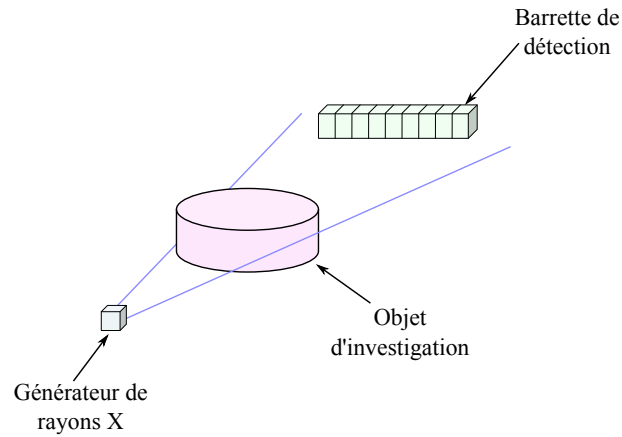


FIGURE VI.1 – Illustration d'une projection acquise en tomographie. Non à l'échelle.

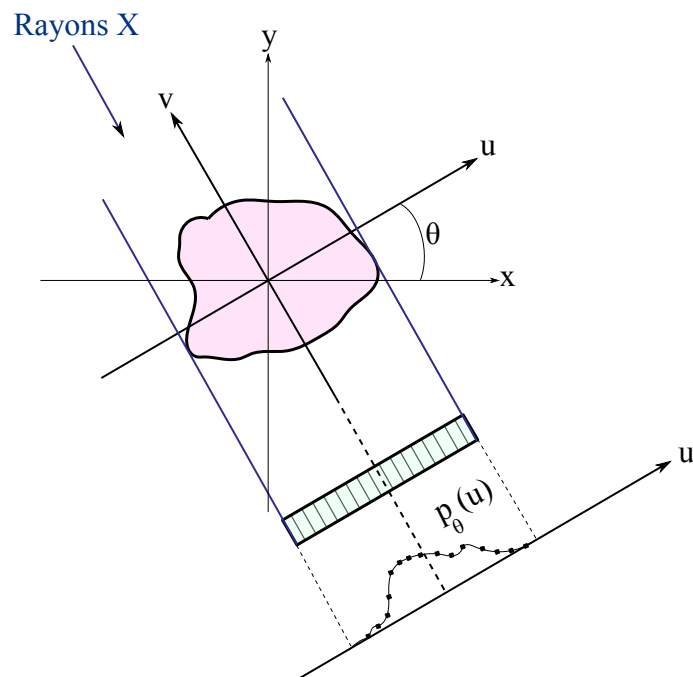


FIGURE VI.2 – Principe d'une mesure de projection. Le repère  $(u,v)$  est défini à un angle  $\theta$  par rapport au repère cartésien  $(x,y)$ . Une géométrie de faisceau parallèle est supposée pour l'illustration.



Cette intégrale suivant D est appelée transformée de Radon, et est notée  $\mathcal{R}$ . Ainsi, à un angle donné  $\theta$ , et pour une position  $u$ , le coefficient d'atténuation total  $p_\theta(u)$  est égal à la transformée de Radon (notée  $\mathcal{R}$ ) de l'ensemble des coefficients d'atténuation linéique des matériaux.

$$\mathcal{R}[\mu](u, \theta) = p_\theta(u) \tag{VI.2}$$

Afin d'éviter les confusions de notation entre les grandeurs  $u$  et  $\mu$ , nous utiliserons la notation  $f(x, y)$  pour nous référer au coefficient d'atténuation linéique  $\mu(x, y)$ .

$$f(x, y) \equiv \mu(x, y)$$

Un changement de variable des coordonnées cartésiennes  $(x, y)$  en fonction des variables  $u, v$  et  $\theta$  peut être effectué à l'aide de la transformation suivante :

$$\begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} \tag{VI.3}$$

Ainsi :

$$\mathcal{R}[f](u, \theta) = \int_{D_\theta} f\left(u \cos(\theta) - v \sin(\theta), u \sin(\theta) + v \cos(\theta)\right) dv \tag{VI.4}$$

L'existence d'une symétrie de rotation permet d'effectuer les mesures de projections sur un espace réduit, c'est-à-dire sur un intervalle angulaire variant de 0 à  $\pi$  ( $\theta \in [0, \pi[$ ). Après l'acquisition des mesures de projection  $p_\theta(u)$  pour  $\theta \in [0, \pi[$ , la reconstruction consiste à estimer la valeur des coefficients d'atténuations  $f(x, y)$  dans le plan cartésien.

L'idée initiale a consisté à rétroprojeter les mesures effectuées de manière à sommer la contribution de chacune des projections en un point  $(x, y)$ . Si l'on note  $h_\theta(x, y)$  la valeur d'une projection  $p_\theta(u)$  qui est rétroprojetée en  $(x, y)$ , on a :

$$h_\theta(x, y) = p_\theta\left(x \cos(\theta) + y \sin(\theta)\right) \tag{VI.5}$$

En un point de coordonnées  $(x, y)$ , la somme des contributions de l'ensemble des projections acquises aux différents angles  $\theta \in [0, \pi[$  est notée  $\mathcal{H}$  et s'exprime comme :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{H}[p](x, y) &= \int_0^{\pi} h_{\theta}(x, y) d\theta \\
 &= \int_0^{\pi} p_{\theta}(x \cos(\theta) + y \sin(\theta)) d\theta \\
 &\neq \mathcal{R}^{-1}[f](x, y)
 \end{aligned}
 \tag{VI.6}$$

La somme des rétroprojections  $\mathcal{H}[p](x, y)$  ne correspond donc pas à la transformée de Radon inverse. Cela signifie que le coefficient d'atténuation linéique  $f(x, y)$  ne peut pas être reconstruit de cette façon. La grandeur mesurée correspond à une version floue de  $f$ .

Cependant, cette méthode présente un intérêt historique, puisqu'elle a été la première à être utilisée en pratique pour la reconstruction de données tomographiques. Pour répondre au problème de l'inversion de la transformée de Radon, trois types de méthodes ont été développés :

- La méthode analytique.
- Les méthodes algébriques.
- Les méthodes bayésiennes.

Dans notre étude, nous avons utilisé la méthode de reconstruction analytique (la justification de ce choix sera faite ultérieurement dans ce chapitre). Nous décrivons maintenant cette méthode.

## **A.2 L'algorithme de reconstruction analytique : la rétroprojection filtrée (FBP - Filtered Back-Projection)**

Dans la méthode de rétroprojection filtrée (FBP pour Filtered Back Projection), le problème est décrit de façon continue, et repose sur l'utilisation de l'espace de Fourier. Intéressons-nous tout d'abord au problème direct.

### **A.2.a Expression du problème direct**

La transformée de Fourier à une dimension d'une projection  $p_{\theta}(u)$  s'exprime :

$$TF \left[ p_{\theta}(u) \right] (\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} p_{\theta}(u) \exp[-2i\pi\nu u] du
 \tag{VI.7}$$

Le remplacement de  $p_{\theta}(u)$  par son expression dans le plan  $(x, y)$ , et le changement de variable  $u = x \cos(\theta) + y \sin(\theta)$  nous permet alors d'exprimer l'équation précédente comme :

$$TF\left[p_{\theta}(u)\right](\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) \exp[-2i\pi\nu(x \cos(\theta) + y \sin(\theta))] dudv \quad (\text{VI.8})$$

Nous définissons les fréquences spatiales  $\nu_x$  et  $\nu_y$  dans le plan de Fourier comme :

$$\begin{cases} \nu_x = \nu \cos(\theta) \\ \nu_y = \nu \sin(\theta) \end{cases} \quad (\text{VI.9})$$

L'équation VI.8 s'exprime alors :

$$TF\left[p_{\theta}(u)\right](\nu_x, \nu_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) \exp[-2i\pi(\nu_x x + \nu_y y)] dudv$$

À partir de la matrice de changement de repère (équation VI.3) entre les plans  $(x, y)$  et  $(u, v)$ , un changement de variable est effectué en utilisant la relation  $dudv = Jdxdy$ . Le Jacobien  $J$  de la matrice VI.3 étant égal à l'unité, l'équation précédente s'exprime comme :

$$TF\left[p_{\theta}(u)\right](\nu_x, \nu_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) \exp[-2i\pi(\nu_x x + \nu_y y)] dxdy \quad (\text{VI.10})$$

Cette expression correspond à la transformée de Fourier 2D de la fonction des coefficients d'atténuation linéique. Ainsi, la transformée de Fourier 1D d'une projection  $p_{\theta}(u)$  (équation VI.7) est égale à la transformée de Fourier 2D de la fonction des coefficients d'atténuation linéique (équation VI.10).

$$\boxed{TF\left[p_{\theta}(u)\right](\nu_x, \nu_y) = TF\left[f(x, y)\right](\nu_x, \nu_y)} \quad (\text{VI.11})$$

Cette équation exprime ainsi le problème direct.

### A.2.b Expression du problème inverse

Dans le problème inverse que nous souhaitons résoudre, nous disposons des mesures des projections  $p_{\theta}(u)$ , et nous souhaitons déterminer la fonction des coefficients d'atténuation linéique  $f(x, y)$ .

À partir de l'équation VI.10,  $f(x, y)$  s'exprime par la transformée de Fourier inverse de  $TF[p_\theta(u)](\nu_x, \nu_y)$  :

$$f(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} TF[p_\theta(u)](\nu_x, \nu_y) \exp [2i\pi(\nu_x x + \nu_y y)] d\nu_x d\nu_y$$

Un changement des variables  $d\nu_x$  et  $d\nu_y$  vers  $d\nu$  et  $d\theta$  est possible grâce au système déterminé en VI.9. La matrice de changement de variable s'exprime alors comme :

$$\begin{bmatrix} d\nu_x \\ d\nu_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\theta) & -\nu \sin(\theta) \\ \sin(\theta) & \nu \cos(\theta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d\nu \\ d\theta \end{bmatrix}$$

Le Jacobien de la matrice vaut  $\nu$ . Le changement de variable nous donne alors  $d\nu_x d\nu_y = \nu d\nu d\theta$ . L'expression de  $f(x, y)$  devient alors :

$$f(x, y) = \int_0^\pi \int_{-\infty}^{+\infty} TF[p_\theta(u)](\nu) \cdot |\nu| \cdot \exp [2i\pi\nu u] d\nu d\theta$$

On nomme  $TF[p_\theta(u)](\nu) \cdot |\nu|$  la transformée de Fourier de la projection  $p_\theta(u)$  filtrée par le filtre fréquentiel  $\nu$ . Ainsi, si l'on note la projection filtrée  $p'_\theta(u)$  le coefficient d'atténuation linéique  $f(x, y)$  s'exprime de la façon suivante :

$$\boxed{f(x, y) = \int_0^\pi p'_\theta(u) d\theta} \quad (\text{VI.12})$$

De cette façon, il est mathématiquement possible de remonter à l'expression des coefficients d'atténuation linéique dans le plan cartésien en rétroprojetant une forme filtrée des projections acquises. Le filtre fréquentiel  $\nu$  est nommé *filtre rampe*. En pratique, l'utilisation d'un tel filtre implique une amplification du bruit aux hautes fréquences. Pour cette raison, il est généralement utilisé de façon conjointe à un filtre passe bas.

Cette méthode de reconstruction souffre des limites du modèle utilisé. En effet, la méthode suppose un faisceau monochromatique de rayons X. L'estimation des coefficients d'atténuation linéique dans l'équation VI.12 se base sur l'équation VI.1 et implique qu'une projection s'exprime comme :

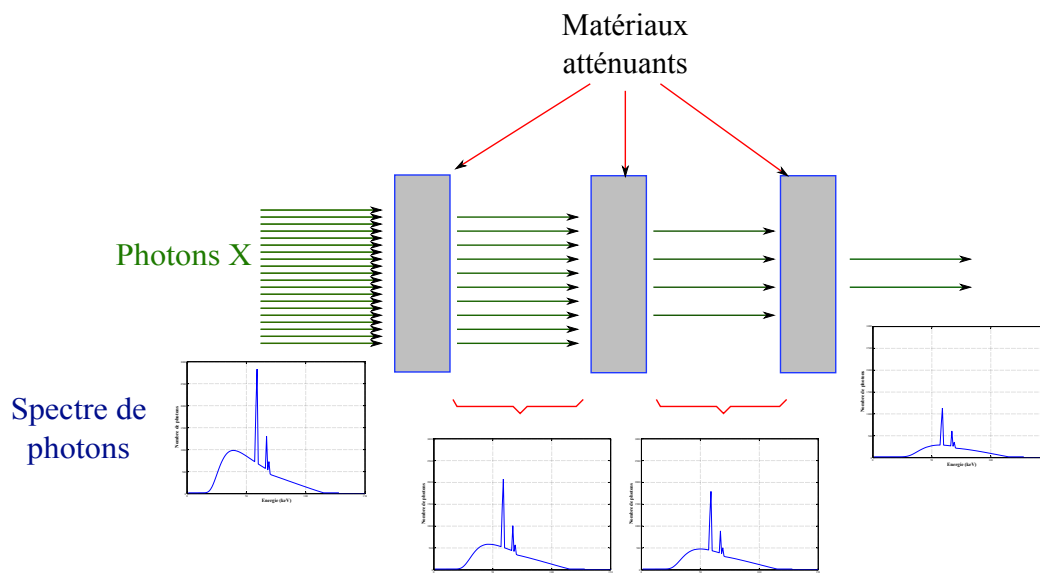


FIGURE VI.3 – Illustration de l'effet de durcissement de spectre. Les photons de faible énergie sont préférentiellement absorbés ce qui résulte en un spectre dont l'énergie moyenne est de plus en plus importante.

$$p_{\theta}(u) = -\ln \left[ \frac{N}{N_0} \right] = \int_D f(x, y) dv \quad (\text{VI.13})$$

Où  $N_0$  et  $N$  correspondent au nombre de photons mesurés à une monoénergie avant et après l'objet d'intérêt, pour un couple de paramètres  $(\theta, u)$ .

Cependant, cette hypothèse n'est pas respectée dans la réalité. En effet, les mesures  $N$  et  $N_0$  sont définies sur une gamme d'énergie et sont donc polychromatiques. Dans ce cas,  $p_{\theta}(u) = -\ln \left[ \frac{N}{N_0} \right] \neq \int_D f(x, y) dv$ . L'estimation des coefficients d'atténuation linéique est donc erronée. Ces effets sont dits liés aux phénomènes de durcissement de spectre.

Ce phénomène correspond à l'augmentation de l'énergie moyenne du faisceau à cause de l'absorption préférentielle des faibles énergies. Une illustration de ce phénomène est donnée dans la figure VI.3.

Ainsi, la polychromaticité du spectre induit une variation de l'énergie moyenne du faisceau lors de sa traversée. Dans l'implémentation de la méthode de reconstruction analytique, les effets du durcissement de spectres sont liés à deux phénomènes : d'une part, les mesures sont effectuées sur des gammes d'énergies, et d'autre part, la fonction de réponse du détecteur induit une mauvaise estimation des coefficients d'atténuation linéique.

En effet, pour expliquer cela, prenons le cas d'un détecteur en comptage. En utilisant l'équation III.2 du Chapitre III, nous notons  $Sp_i^0$  et  $Sp_i^{mat}$  le nombre de photons mesurés dans le compteur  $i$  (défini sur la gamme d'énergie  $[E_{min}(i); E_{max}(i)]$ ) en l'absence et en présence d'un objet, pour un angle  $\theta$  et une position  $u$ . L'expression d'une projection pour les paramètres  $(u, \theta)$  est telle que :

$$\begin{aligned}
 p_\theta(u) &= -\ln \left[ \frac{Sp_i^{mat}}{Sp_i^0} \right] \\
 &= -\ln \left[ \frac{\int_{E'=E_{min}(i)}^{E_{max}(i)} \left( \int_{E=0}^{E_{Spmax}} N_0(E) \times \exp \left[ - \int_D f(x, y) dv \right] . R(E, E') dE \right) dE'}{\int_{E'=E_{min}(i)}^{E_{max}(i)} \left( \int_{E=0}^{E_{Spmax}} N^0(E) . R(E, E') dE \right) dE'} \right] \\
 &\neq \int_D f(x, y) dv \tag{VI.14}
 \end{aligned}$$

$N_0$  représente le nombre de photons absorbés dans le détecteur en l'absence d'objet.  $R(E, E')$  représente la fonction de réponse du détecteur à une énergie  $E'$  par unité d'énergie  $E$ , et  $E_{Spmax}$  représente l'énergie maximale du spectre.

Dans cette expression, nous comprenons que la réalisation des mesures sur une gamme d'énergie  $[E_{min}(i); E_{max}(i)]$  est un premier facteur induisant une mauvaise estimation des coefficients d'atténuation linéique. La mauvaise estimation des coefficients d'atténuation linéique sera d'autant plus marquée que les matériaux sont atténuants (c'est-à-dire que le spectre est durci). Avec un détecteur spectrométrique, la taille des compteurs (1 keV) permet de se rapprocher de l'estimation réelle des coefficients d'atténuation linéique. Mais, la fonction de réponse est le second facteur induisant une mauvaise estimation de ceux-ci.

Ainsi, pour un détecteur spectrométrique à fonction de réponse idéale, l'estimation des coefficients d'atténuation linéique sera correcte. Cependant, ces conditions idéales de fonction de réponse ne sont pas retrouvées en pratique. L'hypothèse de monochromaticité de la méthode de reconstruction n'est donc pas respectée.

À côté de cela, d'autres effets tels que la diffusion des photons ne sont pas pris en compte dans la méthode de reconstruction analytique. Enfin, la méthode nécessite l'acquisition d'un ensemble complet de données à un grand nombre d'angles, et elle ne fonctionne pas lorsque les données sont tronquées (par exemple, lorsque les photons du faisceau sont totalement absorbés par l'objet).

Cependant, cette méthode s'avère intéressante puisque sa forme analytique permet une grande rapidité de calcul par rapport aux méthodes itératives. C'est la

raison principale qui a motivé notre choix pour cette méthode de reconstruction. Cet algorithme étant déjà implémenté dans notre laboratoire, nous n'avons pas eu à le reprogrammer.

## **B Application de la méthode d'identification de matériaux en tomographie**

L'utilisation d'une méthode tomographique pour l'inspection des bagages revient à estimer des grandeurs différentes par rapport à la radiographie. Nous présenterons tout d'abord les conséquences de cela sur la méthode d'identification, puis nous adapterons la méthode d'identification à cette modalité d'imagerie.

### **B.1 Conséquences de la tomographie multi-énergies sur le traitement des données**

Dans cette partie de l'étude, nous avons fait le choix d'effectuer une tomographie dans le plan, c'est-à-dire pour une unique coupe du matériau (configuration présentée précédemment dans la figure VI.1).

Dans notre méthode d'identification développée en radiographie, nous avons montré que les performances d'identification sont les plus élevées lorsque les données acquises dans les différents compteurs sont pré-traitées de façon indépendante sans réduction de données.

En tomographie multi-énergies, les projections  $p_\theta(u)$  sont acquises sur des gammes d'énergies différentes. Dans le but d'appliquer notre méthode d'identification, une reconstruction indépendante des données doit être effectuée en chacune des bandes d'énergies d'acquisition (c'est-à-dire pour chacun des compteurs). Avec un détecteur spectrométrique idéal, la reconstruction à chacune des énergies permet alors de respecter le modèle monochromatique de la méthode de reconstruction analytique. Cela n'est pas contre plus respecté lorsque la fonction de réponse n'est pas idéale.

Ainsi, après reconstruction, un pixel de l'image contient une mesure de coefficient d'atténuation linéique à différentes valeurs d'énergie. Nous notons ainsi que les données à traiter pour l'identification ne dépendent *que de la nature du matériau* et non plus de la nature et de l'épaisseur comme c'était le cas en radiographie (c'est ce qui marque la différence entre coefficient d'atténuation linéique et coefficient d'atténuation). La méthode d'identification de matériaux en tomographie s'applique alors aux coefficients d'atténuation linéique. Une méthode d'étalonnage différente est donc nécessaire.

## B.2 La méthode d'étalonnage en tomographie

Différentes natures de matériaux vont être utilisées pour effectuer le calibrage. Cependant, nous noterons que le diamètre des matériaux d'étalonnage influe sur le durcissement de spectre et l'estimation des coefficients d'atténuation linéique en est alors affectée. Pour cette raison, des méthodes de correction de durcissement de spectres ont été développées (Stenner et al. [2009], Rügsegger et al. [1978], Joseph and Ruth [1997], So et al. [2009], Nalcioglu and Lou [1979], Herman and Trivedi [1983], Ruth and Joseph [1995]).

Dans notre première approche de tomographie multi-énergies, nous n'avons pas pu nous intéresser, par manque de temps, à l'application d'une de ces méthodes. Pour ces raisons, il nous a paru nécessaire d'utiliser un fantôme d'étalonnage représentant au mieux les conditions dans lesquelles l'identification des matériaux dans les bagages aura lieu. À ce titre, le matériau du fantôme d'étalonnage est choisi en matériau "équivalent valise". Il correspond à un matériau de section efficace d'interaction atomique du PMMA ( $a\sigma_{PMMA}$ ), de même masse atomique que le PMMA ( $M_{PMMA}$ ), mais avec une masse volumique égale à la moitié de celle du PMMA, soit  $0.595 \text{ g.cm}^{-3}$ . D'après les industriels travaillant dans le domaine, cela représente bien les propriétés moyennes d'une valise. Différents matériaux d'étalonnage sont alors insérés dans le fantôme.

En radiographie, lors de l'étalonnage, un nombre  $N_{stat}$  de mesures multi-énergies bruitées sont acquises successivement par épaisseur de matériau. En tomographie (ou plus généralement en imagerie), deux méthodes différentes peuvent être utilisées pour l'étalonnage :

- *Calibrage temporel* : un nombre  $N_{stat}$  d'acquisitions tomographiques successives sont réalisées pour un matériau d'intérêt, et un ensemble de reconstruction est effectué par gamme d'énergies, et par acquisition. Chaque pixel dans le plan cartésien (x,y) possède ainsi un nombre  $N_{stat}$  de mesures bruitées du coefficient d'atténuation linéique aux différentes énergies.
- *Calibrage spatial* : une seule acquisition tomographique (bruitée) est réalisée pour un matériau d'intérêt. Après reconstruction aux différentes gammes d'énergies, les valeurs des coefficients d'atténuation linéique sont moyennées, par gamme d'énergies, sur un ensemble de pixels.

Chacune de ces méthodes possède ses avantages et inconvénients. En effet, la réalisation d'une méthode de calibrage temporel semble la plus intéressante d'un point de vue statistique puisque chacun des pixels est traité de façon indépendante. Cependant, le nombre de reconstructions engendré est tout simplement irréaliste en temps de calcul, notamment lorsque le nombre de compteurs est important. Sur l'aspect temps de calcul, la méthode de calibrage spatial est bien plus intéressante puisqu'une unique reconstruction à chaque gamme d'énergie est nécessaire.



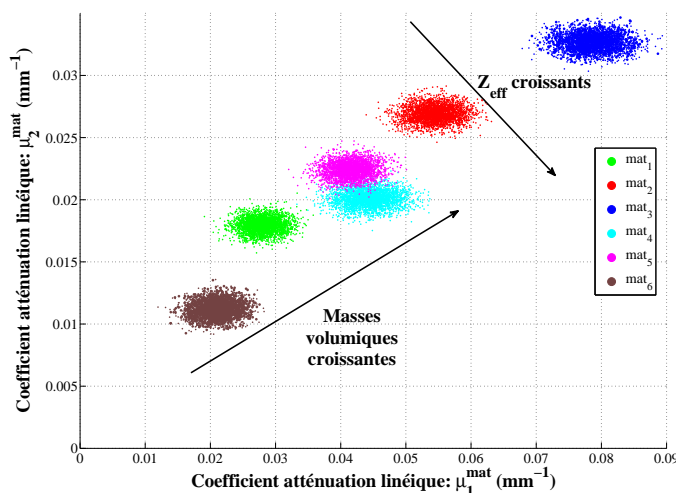


FIGURE VI.4 – Plan des coefficients d'atténuation linéique de différents matériaux obtenu suite à un étalonnage avec un détecteur à deux compteurs ([21-30]/[46-110] keV) à fonction de réponse idéale. Les matériaux utilisés :  $mat_1$  = PolyEthylene (PE),  $mat_2$  = PolyOxyMethylene (POM),  $mat_3$  = PolyVinylidene Fluoride (PVDF),  $mat_4$  = Eau,  $mat_5$  = PolyMethyl MethAcrylate (PMMA) et  $mat_6$  = Matériau équivalent valise (section efficace atomique du PMMA, masse atomique du PMMA, et masse volumique de 0.595).

Par contre, le calcul d'une moyenne spatiale sur des pixels voisins induit des corrélations sur les mesures déterminées. Nous avons en effet indiqué, dans le Chapitre I que deux pixels voisins ont des mesures corrélées à cause des effets de partage de charges, de fluorescence, etc. De plus, la réponse de chacun des pixels n'étant pas nécessairement identique, l'application d'une méthode d'homogénéisation de leur réponse serait nécessaire.

Ainsi, la réalisation d'un calibrage à la fois spatial et temporel semble apparaître comme un compromis acceptable.

Pour faire un parallèle avec la méthode d'identification utilisée en radiographie, intéressons-nous à la représentation bi-paramétrique du plan d'étalonnage obtenu en tomographie. Un exemple de cette espace est donné dans la figure VI.4 pour un détecteur à deux compteurs utilisé en tomographie. Nous constatons déjà sur cette figure que les matériaux *PE*, *POM* et *PVDF* sont mieux séparés ici, en tomographie, qu'ils ne le sont en radiographie. L'identification du *POM* semble être plus aisée.

Afin d'étudier la répartition des matériaux dans cet espace, considérons deux

mesures de coefficients d'atténuation linéique d'un matériau *mat* effectuées à deux mono-énergies distinctes  $E_1$  et  $E_2$ . La pente sur laquelle se situe ce matériau s'exprime suivant le rapport  $\frac{\mu_{Att}(E_2)}{\mu_{Att}(E_1)}$ . Ce rapport peut alors être exprimé en fonction de l'équation de la loi des mélanges des matériaux (équation I.12 à la page 15) et de l'expression du coefficient d'atténuation linéique (équation I.5 à la page 10) données dans le Chapitre I.

$$pente = \frac{\sum_i w_i \cdot \frac{a\sigma(E_2, Z_i)}{M_i}}{\sum_i w_i \cdot \frac{a\sigma(E_1, Z_i)}{M_i}} \quad (\text{VI.15})$$

Les matériaux sont alors répartis dans l'espace d'étalonnage sur des droites dont les pentes dépendent de leur composition. Une manière de traduire cette composition peut éventuellement être le numéro atomique effectif ( $Z_{\text{eff}}$ ). Cela est similaire à la radiographie.

La distance  $C$  à laquelle se situent les matériaux, par rapport à l'origine de l'axe des abscisses et des ordonnées est exprimée dans l'équation suivante :

$$C = \rho_{mat} \times N_{av} \times \sqrt{\left(\sum_i w_i \cdot \frac{a\sigma(E_1, Z_i)}{M_i}\right)^2 + \left(\sum_i w_i \cdot \frac{a\sigma(E_2, Z_i)}{M_i}\right)^2} \quad (\text{VI.16})$$

Pour un matériau donné, les termes sous la racine carrée sont constants, donc la distance par rapport à l'origine du repère est fixée par la masse volumique du matériau. Cependant, en pratique les mesures ne sont pas forcément réalisées à des monoénergies mais sur des gammes d'énergies. De plus, la réponse du détecteur est un paramètre qui complexifie encore la répartition des matériaux dans cet espace.

Néanmoins, la répartition des matériaux dans l'espace des coefficients d'atténuation linéique permet l'utilisation de notre méthode d'identification.

### **B.3 Identification d'un ensemble d'objets inconnus**

Pour un ensemble d'objets superposés, une acquisition tomographique est effectuée, et une reconstruction en chacune des gammes d'énergies est effectuée. Puis, sur l'image reconstruite, une identification du matériau d'intérêt est effectuée en chaque pixel de l'image.

Cependant, lorsqu'on effectue un calibrage spatial, les mesures de coefficients d'atténuation linéique de plusieurs pixels de l'image sont utilisées pour déterminer la moyenne et l'écart-type des valeurs par gamme d'énergie. Or, lorsque le détecteur n'est pas idéal, nous avons indiqué que les mesures de moyenne et d'écart-type sont corrélées. Dans ces conditions, pour permettre l'identification de matériaux dans des conditions plus intéressantes, il est nécessaire d'utiliser la densité de probabilité

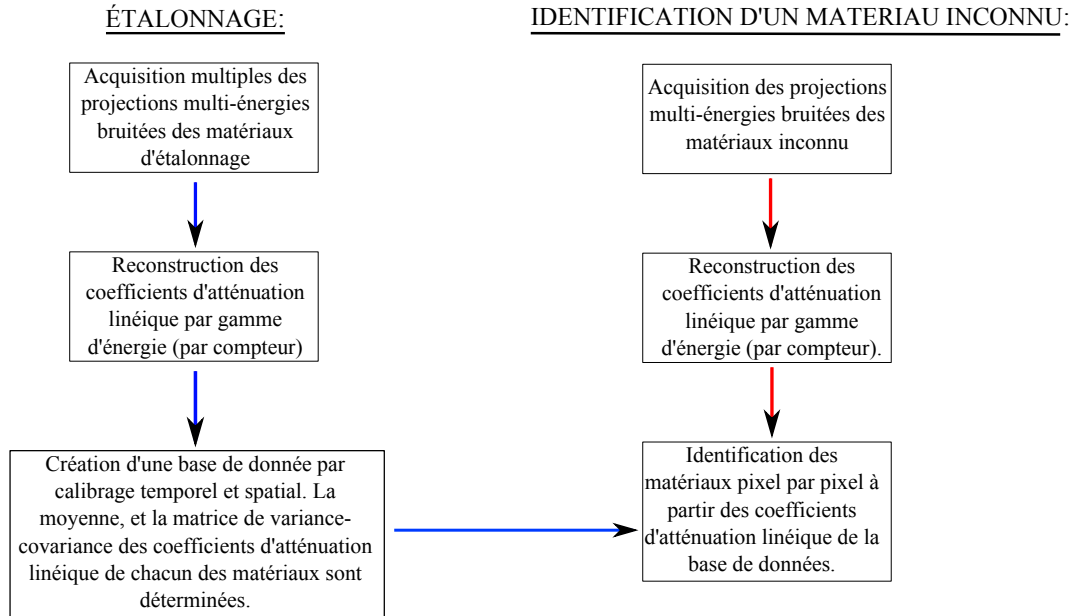


FIGURE VI.5 – Organigramme récapitulatif de la méthode.

tenant compte des corrélations. Nous avons exprimé cette formule dans l'équation III.11 à la page 88.

Nous noterons également que l'étape d'identification s'effectue dans l'espace des coefficients d'atténuation linéique (exemple précédemment donné dans la figure VI.4). L'identification de matériau ne nécessite donc pas l'estimation de l'épaisseur de matériau (comme c'est le cas en radiographie). L'étape d'identification est donc un processus beaucoup plus rapide qu'en radiographie.

Un diagramme récapitulatif des étapes d'étalonnage et d'identification est présenté dans la figure VI.5.

## C Imagerie couleur en tomographie multi-énergies à partir de mesures de comptage

Nous avons appliqué la méthode d'identification de matériaux à l'imagerie tomographique à partir de mesures multi-énergies réalisées avec des détecteurs en comptage. Nous n'avons pas, dans cette partie, modélisé le détecteur en intégration d'énergie. Un détecteur en comptage à deux compteurs, et un détecteur spectrométrique à 90 compteurs (largeur des compteurs de 1 keV) ont été utilisés.

Nous présentons tout d'abord le choix des différents paramètres de simulation depuis le générateur de rayons X jusqu'au détecteur. Le choix de la méthode de reconstruction est alors justifié. Enfin, les résultats de l'imagerie couleur seront

présentés.

### C.1 Paramètres de simulation

#### *Paramètres du générateur et géométrie du système :*

Les paramètres du générateur de rayons X ont été choisis de façon identique à ceux utilisés pour les simulations en radiographie (page 113). Cela correspond à une tension de 115 kV associée à une filtration équivalente de 3 mm d'aluminium, une charge de 30.16 mA.ms, et une distance source détecteur de 1.2 m. Les spectres ont été générés à partir du logiciel *Sindbad* qui utilise le modèle de Birch et al. [1979].

Concernant la géométrie du système, le centre du fantôme de calibration est positionné à une distance de 20 cm du détecteur (et donc à une distance de 100 cm du générateur de rayons X). Les mesures tomographiques multi-énergies sont réalisées sur 360 degrés, par pas de 1 degré, à l'aide du logiciel *Sindbad* en mode spectral.

#### *Matériaux d'intérêt :*

Les coefficients d'atténuation linéique des matériaux sont extraits du logiciel XMudat (Nowotny [1998]) en utilisant les données issues des travaux de Boone and Chavez [1996] avec un pas d'énergie de 1 keV.

Pour la construction de la base d'étalonnage, un fantôme d'un diamètre de 10 cm est utilisé. Il est modélisé en équivalent valise (section efficace d'interaction atomique du PMMA ( $a\sigma_{\text{PMMA}}$ ), masse atomique du PMMA ( $M_{\text{PMMA}}$ ) et densité de 0.595). Des inserts de 2 cm de diamètre sont utilisés pour représenter les matériaux d'étalonnage. Les différents matériaux de calibration utilisés dans cette simulation sont le PE, le POM, le PVDF, le PMMA, et l'eau. Une illustration du fantôme est présentée dans la figure VI.6.

La collecte des mesures pour l'étalonnage est réalisée par une méthode spatiale et temporelle. Des zones d'intérêt contenant environ 600 pixels sur l'image reconstruite sont utilisées, et un ensemble de cinq séries d'acquisition est effectué. La moyenne, la variance et la covariance des coefficients d'atténuation linéique bruités sont calculés sur cet ensemble spatio-temporel.

#### *Systèmes de détection en comptage :*

Les paramètres du détecteur en comptage sont choisis identiques à ceux qui ont été fixés en radiographie. Le détecteur est modélisé en CdTe avec une épaisseur de 3 mm, et une taille de pixel de  $800 \times 800 \mu\text{m}^2$ .

Deux détecteurs en comptage sont simulés : un détecteur à deux compteurs dont les compteurs sont arbitrairement définis comme [21-30] keV et [46-110] keV, et un détecteur spectrométrique à 90 compteurs (largeur de compteurs de 1 keV) répartis de 21 à 110 keV. Une fonction de réponse idéale et une fonction de réponse de caractéristiques [FWHM = 8keV,  $R_{VP}=0.4$ ] sont simulées.

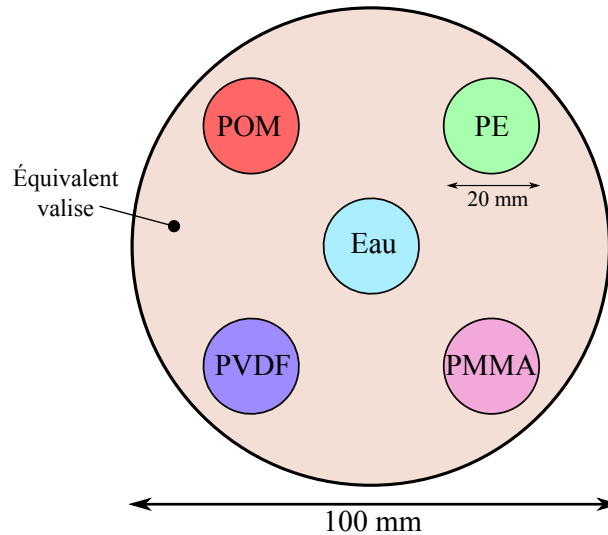


FIGURE VI.6 – Illustration du fantôme d'étalonnage. Proportions respectées.

Algorithme de reconstruction :

En raison du grand nombre de reconstructions à effectuer, nous avons penché en faveur d'un algorithme de reconstruction rapide. Notre choix s'est porté sur l'algorithme de reconstruction analytique FBP. Par contre, nous avons précédemment évoqué qu'il ne peut pas être mis en œuvre lorsque les données sont tronquées. Or, à cause des dimensions du fantôme et de la nature des matériaux étudiés, le nombre de photons contenus dans un compteur d'une projection peut être nul, lorsque la fonction de réponse du détecteur est idéale. Afin de permettre la reconstruction, notre solution (provisoire) a consisté à fixer arbitrairement la valeur du coefficient d'atténuation de la projection dans ce compteur à la valeur arbitraire "1 + valeur maximale de l'atténuation parmi l'ensemble des projections". En effet, l'absence de photon dans une projection implique un très fort coefficient d'atténuation. Un seuillage est donc effectué de façon à éviter une valeur infinie de ce coefficient d'atténuation.

Le choix de la taille des pixels de l'image reconstruite a été effectué en fonction du grandissement qui est d'environ 0.8. La taille des pixels de l'image reconstruite est alors fixée à  $640 \times 640 \mu\text{m}^2$ .

Le filtrage des projections pour la reconstruction a été effectué en utilisant un filtre rampe, et aucune apodisation n'a été utilisée.

Un tableau récapitulatif des différents paramètres de simulation est présenté dans la figure VI.7.

Simulation des spectres	
Tension	115 kV
Filtration	3 mm Al
Intensité	7.6 mA
Temps acquisition	4 ms
Débit de fluence	$1.95 \times 10^7$ photons. $\text{mm}^{-2}.\text{s}^{-1}$
Matériaux	
Fantôme principal	Équivalent valise ( $a\sigma_{\text{PMMA}}, M_{\text{PMMA}}, \frac{\rho_{\text{PMMA}}}{2}$ ) 100 mm de diamètre
Inserts	Eau, PE, POM, PVDF, PMMA 20 mm de diamètre
Détecteur	
Semi-conducteur	CdTe
Taille pixels	800 x 800 x 3000 $\mu\text{m}^3$
Deux-compteurs	[21-30] / [46-110] keV
Spectrométrie	21 à 110 keV par pas de 1 keV
Géométrie d'acquisition	
Distance Générateur X - Détecteur	120 cm
Distance Objet-DéTECTEUR	20 cm
Pas angulaire d'acquisition	1 degré
Nombre angles d'acquisition	360
Reconstruction	
Algorithme	Analytique : FBP
Taille pixels reconstruits	640 x 640 $\mu\text{m}^2$

FIGURE VI.7 – Tableau récapitulatif des paramètres de la simulation.

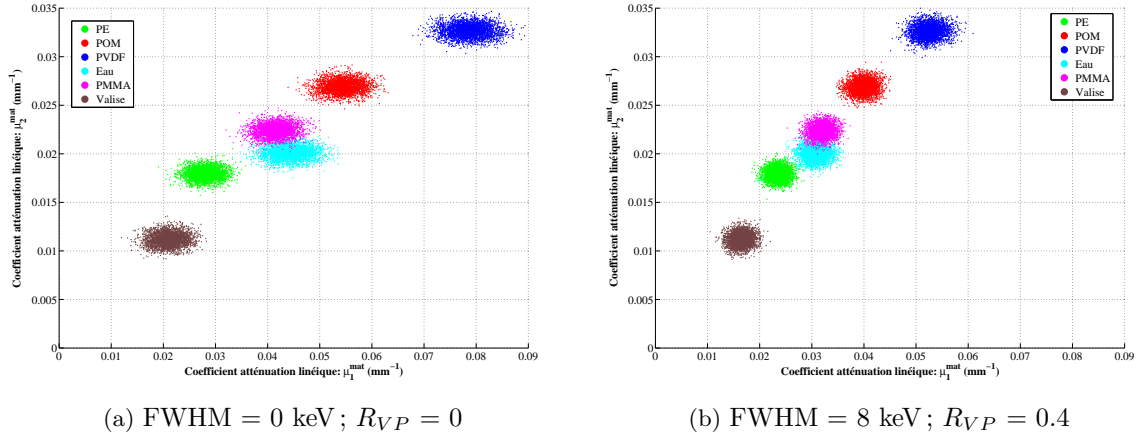


FIGURE VI.8 – Plan des coefficients d'atténuation linéique des matériaux d'étalonnage obtenu à partir d'un étalonnage effectué avec un détecteur à deux compteurs (dont les seuils sont fixés à [21-30]/[46-110] keV) pour différentes fonctions de réponse de détecteur.

## C.2 Application de l'identification de matériaux en tomographie multi-énergie en comptage

### *Base d'étalonnage obtenue pour un détecteur à $N = 2$ compteurs*

Tout d'abord, nous présentons dans la figure VI.8 les plans d'étalonnage obtenus avec le détecteur à  $N = 2$  compteurs pour les deux fonctions de réponse simulées ( $[FWHM = 0; RVP = 0]$  et  $[FWHM = 8keV; RVP = 0.4]$ ).

Nous observons visuellement sur cette figure que la dégradation de la fonction de réponse du détecteur n'induit qu'une faible variation des coefficients d'atténuation linéique de plus haute énergie ( $\mu_2^{mat}$ ) en terme de moyenne et de bruit. Par contre, les coefficients d'atténuation linéique de faible énergie ( $\mu_1^{mat}$ ) ont des valeurs moyennes plus faibles ainsi qu'un bruit plus petit. De plus, il semble que les coefficients d'atténuation linéique de l'eau se confondent un peu plus avec ceux du matériau PE. Cela sera quantifié.

Mais, d'une manière générale, nous constatons que la séparabilité des matériaux est déjà très bonne avec un détecteur à deux compteurs dont les seuils ont été fixés arbitrairement. Nous avons en effet utilisé les seuils déterminés en radiographie pour l'identification de 3 mm de POM.

Cette séparabilité des matériaux n'est peut être pas aussi marquée en pratique. En effet, le choix des paramètres d'acquisition que nous avons utilisés s'est basé sur nos travaux de radiographie. En tomographie, dans les conditions expérimentales, les paramètres peuvent différer ce qui induirait une fluence photonique différente.

Alors, si la fluence photonique par pixel et par projection est plus faible, le bruit sur les coefficients d'atténuation linéique est plus important et induit une séparabilité moins marquée des matériaux. Pour ces raisons, une étude plus poussée des paramètres d'acquisition utilisés en tomographie devrait être effectuée.

Pour les conditions de simulation que nous nous sommes fixés, nous allons à présent évaluer les performances d'identification correspondantes.

*Quantification des performances d'identification à travers l'imagerie couleur*

Dans le but de quantifier les performances d'identification, nous avons utilisé le fantôme d'étalonnage comme objet d'intérêt à identifier. Pour chaque détecteur ( $N = 2$  ou  $N = 90$  compteurs) avec une fonction de réponse idéale, et une fonction de réponse [ $FWHM = 8keV$ ;  $R_{VP} = 0.4$ ], un bruit photonique aléatoire est généré, et les images correspondantes sont reconstruites pour chaque gamme d'énergie (compteur).

Un processus d'identification est alors conduit en chaque pixel de l'image reconstruite. Les résultats sont présentés dans la figure VI.9 pour chacune de ces conditions. Nous remarquons qu'autour de chaque insert de matériau, des mauvaises identifications systématiques ont lieu. Cela est lié au fait qu'au niveau du bord des inserts, les pixels ont des valeurs qui sont moyennées entre le matériau de l'insert et le matériau du fantôme. Cela résulte alors en l'estimation d'un coefficient d'atténuation linéique ne correspondant ni au matériau de l'insert, ni au matériau du fantôme. L'identification de ces pixels conduit donc à une mauvaise identification la plupart du temps.

Afin de faciliter la discussion de ces figures, nous présentons dans le tableau de la figure VI.10, les taux de mauvaises identifications (TMI) déterminés dans une zone d'intérêt contenant environ 600 pixels pour chacun des matériaux présents.

L'observation de la figure VI.9 nous montre que l'ensemble des matériaux est très bien identifié excepté l'eau, le PMMA et le PE. Cela pouvait déjà se ressentir avec les figures VI.8 dans lesquelles la plupart des matériaux montrent une très bonne discernabilité, excepté pour ces trois matériaux.

Par ailleurs, le tableau de la figure VI.10 montre une augmentation importante du TMI lorsque la fonction de réponse du détecteur se dégrade : à titre d'exemple, avec un détecteur à deux compteurs, le TMI augmente d'un facteur 1.7 pour l'eau et d'un facteur 2.8 pour le PMMA lorsque la fonction de réponse du détecteur se dégrade. Cette diminution de performances est moins marquée pour le détecteur spectrométrique (augmentation du TMI d'un facteur 1.4 pour l'eau et d'un facteur 1.8 pour le PMMA, entre une fonction de réponse idéale et une fonction de réponse réaliste).

La comparaison des performances du détecteur spectrométrique avec celles du détecteur à deux compteurs montre des résultats très proches en termes de TMI, mais des différences relatives non négligeables. Par exemple, une différence de TMI



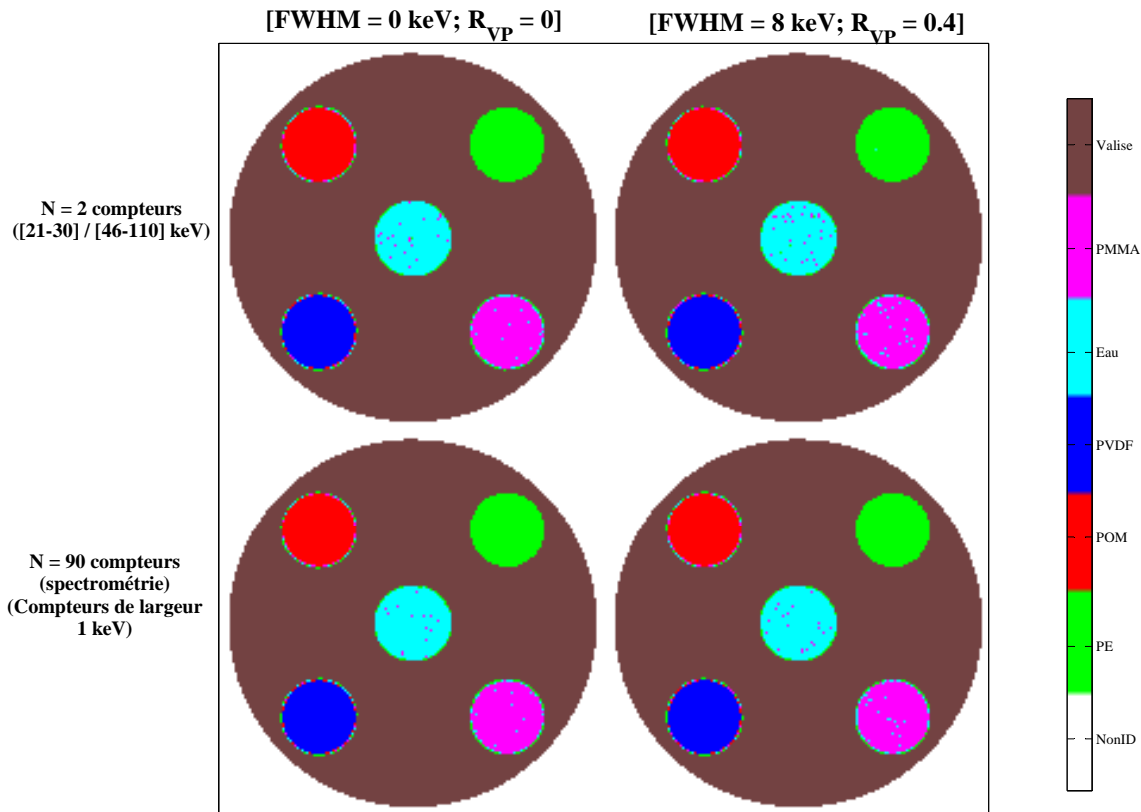


FIGURE VI.9 – Résultats d'identification pour deux types de détecteur (N=2 et N=90 compteurs), et deux fonctions de réponse simulées. La nature du matériau *estimée* par la méthode d'identification est représentée par une couleur dont la légende est affichée à droite. La nature *réelle* des matériaux est indiquée dans la figure VI.6.

	Fonc. Rep. [FWHM, $R_{VP}$ ]	TMI (%)				
		PE	POM	PVDF	Eau	PMMA
N=2	[0 keV, 0]	0	0	0	3.0	1.3
	[8 keV, 0.4]	0.2	0	0	5.1	3.7
N=90	[0 keV, 0]	0	0	0	2.1	1.2
	[8 keV, 0.4]	0	0	0	3.0	2.2

FIGURE VI.10 – Taux de Mauvaises Identifications pour N = 2 et N = 90 compteurs, avec un détecteur à fonction de réponse idéale ou non idéale.

d'un facteur 1.7 pour l'eau et pour le PMMA sont observés entre les deux détecteurs pour la fonction de réponse [ $FWHM = 8keV$ ;  $R_{VP} = 0.4$ ].

Cependant, la comparaison des résultats doit être pondérée par deux points. D'une part, les zones d'intérêt possèdent peu de pixels (environ 600). Dans une zone d'intérêt, un pixel mal identifié a donc des conséquences importantes sur le TMI (environ 0.17 %). La réalisation d'expérience successives devrait être effectuée afin de quantifier un écart-type sur les mesures de TMI. D'autre part, les temps de calcul nécessaires à l'obtention de ces résultats doivent être considérés. En effet, l'utilisation d'un détecteur spectrométrique implique 90 reconstructions de données (alors que seulement deux sont nécessaires avec le détecteur à deux compteurs). À titre d'exemple, pour une coupe, chaque reconstruction de données nécessite environ 0.5 secondes. Avec un détecteur spectrométrique, il faut donc environ 45 secondes pour reconstruire une seule coupe du bagage. Pour rappel, en radiographie, le bagage est en mouvement continu sur le convoyeur qui se déplace à  $20 \text{ cm.s}^{-1}$ . Un bagage est donc analysé beaucoup plus rapidement en radiographie. Le temps de calcul est donc un paramètre important qui entre en jeu en tomographie pour la comparaison du détecteur spectrométrique avec les autres détecteurs, alors que cela ne l'était pas en radiographie.

L'utilisation du détecteur spectrométrique en tomographie multi-énergies engendre donc un questionnement entre le coût lié à la technologie, le temps de calcul, et les performances associées.

#### *Influence du durcissement de spectre sur l'identification*

Un fantôme à géométrie différente est utilisé dans cette partie pour évaluer les conséquences du durcissement de spectre sur les performances d'identification. L'étalonnage est par contre réalisé avec le fantôme d'étalonnage de la figure VI.6.

Le fantôme pour lequel l'identification est conduite est présenté dans la figure VI.11. Il mesure 10 cm de diamètre, et des inserts de matériaux de 5 mm, 10 mm et 20 mm sont utilisés.

Les détecteurs à  $N = 2$  et  $N = 90$  compteurs ont été utilisés, et la fonction de réponse de paramètres [ $FWHM = 8keV$ ;  $R_{VP} = 0.4$ ] est simulée. Les résultats du processus d'identification sont indiqués dans la figure VI.12.

Les TMI mesurés dans les inserts de 20 mm de diamètre sont présentés dans le tableau de la figure VI.13 et sont à comparés avec ceux du tableau de la figure VI.10.

L'analyse de ce tableau indique des TMI plus importants avec ce fantôme alors que des matériaux de nature identiques sont utilisés. Parmi les facteurs responsables, le durcissement de spectre engendré par la géométrie du fantôme joue certainement un rôle important. En effet, l'estimation des coefficients d'atténuation linéique qui est réalisée lors de l'étalonnage est effectuée pour un durcissement de spectre donné. L'algorithme de reconstruction FBP ne corrige pas les effets de durcissement de

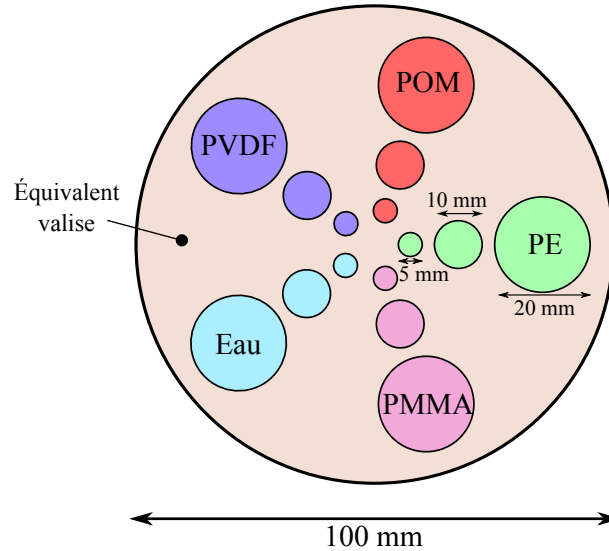


FIGURE VI.11 – Illustration du fantôme à identifier. Figure à l'échelle.

spectre, donc l'estimation des coefficients d'atténuation linéique est nécessairement faussée. Or, si l'objet à identifier induit un durcissement de spectre différent par projection, l'estimation des coefficients d'atténuation linéique sera faussée d'un facteur différent. Cela a alors des conséquences sur les performances d'identification des matériaux puisque, outre l'influence du bruit photonique, les coefficients d'atténuation linéique d'un même matériau sont différents entre la base d'étalonnage et le fantôme à identifier.

Ainsi, nous comprenons l'importance du choix du fantôme d'étalonnage pour la construction de la base de données. Il doit représenter au mieux les conditions de durcissement de spectres dans lesquelles se dérouleront les identifications ultérieures. Mais, une des difficultés supplémentaires qui découle de ce phénomène réside dans le choix des matériaux d'étalonnage. En effet, l'utilisation d'inserts de matériaux très atténuants (Aluminium, Fer, PVC, etc.) implique un durcissement important du spectre de rayons X, et donc une mauvaise estimation des coefficients d'atténuation linéique des matériaux du fantôme d'étalonnage (même pour les matériaux moins atténuants présent dans le fantôme). De plus, dans un bagage quelconque, les conditions de durcissement de spectre peuvent être totalement différentes de celles dans lesquelles s'est effectué l'étalonnage.

Pour évaluer qualitativement l'influence des inserts de matériaux plus atténuants, nous avons représenté dans la figure VI.14, pour un détecteur à deux compteurs ([21-30]/[46-110] keV) avec une fonction de réponse de caractéristiques [ $FWHM = 8keV$ ;  $R_{VP} = 0.4$ ], le plan des coefficients d'atténuation linéique dé-

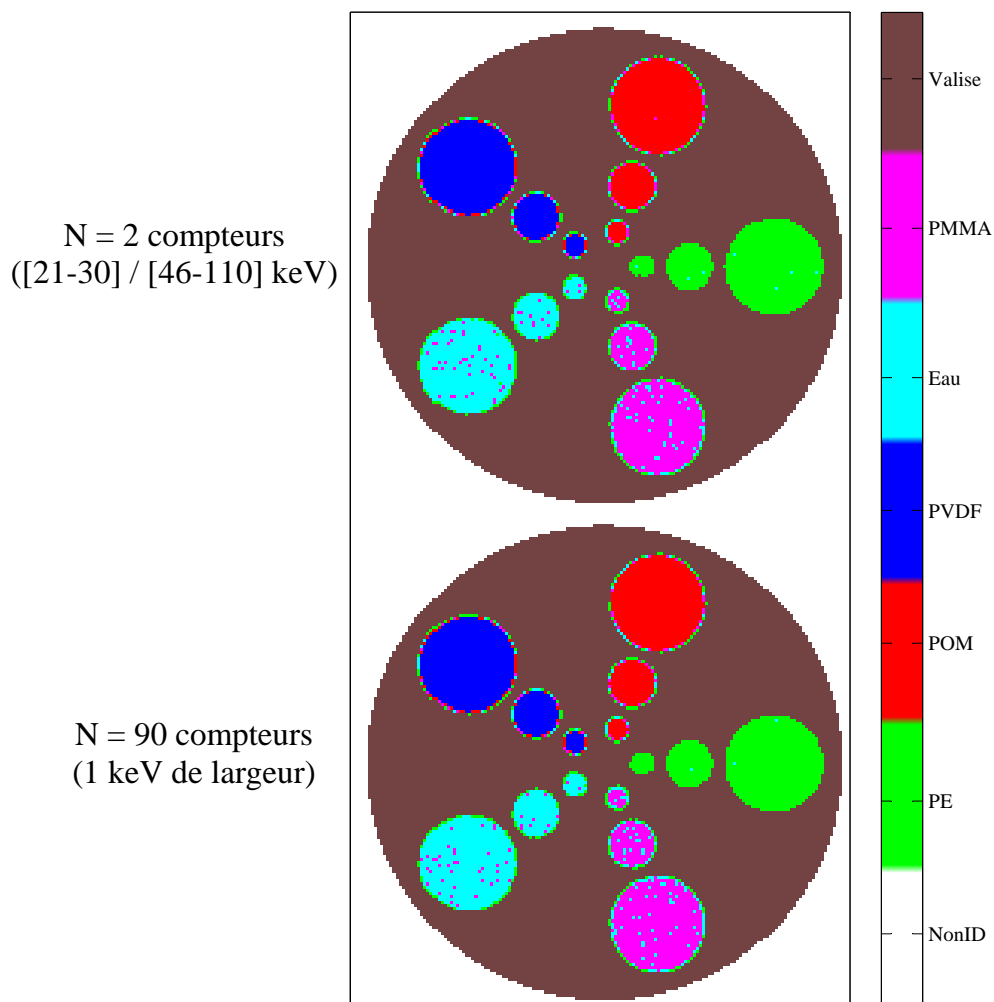


FIGURE VI.12 – Résultats d’identification pour les deux types de détecteur, pour une fonction de réponse de caractéristiques [ $FWHM = 8keV$ ;  $R_{VP} = 0.4$ ]. La nature estimée des matériaux est représentée par une couleur dont la correspondance est indiquée dans la légende. La nature réelle des matériaux est indiquée dans la figure VI.11.

	TMI (%)				
	PE	POM	PVDF	Eau	PMMA
N= 2	0.6	0.2	0	6.4	5.6
N=90	0.3	0	0	5.1	5.3

FIGURE VI.13 – Taux de Mauvaises Identifications (TMI) mesurés dans les inserts de 20 mm de diamètre de la figure VI.12.

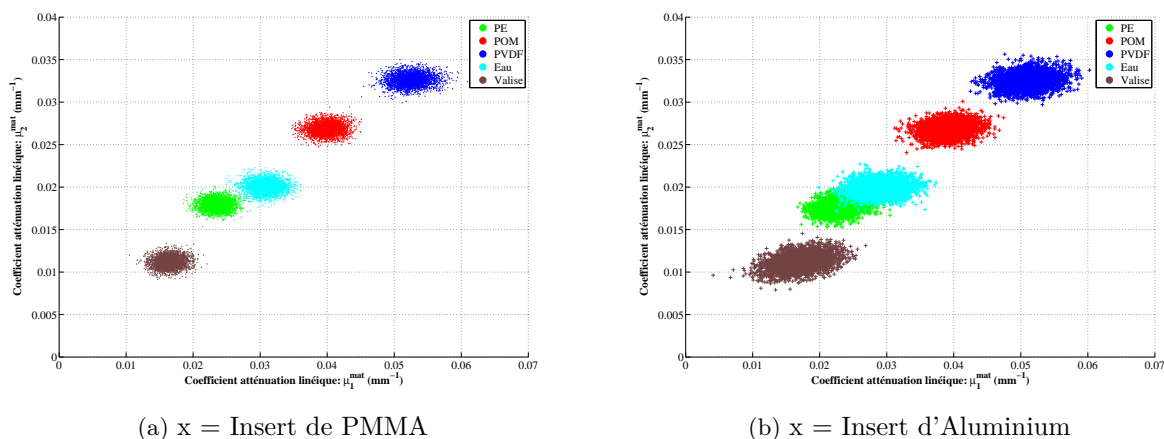


FIGURE VI.14 – Plan des coefficients d'atténuation linéique des matériaux d'étalonnage obtenu avec un détecteur à deux compteurs (seuils fixés [21-30]/[46-110] keV) pour une fonction de réponse [ $FWHM = 8keV$ ;  $R_{VP} = 0.4$ ]. L'étalonnage est réalisé avec des inserts de [PE,POM,PVDF,Eau,x] où x est soit du PMMA ou soit de l'aluminium.

terminé par étalonnage à partir d'un fantôme contenant des inserts de PE, POM, PVDF, Eau, et Al (l'insert de PMMA du fantôme de la figure VI.6 a été remplacé par de l'Aluminium). Pour des raisons de dynamique du graphique, les coefficients d'atténuation linéique de l'aluminium n'ont pas été représentés dans la figure VI.14. Pour permettre une comparaison, nous présentons conjointement la figure VI.8 dans laquelle le fantôme d'étalonnage contient les inserts [PE,POM,PVDF,Eau,PMMA]. Comme les coefficients d'atténuation linéique de l'aluminium n'ont pas été représentés dans la figure VI.14, ceux du PMMA ne le sont pas non plus (voir figure VI.8 pour les visualiser).

Une augmentation non négligeable du bruit sur les coefficients d'atténuation linéique apparaît lorsque l'on remplace l'insert de PMMA par celui d'Aluminium. Les matériaux Eau et PE deviennent alors plus faciles à confondre. De plus, la corrélation des coefficients d'atténuation linéique entre les deux bandes d'énergie apparaît de façon plus marquée (nuages de points "inclinés" de façon plus prononcée).

Ainsi, nous avons montré dans cette partie l'importance qu'il est nécessaire d'accorder à l'étape d'étalonnage pour l'identification de matériau en tomographie. Les conditions dans lesquelles se déroulent cette étape est donc primordiale. L'utilisation de méthodes de correction des effets de durcissement de spectres doit nécessairement être envisagée afin de garantir une bonne concordance de l'estimation des coefficients d'atténuation linéique reconstruit entre l'étape d'étalonnage et l'étape

d'identification *en-ligne* de bagages dont le contenu est inconnu.

## D Conclusions du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons présenté une *étude préliminaire* concernant l'adaptation en tomographie par rayons X de la méthode d'identification de matériaux homogènes que nous avons initialement développée pour la radiographie. L'utilisation de cette méthode en tomographie représente un des moyens possibles permettant d'identifier des matériaux superposés de manière individuelle.

Dans le cadre de cette modalité d'imagerie, une comparaison des performances d'identification a tout d'abord été menée entre le détecteur en comptage à deux compteurs et le détecteur spectrométrique. L'analyse des plans des coefficients d'atténuation linéique montre déjà, pour le détecteur à deux compteurs, une séparabilité très intéressante de matériaux aux propriétés physico-chimiques proches. Le détecteur spectrométrique à 90 compteurs (1 keV de largeur) montre des performances d'identification encore plus intéressantes. Cependant, cette différence de performances est faiblement marquée dans le cadre de nos conditions expérimentales. En outre, le détecteur spectrométrique apparaît plus robuste (par rapport au détecteur à deux compteurs) à la dégradation de la fonction de réponse du détecteur. Mais, les temps de calcul nécessaires à la reconstruction des données issus des deux types de détecteurs sont à considérer. En effet, pour l'application de notre méthode d'identification, nous effectuons une reconstruction par gamme d'énergie d'acquisition. Les temps de calcul apparaissent ainsi 45 fois plus importants pour le détecteur spectrométrique que pour un détecteur à deux compteurs. A ces deux aspects (performances et temps de calcul) doit s'ajouter la question du coût de la technologie de détection. Ces trois facteurs impliquent alors une discussion sur l'applicabilité de la technologie de détection spectrométrique en tomographie. Mais pour cela, une étude plus approfondie des conditions d'acquisition (temps d'acquisition, fluence photonique par pixel, etc.), plus proches de celles utilisées en pratique, est nécessaire afin de pouvoir juger de l'apport de performances de cette technologie. De plus, notre étude ne constituant qu'un point de départ, de nombreux points de la méthode d'identification en tomographie doivent être étudiés et améliorés.

Parmi ces points problématiques, le choix de la méthode de reconstruction est un paramètre important. En effet, nous avons utilisé l'algorithme analytique FBP, mais celui-ci présente l'inconvénient de ne pas être applicable lorsque les données des projections sont tronquées. C'est un inconvénient important. L'utilisation d'algorithmes itératifs pouvant gérer ce genre de problème est alors envisageable, mais une étude est nécessaire dans le but d'en évaluer l'applicabilité; tout en sachant que les temps de calcul peuvent devenir considérables lorsqu'un grand nombre de reconstructions est nécessaire.

Un autre point problématique a été soulevé dans cette étude. Nous avons particulièrement remarqué l'importance de l'étape d'étalonnage en tomographie. Le durcissement de spectre induit par les matériaux d'étalonnage a des conséquences importantes sur l'estimation des coefficients d'atténuation linéique lors de la reconstruction. Les performances liées à l'identification d'un ensemble d'objets superposés sont alors totalement tributaires, d'une part des conditions dans lesquelles l'étalonnage a été réalisé, et d'autre part du durcissement de spectre engendré par les matériaux à identifier. Cet aspect apparaît très problématique, et des méthodes de correction doivent être envisagées.

En définitive, cette partie de notre travail ne constitue qu'une étude préliminaire, et de très nombreux points restent à étudier.

# Conclusion

Le développement des technologies de détection de rayons X en comptage à base de semi-conducteurs, est en plein essor depuis une quinzaine d'années, pour des applications aussi bien médicales, de sécurité ou de contrôle non destructif. Ces technologies permettent en effet d'effectuer, pour une même et unique acquisition, des mesures sur des gammes d'énergie distinctes du spectre. Une course a alors été lancée pour le développement d'une électronique permettant de compter toujours plus vite, avec une précision grandissante, sur un nombre de compteurs élevé. Dans cette étude, nous nous sommes placés dans le contexte d'identification de matériaux avec ce type de détecteur, et nous avons souhaité évaluer les conséquences de l'utilisation d'un nombre de compteurs toujours plus important. Une étude en simulation a été effectuée en avance de phase par rapport à un projet expérimental en cours de développement dans le laboratoire.

Tout d'abord, nous avons développé une méthode d'identification de matériaux permettant de traiter les données issues des mesures sur un nombre quelconque de gammes d'énergies. En effet, l'enjeu consistait à développer une méthode permettant d'identifier de façon rapide, un matériau inconnu présent dans un bagage ; les mesures étant réalisées avec un détecteur multi-énergies. Cette méthode devait se vouloir universelle, c'est à dire applicable quel que soit le nombre de compteurs du détecteur, et être applicable expérimentalement dans le cas où le détecteur possède une fonction de réponse non idéale. Notre méthode, qui se base sur un apprentissage du bruit photonique associé à des mesures multi-énergies, se déroule en deux étapes. Durant l'étape *hors-ligne*, on effectue une multitude d'acquisitions bruitées de coefficients d'atténuation de différents matériaux d'étalonnage. Puis, dans la seconde étape dite *en-ligne*, à chaque épaisseur d'étalonnage, une hypothèse de distribution des coefficients d'atténuation de type multi-normale est faite. L'identification d'un matériau inconnu est alors réalisée par la recherche du couple [*matériau, épaisseur*] le plus probable, parmi l'ensemble des matériaux d'étalonnage. La création de la base d'étalonnage est une étape importante puisque d'une part, les mesures effectuées "contiennent" la fonction de réponse du détecteur et que d'autre part, un apprentissage de la distribution des coefficients d'atténuation en chaque épaisseur de matériau est réalisé. L'identification *en-ligne* est alors possible en présence de bruit.

Cette méthode est intéressante pour plusieurs raisons. Non seulement, elle ne nécessite pas de modélisation de la fonction de réponse du détecteur, mais aussi elle présente un caractère universel, puisque les données mesurées sur chacune des



bandes d'énergie sont traitées de façon indépendantes. Cette méthode est donc applicable en simulation, ou expérimentalement, quel que soit le type de détecteur, en intégration d'énergie ou en comptage et ce, quel que soit le nombre de mesures multi-énergies réalisées.

Nous avons utilisé cette méthode d'identification pour comparer l'évolution des performances d'identification associée à l'augmentation du nombre de zones de comptage. En vue d'optimiser la position des bornes des compteurs, deux critères d'optimisation ont été utilisés. Ceux-ci sont nommés les taux de bonnes (ou mauvaises) identifications (TBI ou TMI), et le critère de confiance moyen.

Lors de la simulation des détecteurs à fonction de réponse idéale, nous avons comparé les résultats d'optimisation obtenus avec le critère de confiance moyen à ceux d'un autre critère basé sur les propriétés statistiques de la borne inférieure de Cramér-Rao. Un très bon accord a été observé entre ces deux critères pour l'optimisation des bornes des compteurs. Cependant, l'application du Critère de Cramér-Rao à une situation expérimentale apparaît complexe puisqu'elle nécessite, par exemple, la connaissance explicite de la fonction de réponse du détecteur. C'est pourquoi nous avons préféré l'utilisation du critère d'optimisation basé sur la méthode d'identification pour optimiser les bornes des compteurs à partir de données expérimentales (Rinkel et al. [2011]). À cet effet, les taux de mauvaises identifications (TMI) ont été utilisés. Les données expérimentales ont été acquises à partir d'un détecteur spectrométrique, composé de 256 compteurs de 1.2 keV de largeur, développé dans notre laboratoire. Le regroupement des données sur un nombre plus restreint de compteurs a été étudié.

Lors des processus d'optimisation, qui sont réalisés à partir des données simulées ou expérimentales, nous avons observé que la configuration optimale d'un détecteur à deux compteurs induit la présence d'une zone intermédiaire entre les deux compteurs dans laquelle les photons ne sont pas comptés. En simulation, nous avons vérifié que cette zone de non-comptage apparaît lors de l'optimisation des bornes des compteurs pour des détecteurs de deux à cinq compteurs (au-delà, les temps de calcul étant trop longs, l'information n'a pu être vérifiée), et qu'elle permet d'améliorer les performances d'identification. Cependant, ce phénomène a déjà été observé dans la littérature par Wang and Pelc [2009, 2011]. Ils ont en effet mis en évidence le fait qu'une zone de non-comptage est optimale, et qu'elle permet de maximiser le rapport signal sur bruit. Nos résultats corroborent ainsi les résultats de ces travaux. Toutefois, en pratique, la création d'une zone de non-comptage revient à utiliser un compteur intermédiaire (situé entre les deux zones de comptage) dans lequel les photons ne sont pas utilisés. Or, nous avons montré que l'utilisation de l'information présente dans cette zone de non-comptage associée à une optimisation des seuils jointifs permet d'obtenir des performances d'identification plus intéres-

santes. Pour cette raison, la création d'une zone de non-comptage n'est pas, en soi, un paramètre intéressant à exploiter expérimentalement.

Au cours de ce travail de thèse, nous avons montré que l'augmentation du nombre de compteurs permet d'améliorer l'identification des matériaux. Cela est observé aussi bien à partir des données simulées, qu'à partir des données expérimentales. En effet, dans notre méthode d'identification, la mesure apportée par chaque compteur supplémentaire est traitée comme une donnée indépendante, et permet d'améliorer les performances d'identification. À titre d'exemple, nous avons montré que l'utilisation d'un détecteur spectrométrique (90 compteurs de 1 keV de largeur) à fonction de réponse idéale permet d'améliorer des performances d'identification de 3 mm de POM d'environ 11 % par rapport à un détecteur à deux compteurs, dont les bornes sont optimisées pour l'identification de cette épaisseur de matériau.

Or, [Roessl and Proksa \[2006\]](#) ont montré que les positions optimales des bornes des compteurs évoluent en fonction du matériau étudié, c'est-à-dire en fonction du durcissement de spectre engendré par le matériau. En outre, nous avons montré la dégradation importante des performances qui peut être engendrée lorsque les bornes des compteurs sont mal choisies. Et enfin, dans le contexte dans lequel s'inscrit notre étude, nous ne disposons pas a priori sur la nature et l'épaisseur des matériaux présents dans les bagages. Pour ces raisons, le choix d'un détecteur nécessitant une optimisation des seuils n'apparaît pas adaptée. Le détecteur spectrométrique, qui par sa configuration, est plus robuste à la variabilité des objets à étudier, montre alors tout son intérêt. D'une part, il ne nécessite aucune optimisation, et d'autre part, il fournit les meilleures performances d'identification.

Par contre, nous avons montré en simulation que la dégradation de la fonction de réponse provoque une diminution de la différence de performances entre le détecteur en comptage spectrométrique, et le détecteur à deux compteurs. Cependant, le détecteur spectrométrique permet d'assurer une robustesse de configuration (configuration optimale quel que soit l'objet étudié), et fournit tout de même des performances supérieures.

Dans le cadre de l'identification de matériaux superposés, nous avons fait le choix d'étudier cette problématique à travers une approche tomographique en simulation ; l'application de cette problématique en radiographie est en effet en cours d'étude dans un autre projet du laboratoire. L'étude préliminaire que nous avons conduite a permis d'adapter notre méthode d'identification de matériaux homogènes, initialement développée en radiographie, à l'identification de matériaux superposés en tomographie.

En nous plaçant dans des conditions de simulation similaires à celles utilisées en radiographie, l'identification de matériaux par tomographie a montré des perfor-

mances très intéressantes, et ce dès l'utilisation d'un détecteur à deux compteurs. Malgré ces performances déjà très bonnes, l'utilisation d'un détecteur spectrométrique en tomographie permet encore d'améliorer les performances d'identification. Cependant, l'utilisation de la méthode d'identification implique une reconstruction par gamme d'énergie de mesure (c'est-à-dire par compteur). Les temps de reconstruction augmentent alors avec le nombre de compteurs.

À côté de cela, nous avons présenté les difficultés auxquelles nous nous sommes retrouvés confrontés lors de la transposition de cette méthode d'identification en tomographie. D'une part, le choix de la méthode de reconstruction des données est primordial. C'est en effet une étape clé qui permet l'estimation des coefficients d'atténuation linéique des pixels de l'image. Son choix doit donc être effectué en fonction des contraintes temporelles inhérentes à l'application, ainsi qu'à la capacité de la méthode de fonctionner avec des données tronquées. D'autre part, nous avons montré la difficulté que constitue l'étape d'étalonnage pour la méthode d'identification, dans le cadre de la tomographie. Des méthodes de correction du durcissement de spectres doivent en effet être mises en place, afin que l'identification d'un matériau dans un bagage ne soit moins dépendante des matériaux alentours.

Nous avons également souligné qu'un grand nombre de paramètres restent à étudier et à optimiser dans le cadre de cette application. C'est la raison pour laquelle nous insistons sur le fait que notre étude d'identification de matériaux superposés par tomographie multi-énergies ne constitue qu'une étude préliminaire et nécessite d'être approfondie.

L'identification de matériaux superposés par des méthodes radiographiques apparaît comme un ensemble de méthodes plus rapides à utiliser *en-ligne* (par rapport à la tomographie qui nécessite des reconstructions). C'est la raison pour laquelle une étude sur cette modalité est réalisée dans la continuité de notre étude dans le cadre d'un projet du laboratoire.

L'utilisation de ces méthodes d'identification radiographiques pourrait alors être envisagée dans d'autres domaines d'application. Parmi les applications possibles, le domaine de l'imagerie médicale, qui fait l'objet d'un intérêt important de la part des fabricants de détecteurs, pourrait constituer un sujet d'étude intéressant. Un autre domaine comme le tri des déchets par radiographie X pourrait également être envisagé. En effet, l'utilisation de ce type de méthodes permettrait de trier les déchets, grâce à une identification rapide de la nature du matériau. Des études associées à chacun des contextes d'application sont alors nécessaires.

# Expression analytique du bruit sur les mesures de coefficients d'atténuation

---

Dans cette étude, nous nous sommes intéressés à la caractérisation des matériaux à partir de leur coefficients d'atténuation. Cependant, à cause de la nature stochastique des photons, les coefficients d'atténuation, déterminés suite à des mesures des spectres, sont bruités. Ils constituent donc une variable aléatoire.

Dans le but d'exprimer de façon analytique la variance sur les coefficients d'atténuation, nous définissons préalablement la variance sur le spectre de photons. Une mesure bruitée du spectre issu d'un matériau quelconque à une énergie  $E$  est notée  $N(E)$ . Cette variable aléatoire obéit à une loi de Poisson tel que  $N(E) \sim \mathcal{P}(N(E))$ . Ainsi, l'espérance et la variance de cette variable aléatoire s'expriment comme  $\mathcal{E}[N(E)] = \overline{N(E)}$  et  $\sigma^2[N(E)] = \overline{N(E)}$ .

La mesure du spectre plein flux  $N_0(E)$ , à une énergie  $E$ , peut être acquise lors de l'étalonnage par des acquisitions successives de façon à déterminer le spectre moyen  $N_0(E)$ . De ce fait,  $N_0(E)$  est considéré comme une constante.

L'expression analytique de la variance des coefficients d'atténuation nécessite l'utilisation du développement limité de la fonction logarithme népérien. Si l'on définit une très faible variation  $\Delta x_0$  (qui peut correspondre à un bruit) au voisinage de la valeur moyenne  $x_0$ , alors la fonction logarithme népérien s'exprime comme :

$$\begin{aligned} \ln(x = x_0 + \Delta x_0) = \ln(x_0) + \left. \frac{d\ln(x)}{dx} \right|_{x_0} \cdot \Delta x_0 + \frac{1}{2!} \left. \frac{d^2\ln(x)}{dx^2} \right|_{x_0} \cdot \Delta x_0^2 \\ + \frac{1}{3!} \left. \frac{d^3\ln(x)}{dx^3} \right|_{x_0} \cdot \Delta x_0^3 + \dots + \mathcal{O}(\Delta x_0^n) \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

La variance sur la fonction logarithme de la variable aléatoire  $x$  s'exprime alors comme :

$$\sigma^2[\ln(x)] = \sigma^2 \left[ \ln(x_0) + \frac{\Delta x_0}{x_0} - \frac{\Delta x_0^2}{2x_0^2} + \frac{\Delta x_0^3}{3!x_0^3} + \dots + \mathcal{O}(\Delta x_0^n) \right] \quad (\text{A.2})$$


---

La constante  $\ln(x_0)$  a une variance nulle, et en utilisant la propriété de la variance,  $\sigma^2(a + X) = \sigma^2(X)$  lorsque  $a$  est une constante, nous écrivons :

$$\sigma^2[\ln(x)] = \sigma^2 \left[ \frac{\Delta x_0}{x_0} - \frac{\Delta x_0^2}{2x_0^2} + \frac{\Delta x_0^3}{3!x_0^3} + \dots + \mathcal{O}(\Delta x_0^n) \right] \quad (\text{A.3})$$

Lorsque les variations de  $x$  autour de  $x_0$  sont de faibles amplitudes par rapport à  $x_0$ , le rapport  $\frac{\Delta x_0}{x_0}$  est petit devant l'unité. L'équation précédente exprimée au premier ordre permet d'écrire :

$$\sigma^2[\ln(x)] = \sigma^2 \left[ \frac{\Delta x_0}{x_0} \right] \quad (\text{A.4})$$

La grandeur  $x_0$  est constante, nous utilisons alors la propriété de la variance  $\sigma^2(aX) = a^2\sigma^2(X)$  lorsque  $a$  est une constante. L'expression suivante est obtenue :

$$\sigma^2[\ln(x)] = \frac{\sigma^2[\Delta x_0]}{x_0^2} \quad (\text{A.5})$$

La variance sur les variations  $\Delta x_0$  s'exprime tel que :  $\sigma^2[\Delta x_0] = \sigma^2[x - x_0]$ . En utilisant la propriété de la variance énoncée précédemment ( $\sigma^2(a + X) = \sigma^2(X)$  lorsque  $a$  est une constante), nous en déduisons l'expression de la variance sur la variable aléatoire  $\ln(x)$  lorsque les variations de  $x$  sont faibles devant la moyenne  $x_0$ .

$$\sigma^2[\ln(x)] = \frac{\sigma^2[x]}{x_0^2} \quad (\text{A.6})$$

Nous allons maintenant nous intéresser à l'expression analytique de la variance des coefficients d'atténuation déterminés avec le détecteur en intégration d'énergie, et avec le détecteur en comptage pour les deux méthodes de traitement des données envisagés (PSS et PSA. Voir Chapitre III).

## A Détecteur en intégration d'énergie

Nous avons montré dans le chapitre III que l'expression d'une mesure de coefficient d'atténuation, dans une couche de détection  $i$  de ce type de détecteur s'exprime comme :

$$Att_i = -\ln \left[ \frac{\int_{E=0}^{E_{Spmax}} N_i(E) \cdot E dE}{\int_{E=0}^{E_{Spmax}} N_i^0(E) \cdot E dE} \right] \quad (\text{A.7})$$


---

Où  $N_i^0$  et  $N_i(E)$  représente le spectre du plein flux et le spectre issu d'un matériau d'intérêt qui sont absorbés dans la couche de détection  $i$ .

Nous exprimons maintenant la variance sur le coefficient d'atténuation  $Att_i$  :

$$\sigma^2[Att_i] = \sigma^2 \left[ -\ln \left[ \frac{\int_{E=0}^{E_{Spmax}} N_i(E).EdE}{\int_{E=0}^{E_{Spmax}} N_i^0(E).EdE} \right] \right] \quad (A.8)$$

Le développement limité de la fonction logarithme népérien exprimé dans l'équation A.6 permet d'écrire :

$$\sigma^2[Att_i] = \left( \frac{\int_{E=0}^{E_{Spmax}} N_i^0(E).EdE}{\int_{E=0}^{E_{Spmax}} \overline{N_i(E)}.EdE} \right)^2 \times \sigma^2 \left[ \frac{\int_{E=0}^{E_{Spmax}} N_i(E).EdE}{\int_{E=0}^{E_{Spmax}} N_i^0(E).EdE} \right] \quad (A.9)$$

Or, si l'on considère que  $N_i^0$  n'est pas bruité, alors :

$$\sigma^2[Att_i] = \frac{\sigma^2 \left[ \int_{E=0}^{E_{Spmax}} N_i(E).EdE \right]}{\left( \int_{E=0}^{E_{Spmax}} \overline{N_i(E)}.EdE \right)^2} \quad (A.10)$$

L'indépendance des mesures  $N_i(E)$  aux différentes énergies permet alors d'exprimer l'équation précédente comme :

$$\sigma^2[Att_i] = \frac{\int_{E=0}^{E_{Spmax}} \sigma^2[N_i(E).E]dE}{\left( \int_{E=0}^{E_{Spmax}} \overline{N_i(E)}.EdE \right)^2} \quad (A.11)$$

À une énergie donnée  $E$ , l'énergie est une constante. Pour cette raison,  $\sigma^2[N_i(E).E] = E^2.\sigma^2[N_i(E)] = E^2.\overline{N_i(E)}$ . L'expression analytique de la variance

des coefficients d'atténuation déterminés avec un détecteur en intégration d'énergie est ainsi donnée dans l'équation A.12.

$$\sigma^2[Att_i] = \frac{\int_{E=0}^{E_{max}} E^2 \cdot \overline{N_i(E)} dE}{\left( \int_{E=0}^{E_{max}} E \cdot \overline{N_i(E)} dE \right)^2} \quad (A.12)$$

## B Détecteur en comptage

Dans le cadre de l'utilisation du détecteur en comptage, nous avons vu que deux méthodes de traitement des données sont possibles : la méthode PSS (Pré-traitement par Sommation sur les Spectres), et la méthode PSA (Pré-traitement par Sommation sur les Atténuations). Une description exhaustive de ces méthodes est donnée dans le Chapitre III.

Dans un compteur  $i$  dont les bornes sont définies sur la gamme d'énergie  $[E_{min}(i); E_{max}(i)]$ , une mesure de spectre à travers un matériau quelconque s'exprime telle que :

$$Sp_i = \int_{E'=E_{min}(i)}^{E_{max}(i)} \left( \int_{E=0}^{E_{Spmax}} N(E) \cdot R(E, E') dE \right) dE' \quad (A.13)$$

Où  $R(E, E')$  représente la fonction de réponse du détecteur, par unité d'énergie  $E$ , à une impulsion d'énergie  $E'$ , et où  $N(E)$  représente le spectre absorbé dans le détecteur par unité d'énergie  $E$ .

Nous montrons dans l'Appendice B qu'une mesure effectuée avec un détecteur en comptage obéit à une loi de Poisson, malgré la présence d'une fonction de réponse non idéale. Ainsi :  $Sp_i \sim \mathcal{P}(\overline{Sp_i})$ .

### B.1 Méthode de PSS

Un coefficient d'atténuation dans un compteur  $i$  s'exprime en fonction du spectre plein flux mesuré  $Sp_i^0$ , et du spectre ayant traversé un objet  $Sp_i$ . Nous considérons que la mesure du spectre plein flux est réalisée lors de l'étalonnage sur un nombre suffisamment important d'acquisition pour tendre vers la mesure moyenne du spectre  $Sp_i^0$ . Cette mesure est donc considérée comme une constante.

L'expression d'un coefficient d'atténuation déterminé par PSS s'exprime, selon l'équation III.5 du Chapitre III comme :

$$Att_k = -\ln \left[ \frac{\sum_{i=B_{min}(k)}^{B_{max}(k)} Sp_i}{\sum_{i=B_{min}(k)}^{B_{max}(k)} Sp_i^0} \right] \quad (\text{A.14})$$

Où les mesures des compteurs définis dans l'intervalle  $[B_{min}(k), B_{max}(k)]$  sont sommées.

La variance sur cette variable aléatoire est alors de la forme :

$$\sigma^2[Att_k] = \sigma^2 \left[ \ln \left[ \frac{\sum_{i=B_{min}(k)}^{B_{max}(k)} Sp_i}{\sum_{i=B_{min}(k)}^{B_{max}(k)} Sp_i^0} \right] \right] \quad (\text{A.15})$$

L'approximation de la variance sur la fonction logarithme népérien d'une variable aléatoire est donnée dans l'équation A.6. Nous obtenons :

$$\sigma^2[Att_k] = \left( \frac{\sum_{i=B_{min}(k)}^{B_{max}(k)} Sp_i^0}{\sum_{i=B_{min}(k)}^{B_{max}(k)} \overline{Sp}_i} \right)^2 \times \sigma^2 \left[ \frac{\sum_{i=B_{min}(k)}^{B_{max}(k)} Sp_i}{\sum_{i=B_{min}(k)}^{B_{max}(k)} Sp_i^0} \right] \quad (\text{A.16})$$

Or,  $\sum_{i=B_{min}(k)}^{B_{max}(k)} Sp_i^0$  est une constante, d'où :

$$\sigma^2[Att_k] = \frac{\sigma^2 \left[ \sum_{i=B_{min}(k)}^{B_{max}(k)} Sp_i \right]}{\left( \sum_{i=B_{min}(k)}^{B_{max}(k)} \overline{Sp}_i \right)^2} \quad (\text{A.17})$$

La variable aléatoire  $Sp_i$  obéissant à une loi de Poisson, l'expression de la variance sur une mesure effectuée avec un détecteur en comptage, dans le cadre d'une méthode PSS, est donnée dans l'équation A.18.

$$\sigma^2[Att_k] = \frac{1}{\sum_{i=B_{min}(k)}^{B_{max}(k)} \overline{Sp}_i} \quad (\text{A.18})$$



Cette équation nous montre alors que lorsque le nombre de compteurs augmente, la variance sur le coefficient d'atténuation diminue.

## B.2 Méthode de PSA

La méthode de PSA consiste à sommer les coefficients d'atténuation sur plusieurs compteurs. La mesure résultante est nommée  $\mathbf{SAtt}_k$  où l'indice  $k$  représente un ensemble de compteurs  $i$  sur lesquels les coefficients d'atténuation sont sommés. Selon l'équation III.6 du Chapitre III, l'expression de  $\mathbf{SAtt}_k$  est :

$$\mathbf{SAtt}_k^{mat,\ell} = - \sum_{i=B_{min}(k)}^{B_{max}(k)} \frac{Sp_i}{\overline{Sp}_i^0} \quad (\text{A.19})$$

Les coefficients d'atténuation sont sommés dans une fenêtre sur l'intervalle  $[B_{min}(k), B_{max}(k)]$ .

La variance sur cette mesure est alors donnée par :

$$\sigma^2[\mathbf{SAtt}_k] = \sigma^2 \left[ \sum_{i=B_{min}(k)}^{B_{max}(k)} \frac{Sp_i}{\overline{Sp}_i^0} \right] \quad (\text{A.20})$$

Or, nous avons indiqué dans le Chapitre I que les mesures effectuées dans des compteurs différents ne sont pas corrélées. De cette propriété, nous déduisons l'expression suivante :

$$\sigma^2[\mathbf{SAtt}_k] = \sum_{i=B_{min}(k)}^{B_{max}(k)} \sigma^2 \left[ \frac{Sp_i}{\overline{Sp}_i^0} \right] \quad (\text{A.21})$$

Nous utilisons alors l'expression donnée dans l'équation A.6 pour en déduire l'expression de la variance sur la mesure des coefficients d'atténuation obtenue par la méthode PSA.

$$\sigma^2[\mathbf{SAtt}_k] = \sum_{i=B_{min}(k)}^{B_{max}(k)} \frac{1}{\overline{Sp}_i} \quad (\text{A.22})$$

Ainsi, avec cette méthode PSA de traitement des données, la variance sur les coefficients d'atténuation tend à augmenter lorsque le nombre de compteurs sur lesquels la somme est effectuée devient plus important.

# Loi de probabilité associée à la distribution des photons dans les compteurs d'un détecteur

---

Dans cette annexe, nous étudions la loi de probabilité qui régit la distribution des photons dans les compteurs d'un détecteur à fonction de réponse non idéale. En effet, dans le spectre incident sur le détecteur, la statistique photonique par unité d'énergie  $E$ , que l'on note  $k(E)$ , obéit à une loi de Poisson. Cependant, après son interaction avec le détecteur, il n'est pas trivial de déterminer la loi de probabilité auquel la distribution photonique obéit. Pour cette raison, nous nous intéressons à cette problématique dans cette appendice.

Nous définissons différentes grandeurs :

- $k(E_j)$  : Variable aléatoire traduisant le nombre de photons incident sur le détecteur à l'énergie  $E_j$ . Obéit à une loi de Poisson telle que  $k(E_j) \sim \mathcal{P}(N(E_j))$ . L'espérance et la variance s'expriment alors comme  $\mathcal{E}[k(E_j)] = N(E_j)$ , et  $\sigma^2[k(E_j)] = N(E_j)$ .
- $NE$  : nombre d'énergies sur lesquelles le spectre  $k$  est défini.
- $m_{k(E_j)}^i$  : Variable aléatoire représentant le nombre de photons, parmi les  $k(E_j)$  photons incident sur le détecteur à l'énergie  $E_j$ , qui sont détectés dans le compteur  $i$ .
- $p_{E_j}^i$  : Probabilité qu'un photon du spectre incident sur le détecteur à l'énergie  $E_j$ , soit détecté dans le compteur  $i$ .

Dans un compteur  $i$ , la probabilité de mesurer un nombre  $n$  de photons est notée  $\mathcal{P}(m^i = n)$  telle que  $m_{k(E_1)}^i + m_{k(E_2)}^i + m_{k(E_3)}^i + \dots + m_{k(E_{NE})}^i = n$ . La probabilité de mesurer  $m_{k(E_j)}^i$  à l'énergie  $E_j$  implique qu'il y ait suffisamment de photons incident à l'énergie  $E_j$  dans le spectre  $k$ . Elle est donc notée :  $\mathcal{P}(m_{k(E_j)}^i \cap k(E_j) \geq m_{k(E_j)}^i)$ .

Nous noterons également que pour que la mesure dans le compteur  $i$  correspondent à un nombre  $n$  de photons ( $m^i = n$ ), différentes combinaisons de mesures  $m_{k(E_1)}^i, m_{k(E_2)}^i, \dots, m_{k(E_{NE})}^i$  peuvent exister. Pour avoir la probabilité  $\mathcal{P}(m^i = n)$  nous devons sommer sur toutes les possibilités de combinaisons. Cette probabilité s'exprime donc comme :

---

$$\mathcal{P}(m^i = n) = \sum_{\substack{m_{k(E_1)}^i + m_{k(E_2)}^i \\ + \dots + m_{k(E_{NE})}^i = n}} \mathcal{P}(m_{k(E_1)}^i \cap k(E_1) \geq m_{k(E_1)}^i) \cap (m_{k(E_2)}^i \cap k(E_2) \geq m_{k(E_2)}^i) \\ \cap \dots \cap (m_{k(E_{NE})}^i \cap k(E_{NE}) \geq m_{k(E_{NE})}^i) \quad (\text{B.1})$$

Une formule plus compacte peut être obtenue :

$$\mathcal{P}(m^i = n) = \sum_{\substack{m_{k(E_1)}^i + m_{k(E_2)}^i \\ + \dots + m_{k(E_{NE})}^i = n}} \prod_{E_j=E_1}^{E_{NE}} \mathcal{P}(m_{k(E_j)}^i \cap k(E_j) \geq m_{k(E_j)}^i) \quad (\text{B.2})$$

Intéressons-nous à l'expression d'une probabilité  $\mathcal{P}(m_{k(E_j)}^i \cap k(E_j) \geq m_{k(E_j)}^i)$ . La condition que les valeurs  $k(E_j) \geq m_{k(E_j)}^i$  signifie que le nombre de photons incident à l'énergie  $E_j$  peut être égale à toutes valeurs supérieures ou égales à  $m_{k(E_j)}^i$ . Cette probabilité s'exprime donc comme :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(m_{k(E_j)}^i \cap k(E_j) \geq m_{k(E_j)}^i) &= \sum_{k(E_j)=m_{k(E_j)}^i}^{+\infty} \mathcal{P}(m_{k(E_j)}^i \cap k(E_j)) \quad (\text{B.3}) \\ &= \sum_{k(E_j)=m_{k(E_j)}^i}^{+\infty} \mathcal{P}(m_{k(E_j)}^i | k(E_j)) \cdot \mathcal{P}(k(E_j)) \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

Nous noterons l'utilisation de la propriété des probabilités conditionnelle pour exprimer  $\mathcal{P}(A \cap B)$  comme  $\mathcal{P}(A \cap B) = \mathcal{P}(A | B) \cdot \mathcal{P}(B) = \mathcal{P}(B | A) \cdot \mathcal{P}(A)$ .

- La probabilité  $\mathcal{P}(m_{k(E_j)}^i | k(E_j))$  est estimable par une loi binomiale (nommée également loi d'épreuve de Bernoulli) dont la probabilité  $p$  correspond à  $p_{E_j}^i$  (probabilité pour un photon d'énergie  $E_j$  du spectre incident soit détecté dans le compteur  $i$ ).

$$\mathcal{P}(m_{k(E_j)}^i | k(E_j)) = \frac{k(E_j)!}{m_{k(E_j)}^i! (k(E_j) - m_{k(E_j)}^i)!} \cdot [p_{E_j}^i]^{m_{k(E_j)}^i} \cdot [1 - p_{E_j}^i]^{(k(E_j) - m_{k(E_j)}^i)} \quad (\text{B.5})$$

- La probabilité  $\mathcal{P}(k(E_j))$  obéit, elle, à une loi de Poisson, et s'exprime comme :

$$\mathcal{P}(k(E_j)) = \frac{e^{-N(E_j)} \times [N(E_j)]^{k(E_j)}}{k(E_j)!} \quad (\text{B.6})$$

À partir de l'expression de ces deux probabilités, la combinaison des équations B.5 et B.6 nous permet d'exprimer l'équation B.4.

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(m_{k(E_j)}^i \cap k(E_j) \geq m_{k(E_j)}^i) &= \\ &= \sum_{k(E_j)=m_{k(E_j)}^i}^{+\infty} \frac{[p_{E_j}^i]^{m_{k(E_j)}^i}}{m_{k(E_j)}^i!} \cdot e^{-N(E_j)} \cdot \frac{N(E_j) \cdot [1 - p_{E_j}^i]^{(k(E_j)-m_{k(E_j)}^i)}}{(k(E_j) - m_{k(E_j)}^i)!} \\ &= \frac{[p_{E_j}^i]^{m_{k(E_j)}^i}}{m_{k(E_j)}^i!} \cdot e^{-N(E_j)} \cdot [N(E_j)]^{m_{k(E_j)}^i} \cdot \sum_{k(E_j)-m_{k(E_j)}^i=0}^{+\infty} \frac{[N(E_j) \cdot (1 - p_{E_j}^i)]^{(k(E_j)-m_{k(E_j)}^i)}}{(k(E_j) - m_{k(E_j)}^i)!} \\ \text{Or, } \sum_{m=0}^{+\infty} \frac{a^m}{m!} &= \exp(a). \text{ Nous en déduisons alors l'expression suivante :} \end{aligned}$$

$$\mathcal{P}(m_{k(E_j)}^i \cap k(E_j) \geq m_{k(E_j)}^i) = \frac{[p_{E_j}^i]^{m_{k(E_j)}^i}}{m_{k(E_j)}^i!} \cdot [N(E_j)]^{m_{k(E_j)}^i} \cdot e^{-N(E_j) \cdot p_{E_j}^i} \quad (\text{B.7})$$

Nous pouvons alors exprimer la probabilité de mesurer  $n$  photons dans le compteur  $i$  comme nous l'avons définie dans l'équation B.2.

$$\mathcal{P}(m^i = n) = \sum_{\substack{m_{k(E_1)}^i + m_{k(E_2)}^i \\ + \dots + m_{k(E_{NE})}^i = n}} \prod_{E_j=E_1}^{E_{EN}} \frac{[p_{E_j}^i]^{m_{k(E_j)}^i}}{m_{k(E_j)}^i!} \cdot [N(E_j)]^{m_{k(E_j)}^i} \cdot e^{-N(E_j) \cdot p_{E_j}^i} \quad (\text{B.8})$$

$$\begin{aligned}
 &= \sum_{\substack{m_{k(E_1)}^i + m_{k(E_2)}^i \\ + \dots + m_{k(E_{NE})}^i = n}} \exp \left[ -N(E_1)p_{E_1}^i - N(E_2)p_{E_2}^i - \dots - N(E_{NE})p_{E_{NE}}^i \right] \\
 &\quad \times \frac{\left[ N(E_1)p_{E_1}^i \right]^{m_{k(E_1)}^i} \cdot \left[ N(E_2)p_{E_2}^i \right]^{m_{k(E_2)}^i} \dots \left[ N(E_{NE})p_{E_{NE}}^i \right]^{m_{k(E_{NE})}^i}}{m_{k(E_1)}^i! m_{k(E_2)}^i! \dots m_{k(E_{NE})}^i!} \quad (\text{B.9})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= \exp \left[ -N(E_1)p_{E_1}^i - N(E_2)p_{E_2}^i - \dots - N(E_{NE})p_{E_{NE}}^i \right] \\
 &\times \sum_{\substack{m_{k(E_1)}^i + m_{k(E_2)}^i \\ + \dots + m_{k(E_{NE})}^i = n}} \frac{\left[ N(E_1)p_{E_1}^i \right]^{m_{k(E_1)}^i} \cdot \left[ N(E_2)p_{E_2}^i \right]^{m_{k(E_2)}^i} \dots \left[ N(E_{NE})p_{E_{NE}}^i \right]^{m_{k(E_{NE})}^i}}{m_{k(E_1)}^i! m_{k(E_2)}^i! \dots m_{k(E_{NE})}^i!} \quad (\text{B.10})
 \end{aligned}$$

La formule du multinôme de Newton nous permet d'exprimer  $(a_1 + a_2 + \dots + a_m)^n$  comme  $(a_1 + a_2 + \dots + a_m)^n = \sum_{s_1 + s_2 + \dots + s_m = n} \frac{n! a_1^{s_1} \cdot a_2^{s_2} \dots a_m^{s_m}}{s_1! s_2! \dots s_m!}$ . Nous déduisons alors de l'équation précédente :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{P}(m^i = n) &= \frac{\exp \left[ -N(E_1)p_{E_1}^i - N(E_2)p_{E_2}^i - \dots - N(E_{NE})p_{E_{NE}}^i \right]}{n!} \\
 &\quad \times \left[ N(E_1)p_{E_1}^i + N(E_2)p_{E_2}^i + \dots + N(E_{NE})p_{E_{NE}}^i \right]^n \quad (\text{B.11})
 \end{aligned}$$

Si l'on pose  $\lambda = N(E_1)p_{E_1}^i + N(E_2)p_{E_2}^i + \dots + N(E_{NE})p_{E_{NE}}^i$ , la probabilité de mesurer  $n$  photons dans le compteur  $i$  s'exprime comme :

$$\mathcal{P}(m^i = n) = \frac{e^{-\lambda} \cdot \lambda^n}{n!} \quad (\text{B.12})$$

La loi de distribution de la statistique photonique dans un compteur  $i$ , après l'interaction du spectre incident avec le détecteur, suit toujours une loi de Poisson tel que  $n \sim \mathcal{P}(\lambda)$ .

---

# Expression de la fonction d'erreur

---

La fonction d'erreur, qui est notée  $\text{erf}$ , est également nommée fonction d'erreur de Gauss. Nous l'avons utilisé dans notre étude pour déterminer la valeur de l'intégrale d'une fonction gaussienne. Dans cet appendice, nous présentons brièvement la démarche utilisée.

La fonction d'erreur s'exprime comme :

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-z^2} dz \quad (\text{C.1})$$

Considérons maintenant un changement de variables de façon à exprimer la dépendance de la fonction d'erreur par rapport à une distribution gaussienne de moyenne  $t_0$ , et d'écart-type  $\sigma$ .

En posant,  $z = \frac{t - t_0}{\sqrt{2}\sigma}$ , nous déterminons les conditions suivantes :

- Pas d'intégration :  $dz = \frac{dt}{\sqrt{2}\sigma}$
- Borne d'intégration inférieure :  $z = 0$  correspond à  $t = t_0$ .
- Borne d'intégration supérieure :  $z = x$  correspond à  $t = \sqrt{2}\sigma x + t_0$ .

Ce changement de variable permet alors d'exprimer l'équation C.1 comme :

$$\frac{1}{2} \text{erf}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{t_0}^{\sqrt{2}\sigma x + t_0} \exp\left[-\frac{(t - t_0)^2}{2\sigma^2}\right] dt \quad (\text{C.2})$$

L'intégration de la fonction sur les bornes d'intégration  $[t_0, \sqrt{2}\sigma x + t_0]$  correspond également à son intégration sur les bornes  $]-\infty, \sqrt{2}\sigma x + t_0]$  otée de la valeur de l'intégrale sur les bornes  $]-\infty, t_0]$  (équation C.3).

---

$$\frac{1}{2}erf(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^{\sqrt{2}\sigma x + t_0} \exp\left[-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma^2}\right] dt - \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^{t_0} \exp\left[-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma^2}\right] dt \quad (C.3)$$

Or, le second terme de cette équation correspond à l'intégrale de la moitié d'une fonction gaussienne normalisée. Ce terme a donc pour valeur  $\frac{1}{2}$ .

En effectuant un changement de variable  $x' = \sqrt{2}\sigma x + t_0$ , l'expression suivante est obtenue. Pour une habitude de lecture, nous avons effectué un nouveau changement de variable  $x = x'$ . Nous noterons que l'expression ci-dessous correspond à la fonction de répartition de la fonction gaussienne.

$$\boxed{\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^x \exp\left[-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma^2}\right] dt = \frac{1}{2} + \frac{1}{2}erf\left(\frac{x-t_0}{\sqrt{2}\sigma}\right)} \quad (C.4)$$

Par la même démarche, l'expression complémentaire suivante peut être déduite :

$$\boxed{\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_x^{+\infty} \exp\left[-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma^2}\right] dt = \frac{1}{2} - \frac{1}{2}erf\left(\frac{x-t_0}{\sqrt{2}\sigma}\right)} \quad (C.5)$$

Ainsi, lorsque l'on souhaite déterminer l'intégrale d'une fonction gaussienne entre deux bornes  $[a,b]$  où  $b > a$ , la fonction d'erreur peut être utilisée.

$$\boxed{\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_a^b \exp\left[-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma^2}\right] dt = erf\left(\frac{b-t_0}{\sqrt{2}\sigma}\right) - erf\left(\frac{a-t_0}{\sqrt{2}\sigma}\right)} \quad (C.6)$$

# Liste des travaux personnels

## Publications

- G. Beldjoudi, J. Rinkel, V. Rebuffel, V. Kaftandjian. Multidimensional data processing methods for material discrimination using an ideal X-Ray spectrometric photon counting detector. *IEEE 2010 Knoxville- Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference - Conference Record*.
- G. Beldjoudi, V. Rebuffel, V. Kaftandjian, J. Rinkel. Multidimensional data processing methods for material discrimination using an ideal X-Ray spectrometric photon counting detector. Accepté le 27 Septembre 2011 dans le journal *IEEE Transactions on Nuclear Science* - en cours d'impression.
- G. Beldjoudi, V. Rebuffel, V. Kaftandjian, J. Rinkel. An optimised method for material identification using a photon counting detector. Accepté le 05 Septembre 2011 dans le journal *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A - Accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment* - en cours d'impression.
- J. Rinkel, G. Beldjoudi, V. Rebuffel, C. Boudou, P. Ouvrier-Buffer, L. Verger, G. Gonon, A. Brambilla. Experimental evaluation of material identification methods with CdTe X-ray spectrometric detector. *IEEE 2010 Knoxville- Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference - Conference Record*.
- J. Rinkel, G. Beldjoudi, V. Rebuffel, C. Boudou, P. Ouvrier-Buffer, L. Verger, G. Gonon, A. Brambilla. Experimental evaluation of material identification methods with CdTe X-ray spectrometric detector. Accepté le 13 Juillet 2011 dans le journal *IEEE Transactions on Nuclear Science*.
- J. Rinkel, G. Beldjoudi, V. Rebuffel. Identification de matériaux en radiographie X spectrale. *Colloque Gretsi 2011 à Bordeaux - Communication*.

## Brevets

- Inventeurs : P. Ouvrier-Buffer, G. Beldjoudi, V. Rebuffel, J. Rinkel. Procédé et dispositif de reconnaissance d'un matériau à l'aide de sa fonction de transmission. Référence nationale FR 0958804.
- Inventeurs : J. Rinkel, G. Beldjoudi, J. M. Dinten, G. Gonon, V. Rebuffel. Procédé d'identification de matériaux à partir de radiographies X multi-énergies. Référence nationale FR 1055230.



- Inventeurs : G. Beldjoudi, J. Rinkel, V. Rebuffel. Procédé et dispositif d'identification d'un matériau par analyse spectrale de rayonnements électromagnétiques traversant ce matériau. Référence nationale FR 1102070.

# Bibliographie

- R. E. Alvarez. Active energy selective image detector for dual-energy computed radiography. *Medical Physics*, 23(10) :1739–1748, 1996. (Cité en page 28.)
- R. E. Alvarez and A. Macovski. Energy-selective Reconstructions in X-ray Computerized Tomography. *Physics in Medicine and Biology*, 21(5) :733–744, 1976. (Cité en pages 1, 5, 50, 51, 53, 54 et 67.)
- R. E. Alvarez, J. A. Seibert, and S. K. Thompson. Comparison of dual energy detector system performance. *Medical Physics*, 31(3) :556–565, 2004. (Cité en pages 27, 28 et 29.)
- Alvarez, R. E. Near optimal energy selective x-ray imaging system performance with simple detectors. *Medical Physics*, 37(2) :822–841, 2010. (Cité en pages 37 et 38.)
- N. G. Anderson, A. P. Butler, N. J. A. Scott, N. J. Cook, J. S. Butzer, N. Schleich, M. Firsching, R. Grasset, N. de Ruyter, M. Campbell, and P. H. Butler. Spectroscopic (multi-energy) CT distinguishes iodine and barium contrast material in mice. *European Radiology*, 20(9) :2126–2134, 2010. (Cité en pages 48 et 49.)
- G. T. Barnes, R. A. Sones, M. M. Tesic, D. R. Morgan, and J. N. Sanders. Detector for dual-energy digital radiography. *Radiology*, 156(2) :537–540, 1985. (Cité en page 25.)
- R. Birch, M. Marshall, and G. M. Ardran. *Catalogue of spectral data for diagnostic X-ray*. Hospital Physicist's Association Scientific Report Series 30, 1979. (Cité en pages 15, 113 et 205.)
- A. Bonnin. *Étude d'un système portable d'inspection par rayonnement X utilisant les effets combinés d'absorption multi-énergies, de diffusion et diffraction X sur la matière*. PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2009. (Cité en page 71.)
- J. M. Boone and A. E. Chavez. Comparison of X-ray cross sections for diagnostic and therapeutic medical physics. *Medical Physics*, 23(12) :1997–2005, 1996. (Cité en pages 17, 61, 75, 113, 116 et 205.)
- A. Brambilla, C. Boudou, P. Ouvrier-Buffer, F. Mougél, G. Gonon, J. Rinkel, and L. Verger. Spectrometric performances of CdTe and CdZnTe semiconductor detector arrays at high X-ray flux. *IEEE 2009 - Nuclear Science Symposium - Conference Record*, 1-5 :1753–1757, 2009. (Cité en pages 36, 177, 178 et 180.)

- W. R. Brody, G. Butt, A. Hall, and A. Macovski. A method for selective tissue and bone visualization using dual energy scanned projection radiography. *Medical Physics*, 8(3) :353–357, 1981. (Cité en pages 23, 24, 54, 55, 56 et 105.)
- A. P. H. Butler, J. Butzer, N. Schleich, N. J. Cook, N. G. Anderson, N. Scott, N. de Ruiter, R. Grasset, L. Tlustos, and P. H. Butler. Processing of spectral X-ray data with principal components analysis. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A - Accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment*, 2010. (Cité en pages 46, 47 et 48.)
- R. Carmi, A. Livne, A. Gringauz, Y. Berman, A. Fuksman, and N. Wainer. Experimental evaluation of image-based spectral analysis method for multi energy window photon counting X-ray CT. *IEEE 2008 - Nuclear Science Symposium - Conference Record*, pages 3903–3905, 2008. (Cité en pages 64, 65, 66 et 67.)
- M. Ellenbogen and R. Bijjani. Liquids and homemade explosive detection. *Proceedings of the society of photo-optical instrumentation engineers (SPIE)*, 7306 : 73060Y, 2009. (Cité en pages 72 et 73.)
- M. Firsching, R. Giersch, D. Niederlohner, and G. Anton. A method for stoichiometric material reconstruction with spectroscopic X-ray pixel detectors. *IEEE 2004 - Nuclear Science Symposium - Conference Record*, pages 4116–4119, 2004. (Cité en page 59.)
- K. Hasegawa, K. Mochiki, H. Takahashi, S. Namatame, and Y. Satow. Imaging system with an amorphous silicon linear sensor. *Review of Scientific Instruments*, 60(7) :2284–2286, 1988. (Cité en page 25.)
- G. Herman and S. Trivedi. A comparative study of two postreconstruction beam hardening correction methods. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, MI-2(3) : 128–135, 1983. (Cité en page 201.)
- N. M. Hickey, L. T. Niklason, E. Sabbagh, R. G. Fraser, and G. T. Barnes. Dual-energy digital radiographic quantification of calcium in simulated pulmonary nodules. *American journal of roentgenology*, 148(1) :19–24, 1987. (Cité en pages 25 et 26.)
- J. T. Ho, R. A. Kruger, and J. A. Sorenson. Comparison of dual and single exposure techniques in dual-energy chest radiography. *Medical Physics*, 16(2) :202–208, 1989. (Cité en pages 27 et 28.)
- M. Hoheisel, M. Arques, J. Chabbal, C. Chaussat, T. Ducourant, G. Hahm, H. Horbaschek, R. Schulz, and M. Spahn. Amorphous silicon X-ray detectors. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 227 :1300–1305, 1998. (Cité en page 25.)

- J. S. Iwanczyk, E. Nygard, O. Meirav, J. Arenson, W. C. Barber, N. E. Hartsough, N. Malakhov, and J. C. Wessel. Photon counting energy dispersive detector arrays for X-ray imaging. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 56(3) :535–542, 2009. (Cité en page 36.)
- P. M. Joseph and C. Ruth. A method for simultaneous correction of spectrum hardening artifacts in CT images containing both bone and iodine. *Medical Physics*, 24(10) :1629–1634, 1997. (Cité en page 201.)
- S. Kappler and S. Wirth. Comparison of dual-kVp and dual-layer CT in simulations and real CT system measurements. *IEEE 2008 - Nuclear Science Symposium - Conference Record*, pages 4101–4104, 2009. (Cité en pages 26 et 27.)
- J. Karg, D. Niederlohner, J. Giersch, and G. Anton. Using the Medipix2 detector for energy weighting. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A - Accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment*, 546 (1-2) :306–311, 2005. (Cité en page 43.)
- E. Kraft, P. Fischer, M. Karagounis, M. Koch, H. Krueger, I. Perir, N. Wermes, C. Herrmann, A. Nascetti, M. Overdick, and W. Ruetten. Counting and integrating readout for direct conversion X-ray imaging : Concept, realization and first prototype measurements. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 54(2) : 383–390, 2007. (Cité en page 37.)
- L. A. Lehmann, R. E Alvarez, A. Macovski, W. R. Brody, N. J. Pelc, S. J. Riederer, and A. L. Hall. Generalized image combinations in dual KVP digital radiography. *Medical Physics*, 8(5) :659–667, 1981. (Cité en pages 1, 23, 24 et 60.)
- S. H. Lui. *Numerical Analysis of Partial Differential Equations*. John Wiley and Sons, 2011. (Cité en page 17.)
- S. MaitreJean, D. Perion, and D. Sundermann. Non destructive chemical identification using an X-ray transmission function obtained with the multi-energy method. *Proceedings of the society of photo-optical instrumentation engineers (SPIE)*, 3446 :134–152, 1998a. (Cité en pages 26, 61, 62, 63 et 64.)
- S. MaitreJean, D. Perion, and D. Sundermann. Multi-Energy Method : A New Approach for Measuring X-Ray Transmission as Function of Energy with a Bremsstrahlung Source. Application for Heavy Element Identification. *Proceedings of the society of photo-optical instrumentation engineers (SPIE)*, 3446 :114–133, 1998b. (Cité en page 61.)
- T. R. Melzer, N. J. Cook, A. P. Butler, R. Watts, N. Anderson, R. Tipples, and P. H. Butler. Spectroscopic biomedical imaging with the Medipix2 detector. *Aus-*

- traliasian Physical and Engineering Sciences in Medicine*, 31(4) :300–306, 2008. (Cité en pages 43, 44 et 45.)
- O. Nalcioglu and R. Lou. Post-reconstruction method for beam hardening in CT. *Physics in Medicine and Biology*, 24(2) :330–340, 1979. (Cité en page 201.)
- S. V. Naydenov, V. D. Ryzhikov, and C. F. Smith. Direct reconstruction of the effective atomic number of materials by the method of multi-energy radiography. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A - Accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment*, 215(3-4) :552–560, 2004. (Cité en page 73.)
- D. Niederlohner, J. Karg, J. Giersch, and G. Anton. The energy weighting technique : measurements and simulations. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A - Accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment*, 546(1-2) :37–41, 2005. (Cité en page 43.)
- R. Nowotny. XMuDat : Photon Attenuation Data on PC (Version 1.0.1). *IAEA-NDS-195*, 1998. (Cité en pages 16, 17, 61, 75, 113, 116 et 205.)
- A. Owens and A. Peacock. Compound semiconductor radiation detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A - Accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment*, 531(1-2) :18–37, 2004. (Cité en page 31.)
- S. Procz, J. Lubke, A. Zwerger, M. Mix, and M. Fiederle. Optimization of Medipix2 thresholds masks for spectroscopic X-ray imaging. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 56(4) :1795–1799, 2009. (Cité en page 42.)
- S. Procz, J. Lubke, A. Zwerger, A. Fauler, M. Pichotka, M. Mix, and M. Fiederle. Energy selective X-ray imaging with medipix. *IEEE 2010 - Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference - Conference Record*, 2011. (Cité en pages 42, 45 et 46.)
- P. Rügsegger, T. Hangartner, H. Keller, and T. Hinderling. Standardization of computed tomography images by means of a material selective beam hardening corrections. *Journal of Computer Assisted Tomography*, 2 :184–188, 1978. (Cité en page 201.)
- S. J. Riederer and C. A. Mistretta. Selective iodine imaging using K-edge energies in computerized x-ray tomography. *Medical Physics*, 4(6) :474–481, 1977. (Cité en page 46.)

- J. Rinkel, G. Beldjoudi, G. Gonon, A. Brambilla, V. Rebuffel, C. Boudou, P. Ouvrier-Buffet, and L. Verger. Experimental evaluation of material identification methods with CdTe X-rays spectrometric detector. *IEEE 2010- Nuclear Science Symposium - Conference Record*, 2011. (Cité en pages 177, 178, 179, 180, 181, 183, 184, 189 et 218.)
- E. Roessl and C. Herrmann. Cramer-Rao lower bound of basis image noise in multiple-energy X-ray imaging. *Physics in Medicine and Biology*, 54(5) :1307–1318, 2009. (Cité en pages 101, 102, 103 et 132.)
- E. Roessl and R. Proksa. Optimal energy threshold arrangement in photon-counting spectral X-ray imaging. *IEEE 2006 - Nuclear Science Symposium - Conference Record*, pages 1950–1954, 2006. (Cité en pages 99, 101, 102, 103, 143 et 219.)
- E. Roessl and R. Proksa. K-edge imaging in X-ray computed tomography using multi-bin photon counting detectors. *Physics in Medicine and Biology*, 52(15) : 4679–4696, 2007. (Cité en pages 46 et 57.)
- C. Ruth and P. M. Joseph. A comparison of beam hardening artifacts in X-ray CT with gadolinium and iodine contrast agents. *Medical Physics*, 22(12) :1977–1982, 1995. (Cité en page 201.)
- J. M. Sabol, G. B. Avinash, F. Nicolas, B. Claus, J. G. Zhao, and J. T. Dobbins. The development and characterization of a dual-energy subtraction imaging system for chest radiography based on CsI : Tl amorphous silicon flat-panel technology. *Proceedings of the society of photo-optical instrumentation engineers (SPIE)*, 2 (25) :399–408, 2001. (Cité en page 25.)
- J. M. Sabol, R. Liu, R. Saunders, J. Markley, N. Moreno, J. Seamans, S. Wiese, K. Jabri, and R. C. Gilkeson. The impact of cardiac gating on the detection of coronary calcifications in dual-energy chest radiography : A phantom study. *Proceedings of the society of photo-optical instrumentation engineers (SPIE)*, 6142 : F1421–F1421, 2006. (Cité en page 25.)
- J. P. Schlomka, E. Roessl, R. Dorscheid, S. Dill, G. Martens, T. Istel, C. Baumer, C. Herrmann, R. Steadman, G. Zeitler, A. Livne, and R. Proksa. Experimental feasibility of multi-energy photon counting K-edge imaging in pre-clinical computed tomography. *Physics in Medicine and Biology*, 53(15) :4031–4047, 2008. (Cité en page 58.)
- A. So, J. Hsieh, J.-Y. Li, and T.-Y. Lee. Beam hardening correction in CT myocardial perfusion measurement. *Physics in Medicine and Biology*, 54 :3031–3050, 2009. (Cité en page 201.)

- R. Steadman, C. Herrmann, O. Mühlens, and D. G. Maeding. ChromAIX : Fast photon-counting ASIC for Spectral Computed Tomography. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A - Accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment*, In Press, 2010. (Cité en page 36.)
- P. Stenner, B. Schmidt, R. Raupach, T. Allmendinger, T. Flohr, and M. Kachelriess. Dynamic iterative beam hardening correction (DIBHC) for an optimized assessment of cardiac perfusion in ECG-Correlated CT. *IEEE 2009 - Nuclear Science Symposium - Conference Record*, pages 3523–3530, 2009. (Cité en page 201.)
- P. Sukovic and N. H. Clinthorne. Basis material decomposition using triple-energy X-ray computed tomography. *IEEE 1999 - Instrumentation and Measurement Technology Conference. Proceedings of the 16th IEEE.*, 1-3 :1615–1618, 1999. (Cité en page 46.)
- J. Tabary, P. Hugonnard, and F. Mathy. SINDBAD : A realistic multi-purpose and scalable X-ray simulation tool for NDT applications. *International Symposium on Digital Industrial Radiology and CT*, 2007. [www.ndt.net/article/dir2007/papers/s4.pdf](http://www.ndt.net/article/dir2007/papers/s4.pdf). (Cité en page 113.)
- M. J. Tapiovaara and R. F. Wagner. SNR and DQE analysis of broad spectrum X-ray imaging. *Physics in Medicine and Biology*, 30(6) :519–529, 1985. (Cité en page 36.)
- L. Tlustos. Spectroscopic X-ray imaging with photon counting pixel detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A - Accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment*, 623(2) :823–828, 2010. (Cité en page 48.)
- L. Tlustos, R. Ballabriga, M. Campbell, E. Heijne, K. Kincade, X. Llopart, and P. Stejskal. Imaging properties of the Medipix2 system exploiting single and dual energy thresholds. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53(1) :368–372, 2006. (Cité en pages 41, 42 et 43.)
- H. Tsutsui, T. Ohtsuchi, K. Ohmori, and S. Baba. CdTe semiconductor X-ray imaging sensor and energy subtraction method using X-ray energy information. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 40(2) :95–101, 1993. (Cité en page 36.)
- C. C. von Bastian, A. Schwaninger, and S. Michel. The impact of color composition on X-ray image interpretation in aviation security screening. *IEEE International Carnahan Conference on Security Technology - Zurich*, pages 201–205, 2009. (Cité en page 68.)

- A. S. Wang and N. J. Pelc. Optimal energy thresholds and weight for separating materials using photon counting X-ray detectors with energy discriminating capabilities. *Proceedings of the society of photo-optical instrumentation engineers (SPIE)*, 7258, 2009. (Cité en pages 101, 102, 103, 132 et 218.)
- A. S. Wang and N. J. Pelc. Sufficient statistics as a generalization of binning in spectral X-ray Imaging. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, 30(1) :84–93, 2011. (Cité en pages 101, 102, 103, 132, 133, 137 et 218.)
- Wikipedia. World’s busiest airports by passenger traffic. *Site Internet*. [http://en.wikipedia.org/wiki/World%27s\\_busiest\\_airports\\_by\\_passenger\\_traffic](http://en.wikipedia.org/wiki/World%27s_busiest_airports_by_passenger_traffic). (Cité en page 76.)





## FOLIO ADMINISTRATIF

### THESE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

NOM : <b>BELDJOUDI</b>	DATE de SOUTENANCE : <b>19 Septembre 2011</b>
Prénoms : <b>Guillaume Nordine</b>	
TITRE : <b>Approche multi-énergies associée à un détecteur spectrométrique rayons X pour l'identification de matériaux</b>	
NATURE : <b>Doctorat</b>	Numéro d'ordre : <b>2011 ISAL 0082</b>
Ecole doctorale : <b>Électronique, Électrotechnique et Automatique de l'INSA Lyon</b>	
Spécialité : <b>Énergie et Systèmes</b>	
Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis CLASSE :	
RESUME :	
<p>Le développement des détecteurs de rayons X en comptage à base de semiconducteurs est en plein essor depuis une dizaine d'années, et des applications aussi bien dans le domaine médical que dans le domaine du contrôle non destructif sont envisagées. Ces détecteurs permettent en effet de réaliser des mesures à des énergies multiples en une seule acquisition, et ce avec une excellente séparation énergétique. Depuis les années 2008-2009, il semble qu'une véritable course se soit lancée pour le développement de détecteur permettant des mesures multi-énergies sur un nombre toujours plus nombreux de bandes d'énergies. Cependant, à ce jour, parmi l'ensemble des travaux qui ont été réalisés, l'intérêt de réaliser des mesures sur un grand nombre d'énergies n'a pas été démontré pour l'identification de matériaux.</p> <p>Dans le cadre d'une étude en sécurité, nous avons évalué l'intérêt lié à l'utilisation de détecteurs de rayons X en comptage permettant la réalisation de mesures sur plusieurs bandes d'énergies. Le domaine applicatif étudié concerne l'identification de matériaux dans les bagages des voyageurs.</p> <p>Nous avons tout d'abord développé une méthode originale d'identification de matériaux homogènes applicable à tout type de détecteur multi-énergies. Dans un premier temps, nous avons étudié, en simulation, l'évolution des performances d'identification de matériaux avec l'augmentation du nombre de bandes d'énergies de comptage. Un processus d'optimisation a été réalisé dans le but de déterminer, pour certaines configurations, une géométrie optimale des bandes d'énergies de comptage.</p> <p>Dans un second temps, les conséquences résultant de la prise en compte de la fonction de réponse du détecteur ont été quantifiées par la simulation de différents effets détecteurs (partage de charge, résolution en énergie). Une validation expérimentale a enfin pu être effectuée en utilisant un détecteur spectrométrique en comptage. À partir des mesures réalisées avec un tel détecteur, un regroupement des données nous a permis d'évaluer les performances d'identification de détecteurs possédant un nombre de bandes d'énergies de comptage différent.</p> <p>Enfin, nous avons mené une étude préliminaire sur la transposition à la tomographie multi-énergies de la méthode d'identification de matériaux homogènes développée initialement en radiographie. Cette modalité d'imagerie permet alors l'identification de matériaux superposés.</p>	
MOTS-CLES : <b>Identification de matériaux, Radiographie multi-énergies, Sécurité, Inspection de bagages, Rayons X.</b>	
Laboratoire (s) de recherche : <b>Laboratoire Détecteur (LDET) – LETI Minatec Campus au CEA de Grenoble</b>	
Directeur de thèse: <b>Valérie KAFTANDJIAN</b>	
Président de jury : <b>PERRIN Emmanuel</b>	
Composition du jury : <b>BOLON Philippe ESTEVE François KAFTANDJIAN Valérie MAITREJEAN Serge MONTAROU Gérard RINKEL Jean PERRIN Emmanuel</b>	



## **Résumé :**

Le développement des détecteurs de rayons X en comptage à base de semiconducteurs est en plein essor depuis une dizaine d'années, et des applications aussi bien dans le domaine médical que dans le domaine du contrôle non destructif sont envisagées. Ces détecteurs permettent en effet de réaliser des mesures à des énergies multiples en une seule acquisition, et ce avec une excellente séparation énergétique. Depuis les années 2008-2009, il semble qu'une véritable course se soit lancée pour le développement de détecteur permettant des mesures multi-énergies sur un nombre toujours plus nombreux de bandes d'énergies. Cependant, à ce jour, parmi l'ensemble des travaux qui ont été réalisés, l'intérêt de réaliser des mesures sur un grand nombre d'énergies n'a pas été démontré pour l'identification de matériaux.

Dans le cadre d'une étude en sécurité, nous avons évalué l'intérêt lié à l'utilisation de détecteurs de rayons X en comptage permettant la réalisation de mesures sur plusieurs bandes d'énergies. Le domaine applicatif étudié concerne l'identification de matériaux dans les bagages des voyageurs.

Nous avons tout d'abord développé une méthode originale d'identification de matériaux homogènes applicable à tout type de détecteur multi-énergies. Dans un premier temps, nous avons étudié, en simulation, l'évolution des performances d'identification de matériaux avec l'augmentation du nombre de bandes d'énergies de comptage. Un processus d'optimisation a été réalisé dans le but de déterminer, pour certaines configurations, une géométrie optimale des bandes d'énergies de comptage.

Dans un second temps, les conséquences résultant de la prise en compte de la fonction de réponse du détecteur ont été quantifiées par la simulation de différents effets détecteurs (partage de charge, résolution en énergie). Une validation expérimentale a enfin pu être effectuée en utilisant un détecteur spectrométrique en comptage. À partir des mesures réalisées avec un tel détecteur, un regroupement des données nous a permis d'évaluer les performances d'identification de détecteurs possédant un nombre de bandes d'énergies de comptage différent.

Pour terminer, nous avons mené une étude préliminaire sur la transposition à la tomographie multi-énergies de la méthode d'identification de matériaux homogènes développée initialement en radiographie. Cette modalité d'imagerie permet alors l'identification de matériaux superposés.

**Mots-clés :** Identification de matériaux, Radiographie multi-énergies, Sécurité, Inspection de bagages, Rayons X.

## **Abstract :**

The development of X-ray photon counting detectors based on semiconductors has grown up over the last ten years, and applications in medicine, in security and in nondestructive testing are under study. These detectors make it possible to perform measurements at multiple energies in a single acquisition, with an excellent energetic separation. Since the years 2008-2009, it seems that a real race started for the development of detectors performing multi-energetic measurements on an increasing number of energy bands. However, today, within the works already done, the interest of performing measurements on a large number of energies has not been demonstrated for material identification.

As part of a study in homeland security, we assessed the interest of using X-ray counting detectors that perform measurements on multiple energy bands. The considered field of interest is material identification in the luggage of travelers.

We first developed an original method for identifying single materials. This method is applicable to any type of multi-energy detector. In a first time, we studied in simulation the evolution of the performance for identifying materials with the increasing number of energy bands. An optimization process was carried out to determine, for certain configurations, an optimal geometry of the energy bands.

In a second step, the consequences of taking into account the detector response function were quantified by simulating different sensors effects (charge sharing, energy resolution). An experimental validation has been performed by using a counting spectrometric detector. From the measurements experimentally obtained with such a detector, combining the data allowed us to evaluate the identification performance that would have detectors possessing a different number of energy bands.

Finally, we conducted a preliminary study on the transposition of the identification method initially developed for radiography to the multi-energy computed tomography. This imaging modality allows to identify superimposed materials.

**Keywords :** Material identification, Material discrimination, Multi-energy radiography, Homeland security, Luggage inspection, X-rays.