



HAL
open science

Développement d'une caméra gamma de troisième génération

Hermine Lemaire

► **To cite this version:**

Hermine Lemaire. Développement d'une caméra gamma de troisième génération. Instrumentations et Détecteurs [physics.ins-det]. Université de Caen Basse-Normandie, 2015. Français. NNT : 2015CAEN2034 . tel-02271784

HAL Id: tel-02271784

<https://hal.science/tel-02271784>

Submitted on 27 Aug 2019

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.

Université de Caen Basse-Normandie

Ecole doctorale SIMEM

Thèse de doctorat

présentée et soutenue le 25 septembre 2015

par

Hermine Lemaire

pour obtenir le

Doctorat de l'Université de Caen Basse-Normandie

Spécialité : Constituants élémentaires

Développement d'une caméra gamma de troisième génération

Directeur de thèse : Stéphane Normand

Co-directeur de thèse : Jean-Claude Angelique

Jury

M. Gérard Montarou, Directeur de recherche CNRS, Université Blaise Pascal (rapporteur)

M. Wilfried Uhring, Professeur des universités, Université de Strasbourg (rapporteur)

M. Jacques Andre, Professeur émérite, Université d'Aix-Marseille

M. Rafael Ballabriga, Docteur Ingénieur, CERN

M. Nabil Mena, Docteur Ingénieur, CANBERRA France

M. Frédérick Carrel, Docteur Ingénieur, CEA (encadrant)

M. Stéphane Normand, Docteur, HDR, CEA (directeur de thèse)

M. Jean-Claude Angelique, Professeur des universités, Ecole Nationale Supérieure d'Ingénieurs de Caen (codirecteur de thèse)

REMERCIEMENTS

En tout premier lieu, je voudrais remercier Wilfried Uhring et Gérard Montarou d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail de thèse et de m'avoir apporté leurs commentaires. Je remercie également Jacques André, Nabil Menaâ et Rafael Ballabriga, membres du jury, d'avoir consacré un temps précieux à juger ce travail.

Mes trois années de thèse se sont déroulées au CEA, au sein du Département Métrologie Instrumentation et Information (DM2I) dirigé par Mehdi Gmar, auquel j'adresse mes remerciements pour la confiance qu'il m'a accordée. Deux chefs de laboratoire se sont succédé au cours de ma thèse : Stéphane Normand et Alexandre Bounouh. Je les remercie tous les deux pour leur accueil chaleureux.

La thèse a été dirigée par Stéphane Normand, que je remercie pour le suivi régulier qu'il a assuré tout au long des trois ans, même après avoir quitté le laboratoire. Le mémoire et la présentation de soutenance doivent beaucoup à son exigence, et son énergie m'a été d'une grande aide, notamment lors de la préparation de la soutenance.

Jean-Claude Angélique a codirigé la thèse depuis Caen. Il avait été mon professeur lorsque j'étais étudiante à l'ENSICAEN, et son enthousiasme avait alors contribué à me donner le goût de l'instrumentation nucléaire. Il avait également encadré plusieurs de mes travaux, et je suis très heureuse qu'il ait accepté de poursuivre cette mission pour ma thèse.

Rien n'aurait été possible sans l'initiateur de la thèse, qui a également été mon encadrant : Frédérick Carrel. Sa présence au quotidien a été un grand soutien. Je le remercie pour le temps passé à l'examen rigoureux des résultats obtenus tout au long de ces trois années. Mon travail doit beaucoup à sa vision d'ensemble permettant de maintenir le cap vers les objectifs premiers de la thèse. Je lui suis par ailleurs très reconnaissante de l'attention constante qu'il m'a portée, veillant toujours à s'assurer de mon bien-être et à me rassurer. Cet encadrement à la fois rigoureux et prévenant a grandement contribué à faire de mes années de thèse des années de développement personnel en même temps que professionnel. Qu'il en soit remercié.

Ma thèse et moi-même devons également beaucoup à Vincent Schoepff. Il a toujours su se rendre disponible pour m'aider et je lui en suis profondément reconnaissante. Nous avons fait ensemble plusieurs voyages à l'étranger dans le cadre d'un projet européen dont il avait la charge et à l'occasion de conférences. Le souvenir de ces voyages ne me serait pas aussi précieux s'il n'avait pas été là. Son amitié compte parmi les plus belles choses qui me soient arrivées pendant cette thèse.

Pendant les trois ans et demi que j'ai passés au LCAE, j'ai partagé le bureau de Mounir Bakkali. Depuis son sourire le jour de mon arrivée, il a toujours su trouver le moyen de me reconforter quand j'en avais besoin. J'ai beaucoup appris de son professionnalisme et de son exigence et je le remercie pour son aide toujours très efficace. Un co-bureau qui a mis la barre haut !

Je voudrais également remercier l'ensemble de l'équipe d'imagerie du LCAE, dont les effectifs ont fluctué au gré des stages et des CDD. J'ai notamment eu beaucoup de plaisir à travailler avec Carole Force, toujours prompte à partager ses connaissances avec rigueur et honnêteté. Je me souviendrai également de sa gentillesse et de ses attentions délicates.

Je remercie infiniment l'ensemble de l'équipe du LCAE, qui m'a fait cadeau pendant trois ans de sa bienveillance et de son dynamisme : ce que l'on peut rêver de mieux pour une entrée dans la vie professionnelle. Pour leur soutien moral et les conversations que nous avons eues sur des sujets divers et passionnants, je remercie tout particulièrement mes collègues thésards des derniers temps : Thomas Peyret, Yoann Moline, Jonathan Dumazert, Emmanuel Rohée et Eva Montbarbon.

Au cours de ma thèse, j'ai eu l'occasion de travailler avec des équipes internes et externes au CEA. Je voudrais ainsi remercier les équipes de conception des puces Timepix et Medipix3 au CERN à Genève pour leur accueil. J'ai notamment travaillé avec Erik Fröjdh, que je remercie pour sa patience, et avec Rafael Ballabriga, qui m'a apporté une aide inestimable lors de mes visites au CERN. La dernière version de ce mémoire doit également beaucoup à sa relecture attentive et bienveillante. J'ai par ailleurs travaillé avec l'équipe d'Olivier Limousin du Service d'Astrophysique (IRFU) du CEA. Je remercie particulièrement Sébastien Dubos, avec lequel j'ai mené plusieurs campagnes de mesures qui ont été l'occasion d'échanger sur nos interrogations de thésards.

Merci à tous.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE 1 : INTRODUCTION.....	5
1. Caméras gamma Compton.....	5
1.1. Principe	5
1.2. Historique.....	8
1.3. Systèmes actuellement commercialisés	9
1.3.1. ASTROCAM 7000HS	9
1.3.2. Polaris-H	11
1.3.3. Comparatif.....	13
1.4. Avantages et limitations.....	13
2. Caméras gamma à masques codés	14
2.1. Principe	14
2.2. Historique.....	15
2.3. Systèmes actuellement commercialisés	16
2.3.1. RadCam.....	17
2.3.2. CARTOGAM	18
2.3.3. Comparatif.....	22
2.4. Avantages, limitations et axes d'amélioration	22
3. La caméra gamma GAMPIX	25
3.1. Spécifications	25
3.2. Le substrat semi-conducteur	26
3.3. La puce de lecture	30
3.4. Le système d'acquisition.....	38
3.5. Le masque codé.....	39
3.6. Autres éléments techniques et intégration	48
3.7. Algorithme de reconstruction.....	48
3.8. Performances de la caméra gamma GAMPIX	50
3.8.1. Sensibilité.....	50
3.8.2. Résolution angulaire.....	52
3.8.3. Linéarité avec le débit de dose.....	53

3.8.4. Imagerie.....	53
3.9. Comparaison avec les systèmes existants	55
3.10. Industrialisation.....	56
3.11. Voie d'amélioration	56
CHAPITRE 2 : ETUDE ET DEVELOPPEMENT DES PERFORMANCES SPECTROMETRIQUES DU DETECTEUR TIMEPIX.....	57
1. Méthodes de spectrométrie	57
1.1. Etalement de charge	57
1.1.1. Fluorescence.....	57
1.1.2. Diffusion de charge	61
1.2. Spectrométrie par étude de la taille des <i>clusters</i>	62
1.3. Spectrométrie par étude du dépôt de charge	63
2. Réglage des paramètres du détecteur	64
2.1. Tension de polarisation	65
2.2. Préamplificateur de charge.....	72
2.3. Discriminateur.....	77
2.4. Récapitulatif.....	82
3. Calibration en énergie	83
3.1. Motivations	83
3.2. Etat de l'art et méthode retenue	85
3.3. SOLEX.....	86
3.4. Protocole expérimental	87
3.5. Analyse des données	87
3.6. Indicateurs de performance	91
3.7. Résultats.....	92
3.7.1. Calibration avec une tension de polarisation de -110 V.....	92
3.7.2. Calibration avec des tensions de polarisation de -110 V à -300 V	97
3.7.3. Conversion en énergie	99
3.7.4. Alignement des pics en fonction de la taille des <i>clusters</i>	99
3.7.5. Résolution en énergie	103
3.7.6. Facteurs de dégradation des résultats	104
4. Optimisation du pas de pixellisation.....	104

CHAPITRE 3 : INTEGRATION DE L'INFORMATION SPECTROMETRIQUE DANS LE	
TRAITEMENT DES DONNEES	111
1. Reconstruction spatiale sur bandes d'énergie	111
1.1. Méthode	112
1.1.1. Taille des <i>clusters</i>	112
1.1.2. Mode <i>Time over Threshold</i>	113
1.2. Critères d'évaluation	115
1.2.1. Capacité de discrimination	115
1.2.2. Sensibilité	115
1.3. Protocole expérimental	116
1.4. Performances en discrimination	116
1.4.1. Discrimination $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$	116
1.4.2. Discrimination $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}/^{60}\text{Co}$	117
1.4.3. Discrimination $^{241}\text{Am}/^{133}\text{Ba}/^{137}\text{Cs}$	118
1.5. Performances en sensibilité	119
1.6. Bilan sur les méthodes de fenêtrage	120
2. Algorithmes espérance-maximisation	121
2.1. Mise en équations du problème à résoudre	121
2.2. Algorithmes de reconstruction	123
2.2.1. Choix d'algorithmes pour la résolution de problèmes inverses	123
2.2.2. Présentation des algorithmes espérance-maximisation utilisés	124
2.2.3. Avantages de l'approche espérance-maximisation pour nos applications ...	125
2.2.4. Description des algorithmes espérance-maximisation utilisés	127
2.2.4.1. Algorithme MLEM	127
2.2.4.2. Algorithme MAPEM	130
2.3. Construction des projecteurs	131
2.3.1. Simulations numériques pour la construction du projecteur	131
2.3.2. Etapes de complexification du projecteur	133
2.3.2.1. Projecteurs mono-sources	133
2.3.2.2. Projecteurs multi-sources	134
2.4. Evaluation des algorithmes sur données simulées	138
2.4.1. Modalités et critères d'évaluation	138

2.4.2. Projecteurs mono-sources	139
2.4.2.1. Source d' ²⁴¹ Am	139
2.4.2.2. Source de ¹³⁷ Cs.....	141
2.4.3. Projecteurs bi-sources	141
2.5. Evaluation des algorithmes sur données expérimentales	145
2.5.1. Projecteurs mono-sources	145
2.5.1.1. Source d' ²⁴¹ Am	145
2.5.1.2. Source de ¹³⁷ Cs.....	147
2.5.2. Projecteurs bi-sources	148
2.5.2.1. Source d' ²⁴¹ Am	149
2.5.2.2. Source de ¹³⁷ Cs.....	151
2.5.2.3. Source d' ²⁴¹ Am et de ¹³⁷ Cs couplées.....	152
2.6. Bilan sur l'utilisation des algorithmes de type espérance-maximisation.....	155
CHAPITRE 4 : VERS DE NOUVELLES CAMERAS GAMMA DE TROISIEME GENERATION.....	157
1. Etude des performances du détecteur Medipix3	157
1.1. Présentation.....	158
1.2. Mode de sommation de charge	160
1.3. Constitution d'un spectre	162
1.4. Etude des performances	163
1.4.1. Résolution en énergie	164
1.4.2. Gamme d'énergie couverte	165
1.4.3. Comparaison des substrats de Si et de CdTe.....	166
1.5. Conclusion	167
2. Etude des performances du détecteur Caliste HD.....	168
2.1. Projet ORIGAMIX.....	168
2.2. Module Caliste HD	169
2.2.1. Bloc détecteur.....	169
2.2.2. Electronique frontale IDeF-X HD.....	170
2.3. Etude des performances spectrométriques de Caliste HD	171
2.3.1. Calibration en énergie	171
2.3.2. Traitement individuel des pixels	172
2.3.3. Traitement conjoint des pixels éclairés simultanément.....	173

2.4. Dispositif de spectro-imagerie	175
2.5. Etude des performances en spectro-imagerie.....	176
2.5.1. Construction des projecteurs	176
2.5.2. Résultats expérimentaux	177
2.5.2.1. Apport du fenêtrage en énergie pour la réduction du bruit de fond ...	177
2.5.2.2. Apport du fenêtrage en énergie pour la séparation de radioéléments	178
2.5.2.3. Apport de Caliste HD pour la séparation de radioéléments émettant à des énergies proches.....	179
2.6. Etudes complémentaires	180
2.6.1. Reconstruction de points chauds situés dans la zone partiellement codée	180
2.6.2. Réduction du bruit de décodage	181
2.6.2.1. Impact de la géométrie du masque codé	181
2.6.2.2. Impact de l'algorithme de décodage	182
2.7. Bilan des essais du détecteur Caliste HD.....	182
CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES	183
BIBLIOGRAPHIE	187
LISTE DES FIGURES	195
LISTE DES TABLEAUX	205

INTRODUCTION GENERALE

La localisation des radioéléments émetteurs gamma constitue aujourd'hui un enjeu majeur pour l'industrie nucléaire. Plusieurs domaines sont directement concernés par cette problématique. Les opérations de démantèlement se déroulent ainsi souvent dans des environnements mal connus, dont il est nécessaire d'établir précisément la cartographie radiologique afin de définir des scénarios d'intervention optimisés du point de vue de la radioprotection (respect du principe ALARA¹). De telles cartographies sont également utilisées pour le balisage des zones contaminées suite à des accidents du type de celui survenu à Fukushima en 2011, et seraient nécessaires dans l'hypothèse de l'explosion de bombes sales. Les outils de localisation des radioéléments émetteurs gamma présentent par ailleurs un intérêt pour les services de Sécurité intérieure, qui réalisent des contrôles (véhicules, bagages, etc.) dans les zones de transit afin d'empêcher le transport illicite de matières radioactives. Dans le domaine de la gestion des déchets, les contrôles facilitent la prise en charge des fûts contenant des matières radioactives en permettant la mesure de la répartition de l'activité dans ces fûts et l'identification de ceux qui sont les plus irradiants. Enfin, la localisation des radioéléments émetteurs gamma est utilisée dans les centrales nucléaires pour des opérations de radioprotection courantes, telles que la pose de protections biologiques devant des points chauds situés par exemple au niveau des tuyauteries.

La revue rapide des applications qui vient d'être faite permet de mettre en évidence les différentes problématiques auxquelles sont confrontés les concepteurs d'outils de localisation de radioéléments émetteurs gamma. La première est la diversité énergétique de ces radioéléments : si l'américium 241, très souvent corrélé à la présence de plutonium, génère des photons de 60 keV, le cobalt 60, émettant des photons de 1,17 et 1,33 MeV, est un produit d'activation² fréquemment rencontré. La deuxième concerne les formes variées prises par les sources radioactives à localiser, qui peuvent être ponctuelles (sources encapsulées) ou étendues (dépôt de matière radioactive disséminé le long d'un tuyau). Enfin, une large gamme de débit de dose se doit d'être couverte dans le cadre des applications décrites, allant de quelques nSv·h⁻¹ jusqu'à plusieurs Sv·h⁻¹.

A l'heure actuelle, les outils de mesure de rayonnement les plus répandus sont les radiamètres. Ils permettent d'obtenir le débit de dose en un point donné. La cartographie radiologique d'une zone exige par conséquent de déplacer l'instrument sur tout le périmètre concerné, ce qui se traduit par un temps de mesure important. Il existe par ailleurs un risque non négligeable de passer à côté d'un point chaud. Les manipulations sont en outre réalisées par des opérateurs, qui se trouvent de ce fait fortement exposés aux radiations.

Les caméras gamma apportent des solutions à un certain nombre des problèmes posés par l'utilisation des radiamètres et constituent pour cette raison une alternative intéressante.

¹ *As Low As Reasonably Achievable*, soit, littéralement, « aussi bas que raisonnablement possible ».

² Les produits d'activation sont issus de l'irradiation neutronique des matériaux présents au sein des réacteurs nucléaires.

Elles autorisent en premier lieu une mesure déportée limitant l'exposition des opérateurs aux rayonnements. Elles disposent d'un large champ de vue, ce qui réduit le temps de mesure et minimise les risques de ne pas voir un point chaud. Enfin, grâce à la superposition d'une image visible avec l'image gamma, elles fournissent des résultats facilement interprétables par des non-experts.

Des caméras gamma sont actuellement disponibles dans l'industrie, telles par exemple que le système CARTOGAM, distribué par la société AREVA CANBERRA, ou le système RADCAM, développée par la société RMD. Bien que parfaitement fonctionnels, ces outils de mesure présentent un certain nombre de limitations : une masse importante (une quinzaine de kilogrammes au minimum), un déploiement difficile, ou encore une sensibilité (capacité à localiser une source en un temps donné) limitée pour les émetteurs gamma de basse énergie. Il est important de souligner que d'autres caméras gamma ont été récemment développées par des industriels (Toshiba, Hitachi) afin de répondre aux besoins urgents des intervenants sur le site de Fukushima. Leurs performances sont limitées du fait de la brièveté de leur développement, mais ces systèmes constituent néanmoins de bons indicateurs de l'intérêt actuel pour l'imagerie gamma.

Depuis plusieurs années, le CEA LIST développe dans le cadre des collaborations Medipix³ successives une caméra gamma baptisée GAMPIX, en cours d'industrialisation par la société AREVA CANBERRA. Ce système présente de nombreux avantages par rapport à l'existant industriel : masse réduite (2 kg), sensibilité améliorée, en particulier à basse énergie (gain de cinq décades à l'énergie de l'²⁴¹Am par rapport à la caméra gamma CARTOGAM), et simplicité de déploiement. Cependant, GAMPIX souffre encore de plusieurs limitations, dont la principale est l'absence d'information spectrométrique, qui rend impossible l'identification des émetteurs à l'origine du rayonnement gamma détecté. L'identification des radionucléides est pourtant déterminante pour une exploitation quantitative de l'information mesurée, puisque le débit de dose est estimé par une pondération du comptage suivant la nature du rayonnement et son énergie.

Le développement d'un spectro-imageur permettant d'assurer conjointement la localisation et l'identification des radioéléments émetteurs constitue la thématique de recherche de ces travaux de thèse. Le premier chapitre du mémoire sera consacré à une présentation des éléments de physique spécifiques nécessaires à la compréhension des résultats présentés dans la suite du manuscrit, et à la mise en perspective de nos travaux avec l'état de l'art. Les deuxième, troisième et quatrième chapitres seront ensuite dédiés aux trois axes de recherche majeurs autour desquels s'articule la thèse. Le premier axe concerne la mise en place d'un système de détection optimisé du point de vue de la spectrométrie. Les travaux s'appuient sur la puce de lecture Timepix hybridée à un substrat semi-conducteur actuellement intégrée à GAMPIX. Des aspects *hardware* relatifs à l'électronique de lecture sont traités. La calibration en énergie du détecteur est réalisée au moyen d'une méthode inédite. Enfin, des problématiques de dimensionnement sont abordées. Le deuxième axe porte

³ Les collaborations Medipix1 (terminée), Medipix2 et Medipix3 réunissent des instituts de recherche internationaux et se consacrent au développement de détecteurs à semi-conducteurs pixélisés.

sur l'intégration de l'information spectrométrique extraite du système de détection dans le traitement des données. Plusieurs algorithmes sont mis en œuvre et optimisés dans le but de comparer leurs performances. Enfin, le troisième axe comporte une dimension prospective. Il s'agit d'identifier d'autres détecteurs que celui actuellement intégré à GAMPIX susceptibles de prendre place dans des systèmes de troisième génération. Un prototype de spectro-imageur est réalisé pour l'un de ces détecteurs et les algorithmes mis en œuvre dans le deuxième axe sont utilisés pour le traitement des données.

CHAPITRE 1 : INTRODUCTION

Cette partie vise à définir le contexte du sujet de thèse et à présenter la caméra gamma GAMPIX sur laquelle s'appuieront principalement nos travaux de spectro-imagerie. Il existe aujourd'hui deux techniques d'imageries gamma permettant de localiser des sources radioactives dans l'environnement et ayant par ailleurs donné naissance à des systèmes industriels : l'imagerie Compton (1) et l'imagerie par masques codés (2). Nous examinerons successivement ces deux techniques et quelques-unes des réalisations industrielles associées. Ceci nous permettra de dégager les axes d'amélioration sur lesquelles s'est appuyé le développement de la caméra gamma GAMPIX (3).

1. Caméras gamma Compton

Le premier paragraphe de ce chapitre est consacré au principe de l'imagerie gamma Compton (1.1). Sa mise en œuvre historique dans des instruments de mesure est ensuite abordée (1.2), puis deux caméras gamma Compton actuellement commercialisées sont présentées (1.3). Ce cheminement aboutit enfin à une discussion sur les avantages et limitations des caméras gamma Compton (1.4).

1.1. Principe

Le principe de base de la localisation spatiale par une caméra gamma Compton est le suivant. Un photon incident d'énergie E_{inc} subit une diffusion Compton dans un premier détecteur appelé diffuseur. Il cède alors une partie de son énergie E_{rec} à un électron de recul et est dévié d'un angle β (figure 1-1). Le photon diffusé est arrêté par effet photoélectrique dans un second détecteur, dit absorbeur. Ces deux interactions (diffusion Compton dans le diffuseur et effet photoélectrique dans l'absorbeur) permettent de contraindre le lieu initial d'émission du photon sur un cône dont l'axe passe par les deux points d'interaction et dont l'ouverture est donnée par l'angle de diffusion β :

$$\beta = \cos^{-1} \left[1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_{rec}} - \frac{1}{E_{inc}} \right) \right] \quad 1-1$$

avec $m_e c^2$ l'énergie de masse de l'électron (511 keV). L'énergie de recul E_{rec} nécessaire au calcul de l'angle β est mesurée par le diffuseur. L'énergie incidente E_{inc} est quant à elle obtenue en sommant E_{rec} avec l'énergie du photon diffusé E_{diff} , égale à $E_{inc} - E_{rec}$. Pour localiser le lieu d'émission sur le cône, il faut soit disposer de plusieurs observations pour des angles de diffusion ou des énergies différents et procéder à des recouvrements de cônes (figure 1-2 et figure 1-3), soit connaître la direction de recul de l'électron, ce qui a fait l'objet de nombreuses recherches assez récentes (HALLOIN, 2003). Il est également possible d'avoir recours à des méthodes de reconstruction itératives de type *Maximum Likelihood Expectation Maximization* (MLEM) (COOK & al., 2006).

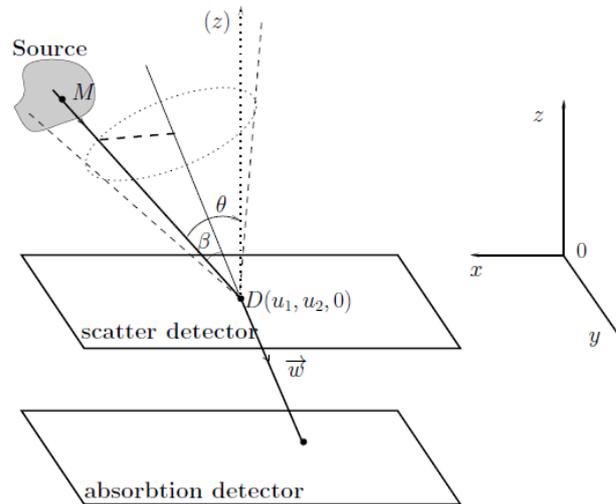


Figure 1-1 : Interactions successives dans un détecteur Compton (MAXIM & al., 2012).

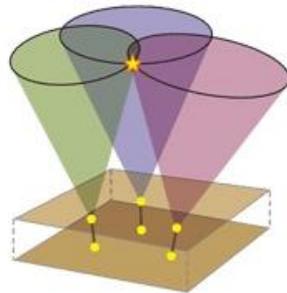


Figure 1-2 : Localisation de l'objet source par intersection de plusieurs cônes d'émission (CNRC, 2012).

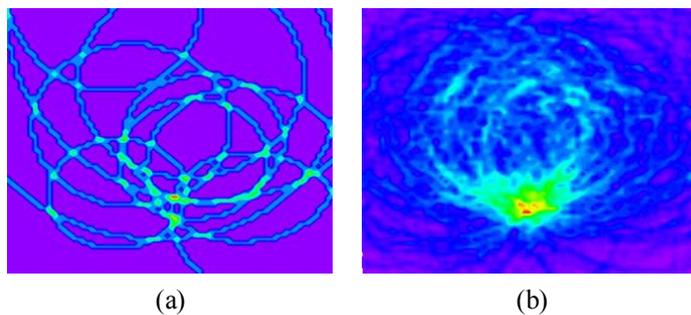


Figure 1-3 : Exemple d'intersections de cônes Compton après (a) 10 événements et (b) 300 événements.

Le choix des matériaux des détecteurs est déterminé par les interactions recherchées avec les photons : diffusion Compton dans le diffuseur et absorption photoélectrique dans l'absorbeur. La diffusion Compton est dominante autour de 1 MeV dans une bande d'énergie dont la largeur est d'autant plus grande que le numéro atomique Z du matériau diffusant est faible (figure 1-4) (LEBRUN & al., 2012). C'est pourquoi ce dernier est généralement léger : aluminium ($Z = 13$), silicium ($Z = 14$), germanium ($Z = 32$), etc. Pour éviter des confusions entre les interactions, il doit d'autre part se produire une seule diffusion Compton par photon incident dans le diffuseur. Ceci rend délicat le choix de son épaisseur : un détecteur trop mince n'est pas assez efficace, tandis qu'il se produit toujours plusieurs interactions dans un

détecteur trop épais. C'est pourquoi le diffuseur est parfois constitué d'un empilement de détecteurs suffisamment minces pour exclure intrinsèquement la possibilité d'une deuxième interaction dans le même détecteur (figure 1-5). Le nombre de couches peut, dans certains cas, être suffisamment important pour assurer une absorption complète et il est alors inutile d'ajouter un absorbeur. Lorsqu'il est requis, l'absorbeur est souvent constitué d'un matériau lourd : iodure de césium dopé au thallium ($Z^*^4 = 54$ (ALMAZ OPTICS)), tellure de cadmium ($Z^* \sim 50$ (CEVIK, 2008)). La capacité d'absorption augmente en effet avec le numéro atomique au détriment de la capacité de diffusion. Par ailleurs, les détecteurs doivent être sensibles à la position afin de fournir les coordonnées spatiales des interactions.

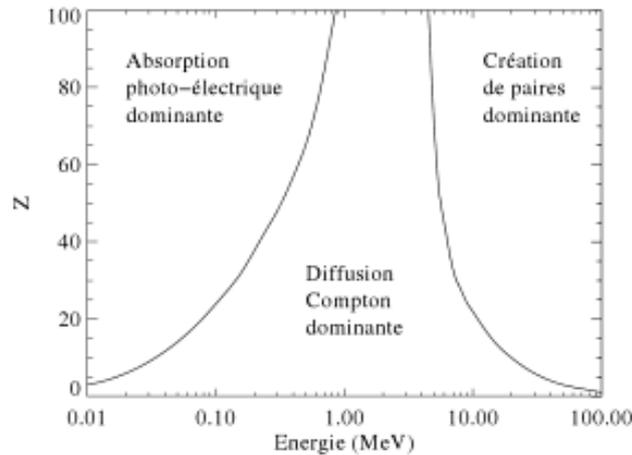


Figure 1-4 : Interactions dominantes en fonction de l'énergie des photons et du numéro atomique Z du matériau détecteur (LEBRUN & al., 2012).

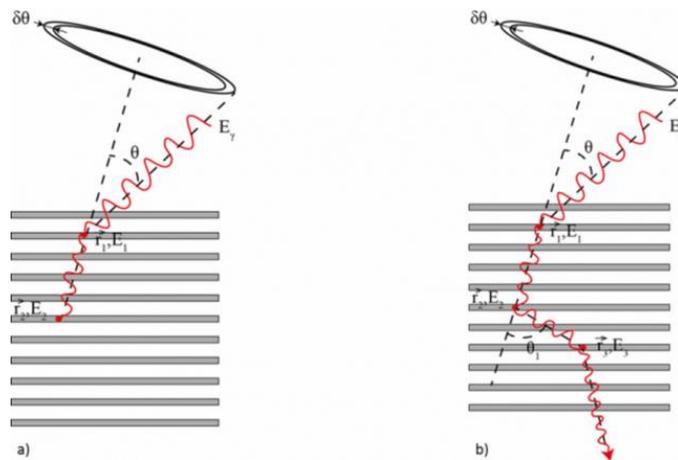


Figure 1-5 : Détecteur Compton utilisant un empilement de couches minces. Sont illustrés les cas (a) d'une diffusion Compton suivie d'une absorption photoélectrique et (b) de trois diffusions Compton successives sans absorption (UNIVEARTHS).

Des matériaux scintillants sont parfois utilisés pour les deux détecteurs : le diffuseur et l'absorbeur peuvent par exemple être constitués respectivement d'iodure de sodium dopé au thallium (NaI(Tl)) et de bromure de lanthane dopé au cérium (LaBr₃(Ce)). Le système est alors rendu sensible à la position par le couplage des scintillateurs avec un assemblage de

⁴ Numéro atomique effectif

photomultiplicateurs. D'autres configurations mêlent différents types de détecteurs, comme dans le cas où le diffuseur est un cristal semi-conducteur de silicium (Si) et l'absorbeur un scintillateur inorganique d'iodure de césium dopé au thallium (CsI(Tl)). Pour être sensible à la position des interactions, le détecteur à semi-conducteur se présente sous la forme d'une matrice. Enfin, les semi-conducteurs sont parfois préférés aux scintillateurs pour constituer l'absorbeur du fait de leur plus grande précision de localisation de l'interaction du photon diffusé avec le matériau détecteur (TAKEDA & al., 2015). Des configurations n'utilisant que des semi-conducteurs sont alors possibles. Un diffuseur en silicium (Si) peut par exemple être associé à un absorbeur en tellure de cadmium (CdTe) (TAKEDA & al., 2015). Cet assemblage est facile à justifier par le fait que la diffusion Compton devient l'interaction dominante dans le Si à partir de 50 keV, ce qui en fait un bon diffuseur sur une très large bande d'énergie autour de 1 MeV, tandis que c'est l'absorption photoélectrique qui domine dans le CdTe jusqu'à 300 keV.

Il existe une incertitude sur le lieu d'émission déterminé au moyen d'un détecteur Compton. En effet, pour chaque photon étudié, la résolution spatiale des détecteurs provoque une incertitude sur la direction de diffusion définissant l'axe du cône de localisation. Plusieurs facteurs conduisent par ailleurs à une incertitude sur l'angle de diffusion β constituant l'ouverture du cône. En premier lieu, la résolution en énergie des détecteurs est responsable d'une incertitude sur la mesure des énergies E_{rec} et $E_{rés}$. Celles-ci sont d'autre part souvent mesurées de manière incomplète du fait d'interactions multiples dans le diffuseur et d'un dépôt d'énergie partiel dans l'absorbeur. La géométrie du dispositif joue également un rôle puisque l'augmentation de l'épaisseur du diffuseur nuit à la résolution angulaire (SINGH, 1983). Enfin, il faut compter avec un élargissement Doppler dû au mouvement aléatoire des électrons liés avant diffusion (le silicium minimise cet élargissement Doppler et est donc particulièrement apprécié pour constituer le diffuseur) (LOJACONO, 2013). Il résulte de tous ces éléments une précision angulaire limite pour les caméras gamma Compton de l'ordre de $2,0^\circ$ à 1 MeV et de $1,5^\circ$ au-dessus de 4 MeV (HALLOIN, 2003).

1.2. Historique

Le premier à exploiter la diffusion Compton pour la localisation de photons est le munichois V. Schönfelder (*Institut für Extraterrestrische Physik*, Munich), qui conçoit un télescope sur ce principe en 1973 (SCHONFELDER & al., 1973). Ce télescope est opérationnel sur la gamme d'énergie comprise entre 1 MeV et 10 MeV. Il est construit autour de deux scintillateurs plastiques séparés d'1,20 m et offre un champ de vue de 30° et une résolution en énergie de l'ordre de 20 %. Les premières caméras gamma ont quant à elles été construites en 1977 par D. B. Everett (*National Institution for Medical Research London*, Londres) (EVERETT & al., 1977), suivies par celles de M. Singh (*University of Southern California*) en 1983 (SINGH, 1983). Dans les deux cas, elles sont dédiées à la médecine nucléaire. L'utilisation des caméras Compton s'est ensuite diversifiée vers les secteurs de l'industrie nucléaire et de la sécurité intérieure auxquels sont dédiées les caméras que nous présenterons plus en détail dans la section 1.3.

1.3. Systèmes actuellement commercialisés

Dans cette section, nous nous concentrons sur deux caméras gamma Compton actuellement commercialisées : ASTROCAM 7000HS (1.3.1) et Polaris-H (1.3.2). Ces deux systèmes résultent de stratégies de conception très différentes et leur confrontation (1.3.3) donne un aperçu de l'état du marché actuel.

1.3.1. ASTROCAM 7000HS

La caméra gamma ASTROCAM 7000HS est inspirée d'une technologie développée au Japon (entre autres à l'*Institute of Space and Astronautical Science*) depuis une dizaine d'années pour l'astrophysique (TAKEDA & al., 2006). C'est la première caméra Compton au monde à avoir été commercialisée, en mars 2013, par la société *Mitsubishi Heavy Industries, Ltd.* (MHI) (MATSUURA & al., 2014). Elle est principalement dédiée à l'industrie nucléaire et a notamment été utilisée pour valider la décontamination de zones situées à proximité de la centrale nucléaire de Fukushima.

Le système est composé de trois éléments :

- Le **corps** de la caméra (figure 1-6) est un parallélépipède de 44,5 cm de profondeur, 34,0 cm de largeur et 23,5 cm de hauteur, que sa masse d'une dizaine de kilogrammes rend facilement transportable (MATSUURA & al., 2014). Il contient les détecteurs, une caméra optique disposée à l'avant de ceux-ci, ainsi qu'un dispositif de refroidissement des détecteurs à une température de -5°C (WATANABE & al., 2005).
- L'**ordinateur (PC) d'acquisition** permet le pilotage de la caméra et l'acquisition des données.
- Enfin, l'**unité de contrôle** assure le lien entre les deux éléments précédents et surveille la caméra (température, alimentation, etc.).



Figure 1-6 : Le corps de la caméra gamma ASTROCAM 7000HS (TAKEDA & al., 2015).

L'une des spécificités d'ASTROCAM 7000HS est la modularité de son système de détection : dans la configuration de base, le diffuseur est constitué de quatre couches de 5 cm de côté et de 0,6 mm d'épaisseur de Si, et l'absorbeur de quatre couches de 5 cm de côté et de 0,75 mm d'épaisseur de CdTe. L'utilisateur souhaitant augmenter la sensibilité du système

peut toutefois superposer jusqu'à trente-deux couches de Si et huit couches de CdTe et placer des doubles couches de CdTe autour de l'empilement de Si (figure 1-7). Des microbandes sont déposées sur les deux faces des couches détectrices avec un pas de 250 μm afin de permettre la localisation des interactions.

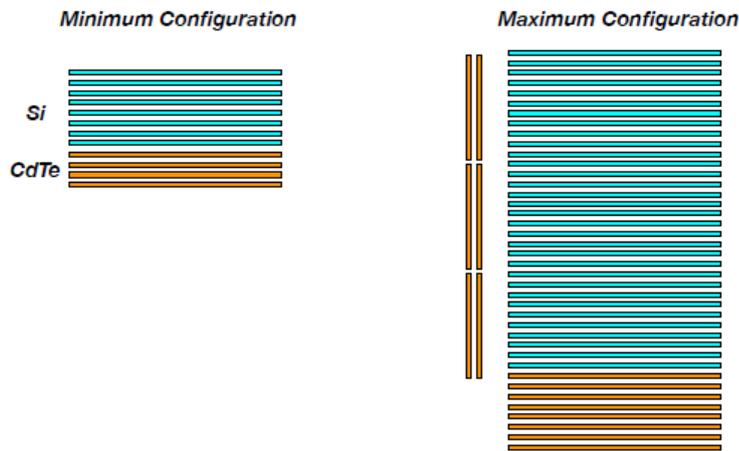


Figure 1-7 : Disposition des détecteurs dans la configuration de base d'ASTROCAM 7000HS puis dans la configuration la plus complète (TAKAHASHI & al.).

La caméra est fonctionnelle sur une gamme d'énergie allant de 100 keV à quelques MeV. Une limite aussi basse en imagerie Compton est obtenue grâce à l'utilisation de Si faiblement bruyant, de diodes CdTe Schottky⁵ et d'ASICs⁶ bas bruit. Le champ de vue est de 180° (figure 1-8) avec une variation de l'efficacité en fonction de l'angle (MATSUURA & al., 2014). Le choix du Si pour le diffuseur garantit une bonne résolution angulaire en minimisant l'élargissement Doppler (1.1). Celle-ci est ainsi de 5,4° à 662 keV, ce qui équivaut à une résolution spatiale d'1 m à 10 m de distance de la caméra. La résolution en énergie est de 2,2 % à 662 keV. ASTROCAM 7000HS possède une base contenant les signatures de douze radioéléments et offre donc un mode spectro-imageur permettant l'identification et la discrimination des radionucléides reconnus sur les images reconstruites (figure 1-9).

⁵ Une diode Schottky possède un seuil de tension directe très bas et un temps de commutation très rapide, ce qui la rend bien adaptée à la détection de signaux à haute fréquence. Elle est également appréciée pour sa capacité à laisser transiter de fortes intensités.

⁶ Un circuit intégré à application spécifique (*Application-Specific Integrated Circuit*) est un circuit électronique intégrant dans une puce unique tous les éléments actifs (susceptibles d'augmenter la puissance d'un signal) nécessaires à la réalisation d'une fonction donnée.



Figure 1-8 : Localisation de points chauds radioactifs sur le site de Fukushima avec ASTROCAM 7000HS (TAKEDA & al., 2015).

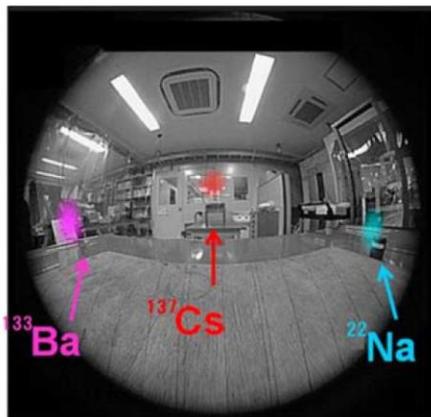


Figure 1-9 : Fonctionnement d'ASTROCAM 7000HS en mode spectro-imageur (MATSUURA & al., 2014).

1.3.2. Polaris-H

Le développement de la caméra gamma Compton Polaris-H a débuté en 1997 à l'université du Michigan, aux Etats-Unis (HE, 2014). Sa commercialisation est assurée depuis fin 2013 par la société H3D issue de l'université du Michigan. La caméra Polaris-H est dédiée à la localisation et à l'identification de sources radioactives au service de l'industrie nucléaire (maintenance, démantèlement, etc.) et de la sécurité intérieure.

Le corps de la caméra mesure 21 cm × 19 cm × 13 cm et a une masse de 4 kg, ce qui en fait un système peu encombrant, léger et facilement transportable. Le pilotage du dispositif et la visualisation des résultats sont réalisés au moyen d'une tablette, ce qui permet à l'utilisateur de s'éloigner du lieu de la mesure (figure 1-10). La caméra intègre un détecteur de 6 cm³ (2 cm × 2 cm × 1,5 cm) de tellure de cadmium et zinc (CdZnTe) refroidi servant à la fois de diffuseur et d'absorbeur. Ceci est rendu possible par son épaisseur et par la présence d'une fonction de datation des événements survenus dans le détecteur.

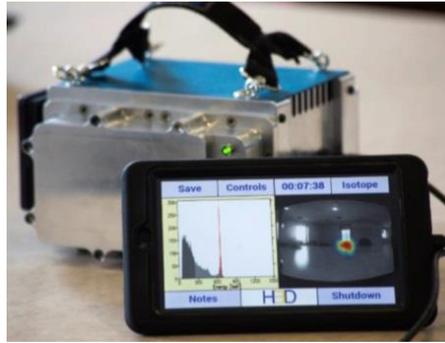


Figure 1-10 : Le corps de la caméra gamma Polaris-H et la tablette servant d'interface (POLARIS-H_1, 2014).

La caméra Polaris-H couvre une gamme d'énergie allant de 250 keV à 1,5 MeV en imagerie et de 50 keV à 1,5 MeV en spectrométrie. Elle est donc inadaptée à la localisation d'émetteurs gamma basse énergie, tel l'américium-241 (60 keV) appartenant à la chaîne de désintégration du plutonium-241 et donc révélateur de sa présence. Elle est capable de reconstruire des sources ponctuelles ou étendues (figure 1-11). Les champs de vue optique et gamma sont respectivement de 179° et 360° . La résolution angulaire sur 360° est de 30° en temps réel et de 10° après traitement. La résolution en énergie à 662 keV (énergie du césium-137) est inférieure à 1,1 %. Enfin, la sensibilité de la caméra permet d'identifier en moins d'une minute et de localiser en moins de 5 minutes une source émettant des photons gamma de 662 keV avec un débit de dose au niveau de la caméra de 30 nGy/h (POLARIS-H_1, 2014). Afin de permettre leur identification, l'utilisateur peut enrichir la base de données avec les signatures caractéristiques d'autant de radionucléides qu'il le souhaite. Les images reconstruites peuvent alors ne faire apparaître que certains radionucléides choisis par l'utilisateur (figure 1-12). Polaris-H offre donc un mode spectro-imageur du type de celui que cette thèse vise à développer pour la caméra gamma GAMPIX.

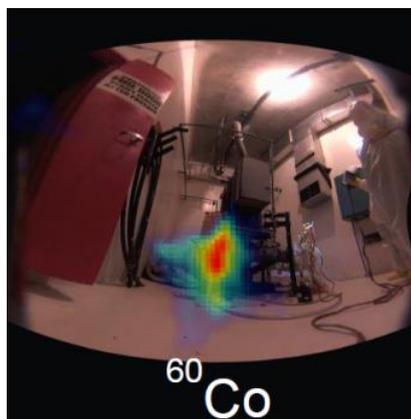


Figure 1-11 : Reconstruction d'un point chaud de cobalt-60 dans une centrale nucléaire américaine après 10 minutes d'acquisition (POLARIS-H_2, 2014).

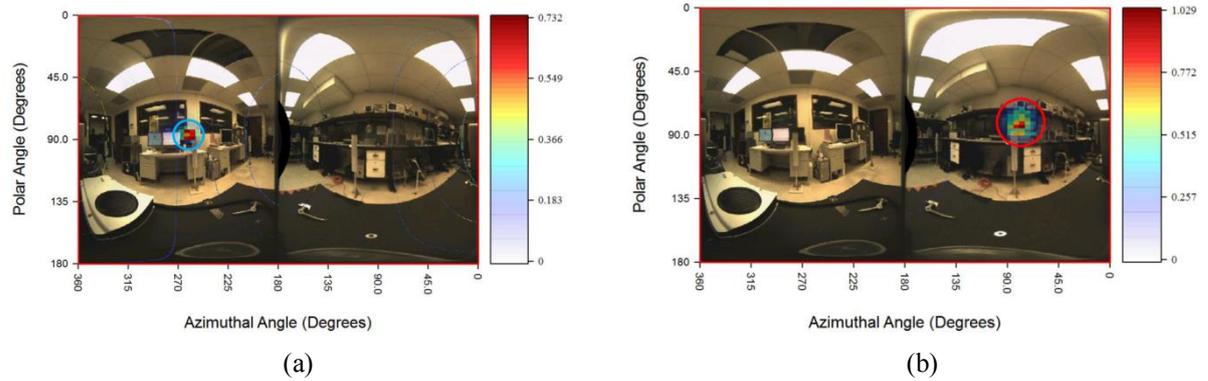


Figure 1-12 : Spectro-imagerie avec Polaris-H. (a) Fenêtre du ^{137}Cs et (b) fenêtre du ^{22}Na .

1.3.3. Comparatif

Le tableau 1-1 confronte les caractéristiques des caméras gamma ASTROCAM 7000HS et Polaris-H.

Caméra		ASTROCAM 7000HS	Polaris-H
Corps de la caméra	Dimensions (cm)	45 × 34 × 24	29 × 19 × 13
	Masse (kg)	~ 10	4
DéTECTEUR(s)	Matériaux	Diffuseur : Si Absorbeur : CdTe	CdZnTe (détecteur unique)
	Volumes de détection standard (cm ³)	Diffuseur : 120 Absorbeur : 75	6
Caractéristiques	Gamme d'énergie couverte	100 keV – quelques MeV	250 keV – 1,5 MeV
	Résolution en énergie à 662 keV (%)	2,2	< 1,1
	Champ de vue (°)	180	Optique : 179 Gamma : 360
	Résolution angulaire (°)	5,4	10
	Base de radionucléides pour le mode spectro-imageur	12	Illimitée et définie par l'utilisateur

Tableau 1-1 : Comparaison des caractéristiques des caméras gamma Compton actuellement commercialisées ASTROCAM 7000HS et Polaris-H.

1.4. Avantages et limitations

L'un des avantages principaux des caméras Compton réside dans leur large champ de vue, qui peut théoriquement atteindre 360° lorsque le même détecteur fait office de diffuseur et d'absorbeur, comme dans le cas de Polaris-H (1.2). La seule condition pour que les données soient analysées est en effet la survenue successive d'une diffusion Compton et d'une absorption photoélectrique dans le détecteur, quelle que soit la direction d'incidence des photons gamma. Ceci permet de limiter le blindage du détecteur (MATSUURA & al., 2014), réalisé avec des matériaux lourds (plomb, tungstène, etc.), et donc de minimiser la masse et l'encombrement des systèmes. L'absence de sélection sur la direction d'incidence des photons permet enfin d'atteindre une sensibilité estimée jusqu'à quinze fois supérieure à celle des caméras gamma à collimateurs qui seront abordées par la suite (2) par (COOK & al., 2006).

Au registre des inconvénients, les caméras Compton possèdent une résolution angulaire limitée par l'élargissement Doppler et les caractéristiques des détecteurs (nature, épaisseur, etc.). D'autre part, la diffusion Compton ne se produit qu'au-delà d'une certaine énergie, ce qui rend impossible la localisation des émetteurs gamma à basse énergie, la limite minimale étant généralement située autour de 100 keV. La détection de radionucléides émetteurs à plus basse énergie peut pourtant intéresser l'industrie nucléaire, l'américium-241 (60 keV) étant par exemple révélateur de la présence de plutonium. Par ailleurs, les données ne peuvent fournir une information pertinente pour la localisation de l'objet source que dans le cas d'un dépôt total d'énergie, ce qui impose d'utiliser une grande épaisseur de détecteur (un seul détecteur ou un empilement de détecteurs). Pour une localisation précise de l'émetteur, les détecteurs doivent en outre offrir une excellente résolution en énergie. Ces deux contraintes de volume et de performance induisent des coûts élevés. Des deux systèmes qui ont été présentés ici, seul Polaris-H est compétitif (de l'ordre de 100 k\$ fin 2014). La complexité des algorithmes à mettre en œuvre pour l'analyse des données basée sur la cinématique Compton peut également être soulignée (MATSUURA & al., 2014), tout comme le bruit généré par le processus de reconstruction (COOK & al., 2006).

2. Caméras gamma à masques codés

Cette deuxième partie est consacrée aux caméras gamma à masques codés. Le même cheminement que pour les systèmes Compton est adopté afin de permettre une comparaison à chaque étape. L'exposé du principe utilisé dans les caméras gamma à masques codés (2.1) est suivi d'un historique permettant de situer l'essor de cette technologie dans l'histoire de l'imagerie gamma (2.2). La présentation de deux systèmes actuellement commercialisés (2.3) aboutit enfin à une réflexion sur les avantages, limitations et axes d'amélioration (2.4) dont l'examen a été à la base du développement de la caméra gamma GAMPIX qui fera l'objet de la partie suivante (3).

2.1. Principe

Les caméras gamma à masques codés mettent en œuvre une technique d'imagerie par modulation spatiale. Les photons émis par un objet source projettent sur un détecteur le motif d'un collimateur placé entre la source et le détecteur. La direction de la source est calculée connaissant la structure du collimateur et l'ombre projetée (SKINNER & al., 1987).

La tête de détection est constituée de deux éléments principaux auxquels peut éventuellement s'ajouter un troisième (figure 1-13) :

- Le **collimateur** a pour fonction de sélectionner selon leur direction les photons émis par les sources radioactives sur 4π stéradians avant qu'ils n'arrivent sur le détecteur. C'est une plaque opaque aux rayons gamma sur la gamme d'énergie d'intérêt dans laquelle est percé au moins un trou laissant passer les photons. La nature, la géométrie et la position du collimateur conditionnent les performances de la caméra gamma.

- Le **détecteur** a pour fonction d'arrêter les photons qui lui parviennent. Il est donc conçu de sorte à maximiser la probabilité d'absorption photoélectrique sur la gamme d'énergie étudiée. Il est sensible à la position des interactions entre les photons et le matériau détecteur.
- Dans certains cas, un **blindage** est en outre disposé autour de toutes les faces du détecteur qui ne sont pas situées derrière le masque codé afin qu'aucun photon n'atteigne le détecteur sans avoir préalablement traversé le masque codé.

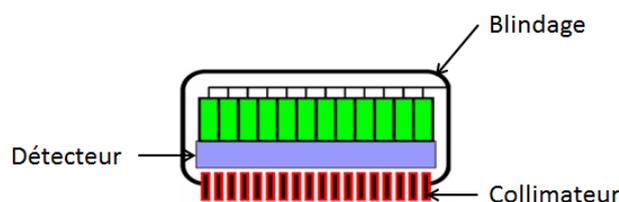


Figure 1-13 : Tête de détection d'une caméra gamma à masque codé (TPE).

2.2. Historique

La première caméra gamma utilisant un collimateur a été inventée par H. Anger (*University of California*) en 1957 (ANGER, 1958). Il s'agit en fait de la première caméra gamma toutes techniques confondues puisqu'elle est antérieure d'une vingtaine d'année à la première caméra gamma Compton (1.2). Appelée caméra d'Anger, elle est dédiée à la médecine nucléaire par laquelle elle est encore largement utilisée. Dans la version originale (figure 1-14), elle utilise un collimateur mono-trou (encore appelé sténopé ou *pinhole*). Le détecteur est un scintillateur inorganique d'iodure de sodium dopé au thallium (NaI(Tl)), apprécié pour son fort rendement lumineux, c'est-à-dire sa bonne efficacité de conversion entre l'énergie déposée par les photons gamma et la quantité de photons lumineux émis, auquel la géométrie du système garantit un large champ de vue. Ce détecteur est couplé au moyen d'un guide de lumière avec un assemblage de sept photomultiplicateurs qui convertissent les photons de scintillation en électrons. Une électronique analogique permet ensuite le calcul de la position par détermination du centre de gravité de la lumière collectée dans les photomultiplicateurs (RICARD, 2004).

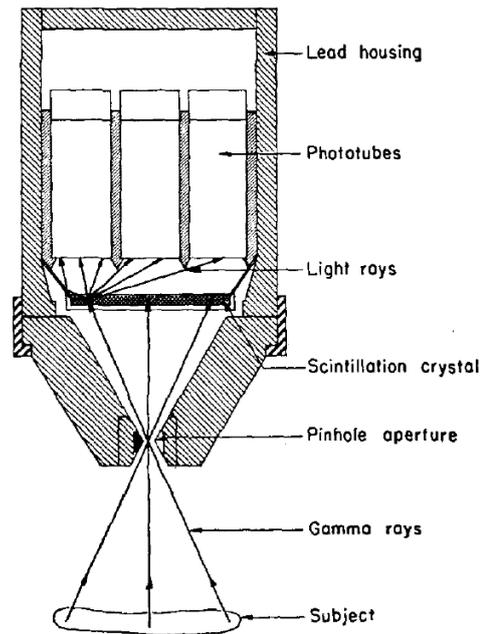


Figure 1-14 : Caméra d'Anger dans son état originel (ANGER, 1958).

Les caméras d'Anger ont connu de nombreuses évolutions. Aujourd'hui, le sténopé est remplacé dans la majorité des cas par un collimateur en plomb à trous parallèles hexagonaux de type LEHR (pour *Low Energy High Resolution*), appelé masque codé. Depuis les années 1990, les scintillateurs uniques couplés avec des assemblages de photomultiplicateurs sont remplacés par des scintillateurs pixellisés associés à des tubes photomultiplicateurs sensibles à la position⁷ (REDUS & al., 1994), par exemple de type multi-anode, ou par des réseaux de CsI(Tl) couplés à des photodiodes (HE & al., 1997). Lorsque des assemblages subsistent, les photomultiplicateurs sont souvent au nombre de quelques dizaines par caméra. Enfin, le traitement des données a fait l'objet d'une numérisation progressive.

Parallèlement à l'évolution des caméras gamma d'Anger basées sur des scintillateurs, des caméras gamma également destinées au domaine médical mais intégrant des détecteurs à semi-conducteurs ont été développées (MACCREADY & al., 1971; RICARD, 2004). Ces détecteurs présentent l'avantage de permettre une conversion directe des photons gamma en charges électriques. Les premiers semi-conducteurs utilisés (Ge) nécessitaient un important système de refroidissement, mais depuis quelques années le développement de substrats de CdTe ou de CdZnTe pixellisés ouvre la voie à une nouvelle génération de caméras gamma basées sur des détecteurs à semi-conducteurs et fonctionnant à température ambiante.

2.3. Systèmes actuellement commercialisés

Nous avons choisi de nous concentrer sur deux systèmes représentatifs des caméras gamma à masques codés actuellement sur le marché : RadCam (2.3.1) et CARTOGAM

⁷ *Position Sensitive Photomultiplier Tubes (PSPMTs)*

(2.3.2). Parmi les systèmes commercialisés, citons également la caméra GAMMAGAM de la société AIL et la caméra RadScan 800 de la société BIL Solutions.

2.3.1. RadCam

La camera gamma RadCam est industrialisée et commercialisée par la société américaine *Radiation Monitoring Devices Inc.* (RMD). Elle est spécialement dédiée à la détection de sources radioactives de faible intensité (WOODRING & al., 1999). Le corps de la caméra (figure 1-15) pèse 55 kg.



Figure 1-15 : Caméra gamma RadCam (RMD RadCam, 2010).

Deux collimateurs en tungstène de 80 mm² de surface active sont proposés : un sténopé et un masque codé. L'usage du sténopé est recommandé en cas de flux important de photons gamma, pour limiter l'éclairement du détecteur et éviter sa saturation. Du fait de la simplicité de l'algorithme de reconstruction associé, il permet en outre une localisation rapide des points chauds et est donc bien adapté à des applications d'imagerie pure (sans identification des radioéléments). Le masque codé est quant à lui dédié à des applications de spectrométrie pure (mesure d'un spectre gamma) ou de spectro-imagerie (affichage des points chauds compris dans une certaine gamme d'énergie). Il s'agit d'un masque de 5 mm d'épaisseur construit à partir d'un motif de type *Modified Uniformly Redundant Array* (MURA) de rang 19. Le rang du motif désigne le nombre d'éléments (trou ou plein) par dimension de l'espace : un motif de rang 19 est donc une matrice de 19 × 19 éléments. Afin d'imager des objets étendus, le motif de rang 19 a été répliqué quatre fois sur le masque codé de RadCam pour former une mosaïque de 38 × 38 éléments. RadCam offre par ailleurs une procédure de réduction du bruit de fond sans ajout de blindage (WOODRING & al., 2003), basée sur une propriété d'inversion des motifs MURAs de certains rangs par rotation. Le masque codé MURA et ses propriétés intrinsèques seront décrits dans la partie dédiée à la présentation de la caméra gamma GAMPIX qui intègre le même type de collimation (3.5).

Le détecteur intégré à RadCam, placé 6 cm derrière le collimateur, est un scintillateur inorganique d'iodure de césium dopé au sodium (CsI(Na)). A l'instar du NaI(Tl) utilisé dans la caméra d'Anger (2.2), le CsI(Na) est apprécié pour son fort rendement lumineux. Le scintillateur possède une surface active de 4 cm² et mesure 5 mm d'épaisseur. Son efficacité

de détection est de 80 % à 150 keV et de 25 % à 400 keV. Il est couplé à un tube photomultiplicateur sensible à la position de marque Hamamatsu.

Un capteur CCD⁸ placé au-dessus du système de détection gamma capture l'image visible à superposer à l'image gamma dans les applications d'imagerie. Après conversion des signaux analogiques issus du détecteur et du capteur CCD en signaux numériques, le traitement des données et la visualisation des résultats se font de manière déportée sur un ordinateur portable (figure 1-16).

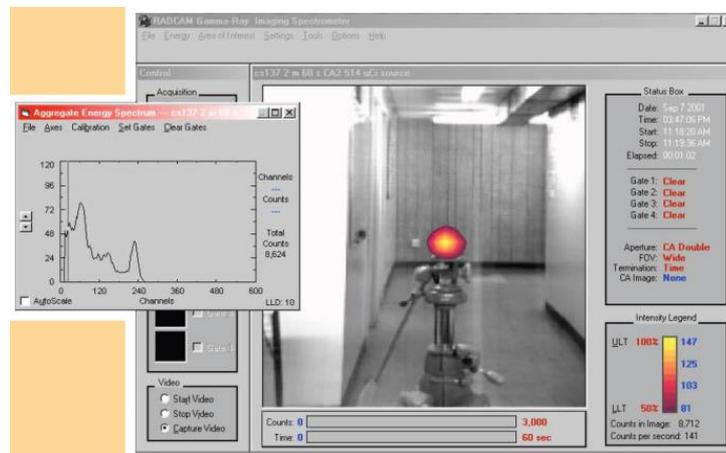


Figure 1-16: Exemple d'acquisition avec RadCam (RMD RadCam, 2010). Les fonctions de spectrométrie et d'imagerie sont illustrées.

RadCam couvre une bande d'énergie s'étalant de 30 keV à 1,5 MeV. Elle offre un champ de vue de 20° ou 40° et une résolution angulaire de 1° ou 2° en fonction de la distance séparant le masque codé du détecteur. La résolution en énergie est de 20,3 % à 122 keV, de 14,5 % à 511 keV et 13,7 % à 662 keV. Avec la procédure masque/anti-masque, une source de 1,6 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ émettrice à 662 keV située à 2 m de la caméra est localisable en une minute. Avec ses deux collimateurs, RadCam est capable de localiser des sources dont l'activité est comprise entre $3,7\cdot 10^4$ Bq et $3,7\cdot 10^{11}$ Bq. Elle propose un fenêtrage en énergie, permettant de ne visualiser que les points chauds compris dans une certaine gamme d'énergie, ainsi qu'un fenêtrage spatial, permettant de n'afficher que le spectre attaché à une fraction de l'espace.

2.3.2. CARTOGAM

Le CEA travaille depuis de nombreuses années à l'élaboration de solutions pour la localisation de la radioactivité sur site, notamment dans le cadre d'opérations de démantèlement. C'est dans ce but qu'a été développée à partir de 1993 la caméra gamma Aladin, associant au fur et à mesure de ses évolutions un dispositif d'imagerie gamma à base de scintillateur (CsI(Tl)), une sonde de débit de dose et un détecteur à semi-conducteur (CdZnTe) pour la spectrométrie (figure 1-17). Le système CARTOGAM (GAL & al., 2001),

⁸ CCD pour *Charge-Coupled Device*, ou en français « Dispositif à Transfert de Charge » (DTC). Ce capteur photographique pixellisé est le plus simple à fabriquer. Les photons lumineux sont convertis en paires électron-trou par effet photoélectrique, puis les électrons sont collectés au niveau de chaque photo-site (pixel) grâce à un puit de potentiel. Des variations horizontales de potentiel assurent enfin le transfert des charges vers un registre horizontal.

industrialisé par CANNBERRA à partir de 1995, est issu de ce système et de développements complémentaires réalisés par le CEA LIST (figure 1-18).



Figure 1-17 : Caméra gamma Aladin (MAHE, 2011).



Figure 1-18: Caméra gamma CARTOGAM (MUELLER, 2012).

Afin de faciliter d'éventuelles opérations de décontamination, les éléments constitutifs de la caméra CARTOGAM sont contenus dans un cylindre étanche en acier inoxydable de 37 cm de long et de 8 cm de diamètre extérieur. La masse totale du système est de 15 kg et CARTOGAM est ainsi la caméra gamma à masque codé la plus légère et compacte du marché.

Le collimateur est un sténopé dit *knife-edge*, ou à double cône, du fait de la forme en pointe prise par le bord des ouvertures (figure 1-19) qui présente l'avantage d'élargir le champ d'observation tout en améliorant l'uniformité de la réponse du collimateur. Ce sténopé de 20 mm d'épaisseur est réalisé en dénal⁹, un alliage à base de tungstène, tout comme le blindage de 15 mm d'épaisseur placé autour de la tête de détection pour empêcher les photons n'ayant pas été filtrés par le collimateur de parvenir sur le détecteur.

⁹ Le dénal est constitué en fraction massique de 90 à 97,5 % de tungstène, de 2 à 7 % de nickel, de 0 à 5 % de fer et de 0 à 5 % de cobalt.

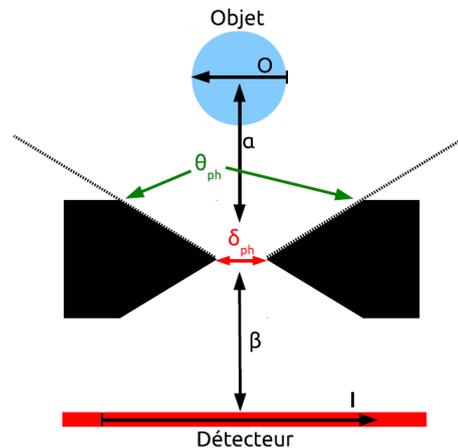


Figure 1-19 : Géométrie d'un sténopé *knife edge* (BENOIT, 2013).

Le système de détection est constitué de trois éléments principaux couplés par des réducteurs à fibre optique (figure 1-20) :

- Le **détecteur** est un scintillateur inorganique de CsI(Tl) de 42 mm de diamètre et de 2 ou 4 mm d'épaisseur présentant une surface d'entrée de 21 mm par 28 mm. Le CsI(Tl) est apprécié pour son pouvoir d'absorption et son rendement lumineux, supérieurs notamment à ceux du NaI(Tl) utilisé dans la caméra d'Anger (2.2), qui le rendent adapté à la détection des faibles intensités. Une version intégrant un détecteur en germanate de bismuth (BGO), moins sensible que le CsI(Tl), est également disponible pour les forts débits de dose. L'efficacité de détection du scintillateur de CsI(Tl) de 4 mm d'épaisseur est de 12,5 % à 662 keV et de 8,5 % à 1,25 MeV.
- L'**intensificateur d'image** comprend trois éléments en série : une photocathode, une galette de microcanaux et un écran au phosphore. Les photons de luminescence provenant du scintillateur sont convertis en électrons au niveau de la photocathode, puis le signal électrique est amplifié dans la galette de microcanaux avant que les électrons ne soient reconvertis en photons visibles dans l'écran au phosphore.
- Le **CCD** assure quant à lui une ultime conversion des photons en charges électriques.

Les conversions successives évoquées se font avec des rendements relativement faibles (de quelques pourcents à 30 %), ce qui a un impact direct sur la sensibilité de la caméra gamma.

Au moment de la capture d'une image visible, la partie centrale du collimateur est remplacée par une lentille optique. Les photons traversent alors le scintillateur (ce qui est rendu possible par l'utilisation de CsI(Tl)) et sont détectés, à l'instar des photons de luminescence, dans la photocathode de l'intensificateur. L'axe optique et l'axe gamma sont donc confondus, ce qui permet de s'affranchir des problèmes éventuels de parallaxe¹⁰. L'acquisition et le traitement des données sont réalisés par un ordinateur (PC) pouvant être déporté grâce à une liaison par câble jusqu'à 200 m de la tête de détection. Cette dernière est

¹⁰ La parallaxe désigne le déplacement de la position apparente d'un objet en raison du déplacement de l'observateur.

placée sur un trépied motorisé permettant de commander ses déplacements depuis le PC d'acquisition (système *Pan and Tilt*).

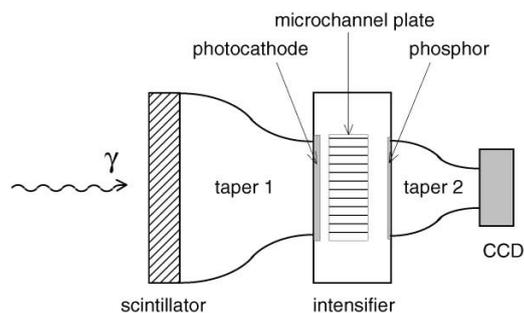


Figure 1-20 : Système de détection gamma et visible de CARTOGAM (GAL & al., 2001).

La caméra gamma CARTOGAM possède une dynamique en énergie allant de 50 keV à 2 MeV. Son champ de vue est de 30° ou de 50° selon le sténopé utilisé. La seconde configuration est la plus fréquente du fait du compromis qu'elle permet entre confort d'observation offert par un large champ de vue et résolution angulaire qui se dégrade avec l'élargissement de celui-ci. La résolution angulaire obtenue avec le scintillateur de 4 mm d'épaisseur avec un champ de vue de 50° est de 3,1° à 60 keV, de 4,6° à 662 keV et de 6,7° à 1,25 MeV. Le système supporte des débits de dose compris entre 1 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ et 500 $\text{mGy}\cdot\text{h}^{-1}$, correspondant à des flux de 100 à 5107 $\text{photons}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ à 662 keV. Il peut enfin être souligné que CARTOGAM ne propose pas de fonction spectrométrique ou de mode spectro-imageur.

Dans le cadre d'une collaboration avec l'institut russe Kourchatov, les sténopés ont été remplacés par des masques codés à motifs hexagonaux uniformément redondants (HURA pour *Hexagonal Uniformly Redundant Array*) (GMAR & al., 2004). Ces motifs ont été choisis du fait de leur large fraction d'ouvertures ($\sim 50\%$) qui garantit de bonnes performances avec des sources radioactives de faible intensité placées dans des environnements bruyants. Ils sont en outre antisymétriques par rotation de 60°, ce qui permet la mise en place d'un mode masque/anti-masque pour la réduction du bruit de fond. Deux masques en tungstène de rang 6 et de rang 9 avec des épaisseurs respectives de 12 mm et 6 mm ont été testés (figure 1-21). Ces masques fournissent respectivement des champs de vue de 26° et 27°. La résolution angulaire est améliorée par rapport à celle obtenue avec les sténopés, en particulier avec le masque de rang 9 à très haute énergie : une résolution de 2,6° est ainsi atteinte à 1,25 MeV avec ce masque contre 3,2° et 6,7° respectivement avec les sténopés 30° et 50°. Il a d'autre part été démontré que la sensibilité pouvait être augmentée d'un facteur 10 : une source de ^{137}Cs avec un débit de dose de 21 $\text{nGy}\cdot\text{h}^{-1}$ au niveau de la caméra a ainsi été détectée en 20 minutes. La figure 1-22 montre un exemple d'image gamma brute et d'image reconstruite d'une source de ^{137}Cs obtenue avec un masque de rang 6. Au cours de ces tests, une procédure visant à corriger la non uniformité de la sensibilité du détecteur liée la réponse de la photocathode et des coupleurs optiques a par ailleurs été mise en place.

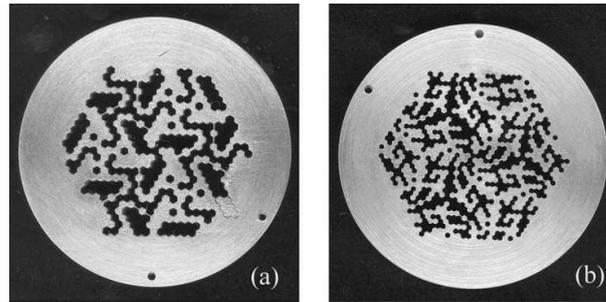


Figure 1-21 : Masques codés HURA de rangs (a) 6 et (b) 7 (GMAR & al., 2004).

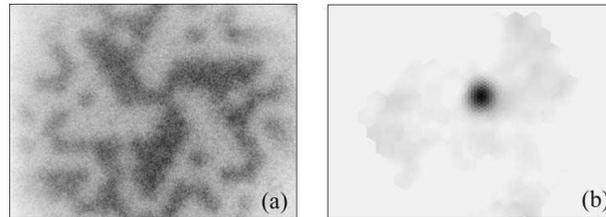


Figure 1-22 : (a) Image gamma brute et (b) image gamma reconstruite d'une source de ^{137}Cs obtenue avec un masque codé HURA de rang 6 et d'épaisseur 12 mm (GMAR & al., 2004).

2.3.3. Comparatif

Le tableau 1-2 est un comparatif des performances des caméras gamma RadCam et CARTOGAM.

Caméra		RadCam	CARTOGAM
Corps de la caméra	Dimensions (cm)	-	8 (D) × 37 (H)
	Poids (kg)	55	15
Détecteurs	Matériau	CsI(Na)	CsI(Tl)
	Volume de détection (cm^3)	4	20
Caractéristiques	Gamme d'énergie couverte	30 keV-1,5 MeV	50 keV-2 MeV
	Résolution en énergie à 662 keV (%)	13,7	-
	Champ de vue ($^\circ$)	18,3 ou 36,6	30 ou 50
	Résolution angulaire ($^\circ$)	1 ou 2	Entre 3,1 et 6,7
	Mode spectro-imageur	Oui	Non

Tableau 1-2 : Comparaison des caractéristiques des caméras gamma à masque codé actuellement commercialisées RadCam et CARTOGAM.

2.4. Avantages, limitations et axes d'amélioration

Les caméras gamma à masque codé offrent plusieurs avantages par rapport aux systèmes Compton :

- Contrairement aux caméras gamma Compton, elles sont aptes à détecter des sources radioactives émettant à **basse énergie**, du fait à la fois de l'efficacité des détecteurs et de la parfaite opacité des parties pleines des masques codés à ces énergies. La limite de détection est ainsi fixée à 30 keV pour RadCam contre 100 keV pour ASTROCAM 7000HS.

- Les caméras gamma à masques codés offrent par ailleurs une très bonne **résolution angulaire**, qui n'est déterminée que par les caractéristiques géométriques du masque codé (taille des trous, épaisseur) à partir du moment où la taille des ouvertures du masque est supérieure à celle des éléments de détection (pixels, etc.). Ceci diffère des systèmes Compton pour lesquels les caractéristiques des détecteurs (résolution en énergie, etc.) ainsi que des phénomènes physiques (effet Doppler) entrent en ligne de compte. La résolution angulaire atteint 1° pour RadCam contre $5,4^\circ$ pour ASTROCAM 7000HS.
- Un autre atout des caméras gamma à masque codé est leur **coût**, globalement beaucoup plus modique que celui des systèmes Compton. La raison principale en est la réduction du volume de détection du fait de l'utilisation d'un seul détecteur et de la possibilité de localiser la source même sans dépôt total d'énergie dans des applications d'imagerie pure (ce qui autorise à réduire l'épaisseur du détecteur). Le volume de détection est ainsi de 4 cm^3 pour RadCam contre 195 cm^3 pour Polaris-H.
- La simplicité de mise en œuvre des caméras ainsi que la simplicité des processus de décodage comparativement aux systèmes Compton peuvent également être citées. Le décodage repose en effet le plus souvent sur des méthodes d'intercorrélation de l'image formée sur le détecteur avec le motif du masque codé, ce qui est moins complexe que les méthodes basées sur la cinématique de la diffusion Compton et sur le recoupement des cônes d'émission.

Néanmoins, les systèmes d'imagerie à masque codé présentent plusieurs limitations :

- La première réside dans la nécessité d'un blindage pour empêcher les photons n'ayant pas préalablement traversé le masque codé de parvenir sur le détecteur. Ce blindage est réalisé dans un matériau lourd et augmente donc notablement le **pooids** des systèmes. La quantité de blindage nécessaire peut être réduite par l'utilisation de masques codés MURA ou HURA permettant d'appliquer une procédure masque/anti-masque pour la réduction du bruit de fond, comme dans le cas de RadCam et de CARTOGAM. Bien que le recours à cette procédure fasse de CARTOGAM la caméra gamma à masque codé la plus légère du marché, elle pèse toutefois 15 kg contre 4 kg pour Polaris-H.
- Le **champ de vue** des systèmes à masques codés est par ailleurs limité à 60° dans le meilleur des cas (MATSUURA & al., 2014). Il est déterminé entre autres par la distance séparant le masque codé du détecteur et s'élargit avec la diminution de cette distance. Ceci se fait toutefois au détriment de la résolution angulaire et nécessite donc l'adoption d'un compromis. Le champ de vue est d'autre part limité par l'autocollimation, sur laquelle nous reviendrons dans le paragraphe 3.5 et qui a pour effet de dégrader la sensibilité de la caméra avec l'ouverture angulaire. En d'autres termes, plus une source radioactive est excentrée par rapport à l'axe du dispositif, plus le temps nécessaire à sa détection augmente. Ce phénomène s'accroît lorsque l'épaisseur du masque codé augmente. A titre d'exemple, la caméra gamma CARTOGAM couvre un champ de vue de 50° contre 360° pour le système Compton Polaris-H.
- Il peut enfin être mentionné la présence d'un **bruit** lié aux photons passant à travers les zones pleines du masque codé, absent dans le cas des caméras gamma Compton avec

lesquelles tous les photons ayant déposé l'intégralité de leur énergie contribuent au signal utile.

Trois axes d'amélioration peuvent être tirés de l'examen des caméras gamma actuellement commercialisées :

- Le premier est la **portabilité**. L'utilisation de détecteurs à scintillation implique en effet plusieurs étages de conversion puisque, dans le cas le plus simple, les photons gamma à détecter sont d'abord convertis en photons de luminescence dans le scintillateur, ces derniers étant ensuite convertis en électrons dans le photomultiplicateur. Ce mode de fonctionnement pénalise la masse globale des systèmes.
- Le deuxième axe est la **sensibilité**, perfectible en particulier pour les basses énergies pour lesquelles les scintillateurs présentent des performances limitées. La gamme des basses énergies est pourtant particulièrement intéressante puisque c'est sur ce domaine que les caméras gamma à masques codés sont complémentaires des systèmes Compton.
- Enfin, des progrès sont possibles en termes d'**ergonomie**, les caméras gamma actuelles souffrant notamment d'une connectique complexe.

Le remplacement des scintillateurs par des détecteurs à **semi-conducteurs** constituerait une rupture technologique à même d'apporter des réponses aux axes d'amélioration précédemment énoncés :

- Les détecteurs à semi-conducteurs assurent en effet la conversion directe des photons gamma en charges électriques et rendent donc les étages de conversion inutiles, ce qui peut conduire à un gain significatif en termes de **portabilité**.
- Certains détecteurs à semi-conducteurs sont très performants à **basse énergie** et la sensibilité des caméras à ces énergies pourrait donc être augmentée de manière notable.
- D'autres bénéfiques peuvent par ailleurs être escomptés. La **résolution en énergie**, qui constitue un paramètre clé pour des applications de spectrométrie, atteint ainsi des limites physiques avec les scintillateurs. Or, environ dix fois plus de charges sont générées dans un détecteur à semi-conducteur que dans un système basé sur un scintillateur suite à l'interaction d'un photon. Cette grande quantité de charges est à même de minimiser le bruit qui entache la résolution en énergie dans le cas des scintillateurs. Le rapport entre le nombre de charges créées dans un détecteur à semi-conducteur et le nombre de charges générées par un système de détection basé sur un scintillateur augmente à basse énergie et le gain est donc principalement attendu en-dessous de 150 keV. Par ailleurs, l'émission isotrope des photons de luminescence dans les scintillateurs oblige à une limitation de l'épaisseur pour atteindre une résolution angulaire correcte, ce qui réduit la probabilité que l'énergie soit intégralement déposée et nuit donc à la résolution en énergie. Ce problème disparaît dans le cas des détecteurs à semi-conducteur dans lesquels les charges électriques générées sont canalisées par le champ électrique appliqué (EISEN, 1996; PEYRET & al., 1999).

3. La caméra gamma GAMPIX

La caméra gamma GAMPIX développée par le Laboratoire d'Intégration des Systèmes et Technologies (LIST) du CEA depuis 2007 met en œuvre la rupture technologique évoquée dans le paragraphe 2.4 en intégrant un détecteur à semi-conducteur. Ceci est rendu possible par l'accès à la famille des détecteurs pixellisés Medipix développée par l'Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire (CERN). La caméra GAMPIX est dite de deuxième génération par opposition avec les systèmes précédents dits de première génération. Le premier paragraphe de cette partie (3.1) donne les spécifications fixées pour GAMPIX qui déterminent le choix des briques technologiques la constituant. Ces briques sont ensuite décrites successivement : le substrat semi-conducteur (3.2) hybridé à une puce de lecture de la famille Medipix (3.3), le système d'acquisition (3.4), le masque codé (3.5) et les éléments complémentaires (3.6). Un paragraphe est ensuite consacré à l'algorithme de déconvolution utilisé (3.7). Les performances de la caméra et son positionnement au regard des systèmes actuellement sur le marché sont présentés (3.8) avant que ne soit abordé son industrialisation (3.10). Le dernier paragraphe expose enfin les marges de progression pour le système, ce qui constituera une ouverture sur le sujet de thèse (3.11).

3.1. Spécifications

Les spécifications pour la caméra gamma GAMPIX sont dictées par le souhait de pouvoir couvrir plusieurs domaines d'application : radioprotection, maintenance des installations nucléaires, démantèlement, gestion des déchets radioactifs, sécurité intérieure. Elles découlent également de la volonté de surmonter les limitations des systèmes existants listées dans le paragraphe 2.4, afin de présenter un potentiel important de valorisation industrielle. Un gain conséquent est ainsi attendu en termes de compacité et de légèreté : la masse ne doit pas dépasser 5 kilogrammes. La gamme d'énergie d'intérêt recouvre celle des caméras gamma de première génération, avec une éventuelle extension à basse énergie et une optimisation des performances dans cette gamme visant notamment à faciliter la détection du plutonium. Les hautes énergies ne doivent cependant pas être négligées puisque 80 % des expositions externes dans les centrales nucléaires françaises sont dues au ^{60}Co (1,17 MeV et 1,33 MeV) et au ^{58}Co (811 keV). Il faut donc que la caméra soit opérationnelle *a minima* sur la gamme d'énergie comprise entre 15 keV et 1,33 MeV. La mise en place d'un mode spectro-imageur étant envisagée, le système de détection de la caméra doit posséder une capacité spectrométrique. Pour que la mesure soit compatible avec les besoins d'une utilisation sur site, il est indispensable que le temps de traitement des données n'excède pas quelques minutes. La connectivité avec le PC d'acquisition et l'interface homme-machine doivent être pensées afin de permettre une utilisation par des opérateurs non experts. Dans le cadre d'une utilisation sur le terrain, la caméra gamma GAMPIX est exposée à de multiples manipulations (transport, déploiement, etc.). Il s'ensuit pour les composants et les assemblages la nécessité d'être suffisamment robustes pour résister à des chocs. La caméra gamma GAMPIX étant destinée à un transfert industriel, il est nécessaire de disposer de filières industrielles permettant l'approvisionnement des différentes composantes de ce système. Les briques utilisées doivent

enfin être intrinsèquement compatibles avec une diminution significative du coût du système final par rapport à l'existant industriel.

3.2. Le substrat semi-conducteur

Les différentes puces de lecture constituant la famille Medipix peuvent être hybridées à des substrats semi-conducteurs de silicium (Si), d'arséniure de gallium (AsGa) ou de tellure de cadmium (CdTe). Le tellure de cadmium et zinc, abrégé par CdZnTe, peut également être envisagé. Le choix du matériau est déterminé par les critères à satisfaire par la caméra gamma. Il doit en premier lieu permettre une mesure sur la gamme d'énergie d'intérêt pour l'industrie nucléaire s'étalant, pour simplifier, de 60 keV (^{241}Am) à 1,33 MeV (^{60}Co). Il doit par ailleurs offrir de bonnes performances spectrométriques. Ces deux spécifications exigent que le matériau possède un fort pouvoir d'arrêt des photons gamma, ce qui est garanti par un numéro atomique Z et une masse volumique ρ élevés et par une épaisseur suffisante pour arrêter une fraction significative de photons sur toute la gamme d'énergie d'intérêt. De bonnes performances spectrométriques ne peuvent par ailleurs être atteintes que si les charges générées suite à l'interaction d'un photon avec le matériau détecteur sont intégralement collectées. Dans le cas contraire, des traînes apparaissent sur les pics du côté des basses énergies. La collecte est optimale lorsque la mobilité μ et la durée de vie τ des porteurs de charge dans le matériau sont élevées : on cherche donc à maximiser le produit $\mu\tau$. Les propriétés de transport des charges μ et τ sont essentiellement affectées par la présence d'impuretés ou de lacunes dans le matériau, qui constituent des pièges pour les porteurs de charge. Il faut donc être attentif à la qualité cristalline du matériau.

Les performances spectrométriques dépendent également de la qualité du signal généré par intégration de la charge induite sur une électrode de collecte : le signal doit être le plus intense et le moins bruyant possible. L'intensité dépend de la quantité de charge induite sur les électrodes par un photon absorbé. Elle est d'autant plus importante que l'énergie de création de paires électron-trou E_p , ou énergie d'ionisation, est faible. L'énergie d'ionisation est supérieure à la largeur de la bande interdite E_g (*energy gap*) que les électrons traversent pour passer de la bande de valence à la bande de conduction. La largeur de la bande interdite constitue cependant un indicateur de la facilité à ioniser des atomes dans le matériau semi-conducteur. Le bruit est quant à lui induit pour une large part par le passage d'électrons dans la bande de conduction en l'absence de stimulation par les photons à détecter. La capacité du matériau à s'opposer à la circulation d'un courant électrique, et en particulier au courant d'obscurité¹¹, est caractérisée par sa résistivité R dépendant de la mobilité μ des porteurs de charge, de la largeur E_g de la bande interdite et de la température T . Le courant d'obscurité est en effet tel que :

$$I_c \propto \exp\left(\frac{-E_g}{2kT}\right) \quad 1-2$$

¹¹ Le courant d'obscurité est le courant électrique résiduel en l'absence de stimulation par des photons à détecter.

avec k la constante de Boltzmann¹². Il est donc minimisé lorsque le détecteur possède une large bande interdite et qu'il est utilisé à basse température. Le choix de la largeur de la bande interdite résulte donc d'un compromis entre intensité du signal induit et faible courant d'obscurité. La maximisation du produit $\rho\mu\tau$, qui garantit à la fois la collecte complète des charges et un courant d'obscurité limité, sera recherchée.

La caméra gamma devant être portable, c'est-à-dire légère et compacte, les semi-conducteurs nécessitant un système de refroidissement à l'azote liquide, lourd et encombrant, sont écartés. Enfin, pour que le semi-conducteur puisse être intégré à un système industriel de coût modéré, il faut qu'un volume limité suffise à la détection des photons dans la gamme d'énergie d'intérêt et qu'il puisse être fabriqué avec de bons rendements. La croissance du matériau doit donc être maîtrisée pour permettre l'obtention de larges volumes avec une bonne qualité cristalline. Le tableau 1-3 présente les valeurs des paramètres qui ont été évoqués dans les paragraphes précédents pour les matériaux pouvant être hybridés aux puces de lecture de la famille Medipix, auxquels a été ajouté le germanium (Ge) à des fins de comparaison.

Matériau	Z	ρ (g·cm ⁻³)	E_p (eV)	E_g (eV)	μ (cm ² ·V ⁻¹ ·s ⁻¹)		τ (μs)		R à 300 K (Ω·cm)	Refroidissement	Qualité cristalline
					e ⁻	Trous	e ⁻	Trous			
Si	14	2,33	3,62	1,11	1350	480	20	20	10 ⁶	Eventuel	Bonne
Ge	32	5,32	2,96	0,67	3900	1900	20	20	50	Oui	Bonne
AsGa	33, 31	5,35	4,51	1,45	8500	400	9·10 ⁻³	10 ⁻²	10 ⁷ -10 ⁹	Non	Bonne
CdTe	48, 52	6,06	4,43	1,47	1000	80	1	1	>10 ⁹	Non	Moyenne
CdZnTe	48, 30, 52	6,00	4,64	1,50	1050	50 à 80	3	0,1	>10 ¹⁰	Non	Difficile à usiner dans de larges volumes

Tableau 1-3 : Caractéristiques de différents matériaux semi-conducteurs : le silicium (Si), le germanium (Ge), l'arséniure de gallium (AsGa), le tellure de cadmium (CdTe) et le tellure de cadmium et zinc (Cd_{0,9}Zn_{0,1}Te).

Le faible numéro atomique du Si lui confère une efficacité de détection très limitée au-delà de quelques dizaines de keV. Ceci est accentué par l'épaisseur de 300 μm qu'ont dans la plupart des cas les substrats de Si hybridés aux puces de la famille Medipix. La figure 1-23 présente l'évolution de l'efficacité en fonction de l'énergie avec cette épaisseur de Si dans le cas d'un détecteur Amptek (courbe bleue). L'utilisation de ce matériau est donc incompatible avec les spécifications de GAMPIX. En outre, du fait de sa faible énergie d'ionisation, un système de refroidissement à l'azote liquide en contradiction avec la portabilité du système est recommandé. L'AsGa possède également une faible efficacité qui ne peut être compensée par l'augmentation de l'épaisseur du détecteur. L'épaisseur utile dans l'AsGa n'excède en effet pas 500 μm environ, ce qui correspond à l'épaisseur des substrats hybridés aux puces de la famille Medipix. Les performances spectrométriques de l'AsGa sont par ailleurs limitées par la faible durée de vie des électrons dans le matériau que ne compense pas leur très bonne mobilité.

¹² La constante de Boltzmann peut être entendue comme le facteur de proportionnalité entre la température d'un système et son énergie thermique et vaut environ $1,3806 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$.

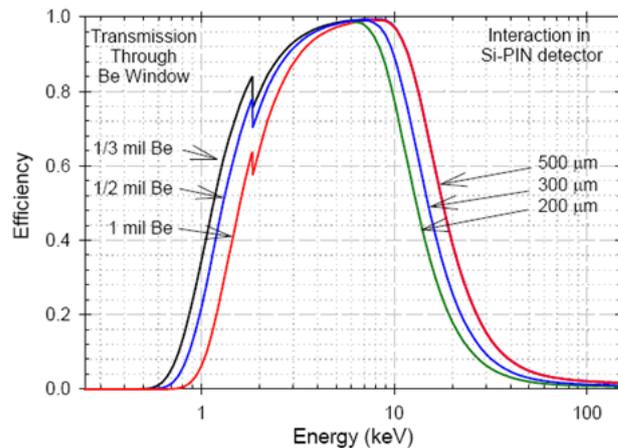


Figure 1-23 : Evolution de l'efficacité de détecteurs de 200, 300 et 500 μm de Si en fonction de l'énergie (AMPTEK).

Les substrats de CdTe, ou éventuellement de CdZnTe, hybridés aux puces de la famille Medipix ont des épaisseurs de 1 ou 2 mm. Du fait du numéro atomique et de la masse volumique élevés de ces matériaux, ceci assure la couverture de la gamme d'énergie d'intérêt. La figure 1-24 montre l'évolution de l'efficacité en fonction de l'énergie avec un détecteur Amptek constitué d'1 mm de CdTe. L'efficacité de détection est de 100 % entre 10 keV et 50 keV, puis décroît jusqu'à 2,5 % environ à 1 MeV. A titre de comparaison avec les matériaux précédemment évoqués, il faut 5 mm de CdTe pour arrêter 85 % de photons incidents de 140 keV, contre 15 mm de Ge et 55 mm de Si (GUERIN, 2007). Dans un détecteur non pixellisé de CdTe ou de CdZnTe, les performances spectrométriques sont limitées par le contraste observé entre la fraction de charges négatives et positives piégées dans le substrat dont témoigne la figure 1-25. Ce contraste provient de la qualité cristalline limitée des matériaux, qui se traduit par la présence de défauts intrinsèques, essentiellement des lacunes de Cd, responsables du piégeage des trous au cours de leur migration dans le détecteur. La charge induite sur les électrodes est par conséquent due majoritairement aux électrons. La dégradation des performances spectrométriques se manifeste sur les spectres en énergie par des traînées vers les basses énergies (GROS D'AILLON, 2005). La segmentation de l'anode en petits pixels, comme dans le cas de Medipix, permet néanmoins de surmonter ce problème en réduisant la dépendance entre la profondeur d'interaction et la charge induite (BARRET & al., 1995; MANACH, 2005). Le CdTe est ainsi à même de fournir des performances spectrométriques que seul le CdZnTe et le Ge peuvent atteindre dans des volumes de détection similaires (pour donner une idée des performances, une résolution de 0,5 % a été mesurée à 662 keV avec un détecteur CdZnTe pixellisé (KAYE, 2012)). Le CdTe possède par ailleurs une résistivité élevée permettant un fonctionnement à température ambiante et donc une optimisation de la portabilité.

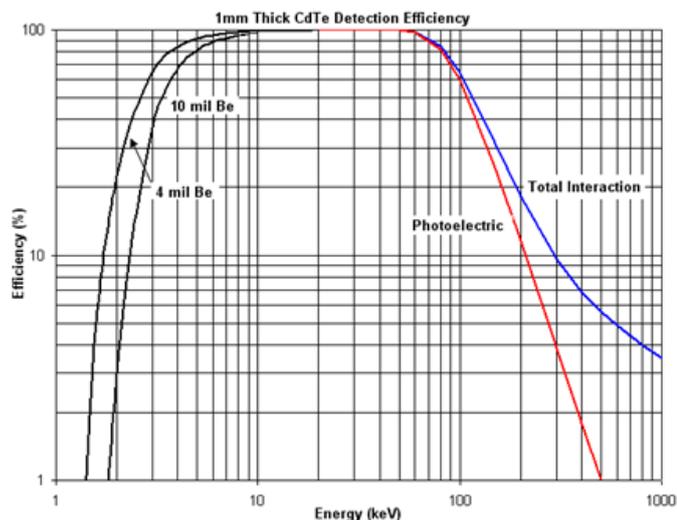


Figure 1-24 : Evolution de l'efficacité d'un détecteur de 1 mm de CdTe en fonction de l'énergie (AMPTEK).

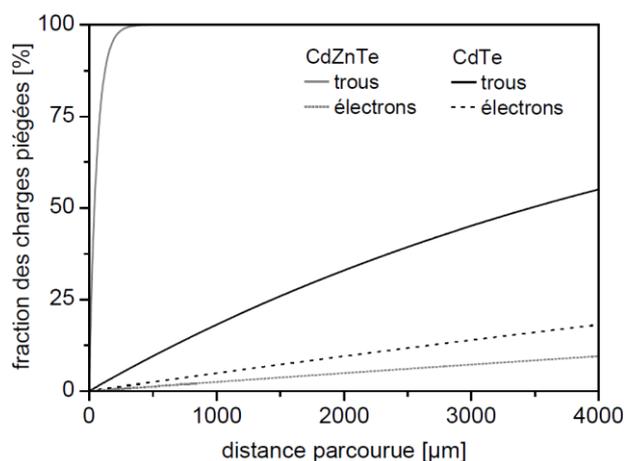


Figure 1-25 : Fraction des charges piégées en fonction de la distance parcourue dans des substrats de CdTe et de CdZnTe. Le champ électrique appliqué est de $1 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ (MANACH, 2005).

Le CdZnTe partage l'essentiel des propriétés du CdTe. La modification la plus intéressante consiste en un élargissement de la bande interdite se traduisant par une augmentation de la résistivité (MANACH, 2005). Pour nos applications, la meilleure résistivité du CdZnTe ne présente toutefois pas d'intérêt majeur, notamment parce que les puces de la famille Medipix disposent d'une fonctionnalité de compensation du courant de fuite. Le CdZnTe présente par ailleurs des problèmes d'homogénéité (il est fortement polycristallin et intègre des défauts macroscopiques) imposant une stricte sélection des cristaux. Il est également plus fragile que le CdTe et d'une maturité technologique moindre. Notons cependant que ces inconvénients sont en passe d'être surmontés (AMMAN & al., 2009). Le seul avantage du CdZnTe est la possibilité d'en obtenir de plus grandes épaisseurs que de CdTe. Néanmoins, les spécifications de GAMPIX imposent de se préoccuper de la solidité globale du système, qu'un substrat trop épais pourrait mettre à mal en exerçant de fortes contraintes sur l'hybridation. C'est pour tenir compte de ces contraintes et au vu de tous les arguments énoncés précédemment que le choix pour GAMPIX se porte finalement sur un substrat d'1 mm d'épaisseur de CdTe.

Afin que la caméra gamma permette la reconstruction des sources radioactives dans l'espace, le détecteur doit posséder une capacité de localisation des interactions. Il peut pour cela adopter une structure en microbandes, qui présente cependant l'inconvénient de limiter le taux de comptage supporté par le détecteur (MANACH, 2005). C'est une structure en pixels qui a été retenue dans le cas des détecteurs de la famille Medipix. La taille standard des pixels est de $55 \mu\text{m}$ de côté et n'est pas compatible avec la juxtaposition de mini-détecteurs planaires qui ne peut se faire que dans des cas où la taille des pixels est très supérieure à quelques dizaines de micromètres de côté (MANACH, 2005). C'est donc une structure hybride dans laquelle un substrat plan est muni d'au moins une électrode pixellisée qui est retenue : on parle de détecteur monolithique pixellisé. Dans le cas du CdTe pixellisé, ce sont les électrons qui sont collectés, et c'est donc l'anode qui est segmentée. Un pixel détecteur est défini comme la zone d'intérêt entre une électrode anodique et la cathode. Outre le fait de permettre la localisation spatiale, la structure pixellisée possède un avantage sur la structure planaire en termes de bruit généré par le courant de fuite. En effet, dans le cas d'un détecteur pixellisé, chaque pixel ne collecte qu'une fraction du courant de fuite et le bruit par pixel est donc inférieur à ce qu'il serait avec un détecteur planaire (KAYE, 2012).

3.3. La puce de lecture

Les puces électroniques considérées pour la mise en œuvre de la caméra gamma GAMPIX appartiennent à la famille Medipix et sont développées par le CERN dans le cadre de collaborations internationales visant à développer des puces de comptage de photons X/γ et à mettre au point des détecteurs hybrides utilisant ces composants. L'atout principal de ces collaborations est le savoir-faire initial de l'équipe du CERN en matière de détecteurs pixellisés conçus pour les expériences de physique des particules. Certains des laboratoires membres des collaborations développent les interfaces nécessaires à l'utilisation des puces, et d'autres les utilisent pour des applications spécifiques requérant des mises en œuvre particulières. Les équipes se retrouvent dans les locaux du CERN lors de réunions bimestrielles pour discuter des travaux réalisés, exprimer les besoins et régler les questions administratives. Nous présentons ci-dessous les trois puces pouvant être envisagées pour GAMPIX, dont les principales caractéristiques sont résumées dans le tableau 1-4.

La puce Medipix1 a été conçue dans le cadre de la collaboration du même nom réunissant autour du CERN les universités de Fribourg, Glasgow, Naples et Pise (MANACH, 2005). La première version est sortie en 1997. Medipix1 est une puce de comptage (PCC pour *Photon Counting Chip*) réalisée dans une technologie SACMOS $1 \mu\text{m}^{13}$ offrant une densité de composants équivalente à celle d'une technologie CMOS $0,6 \mu\text{m}^{14}$ standard. Elle est

¹³ SACMOS pour *Self-Aligned Contact Complementary Metal Oxyde Semiconductor*. Pour la technologie CMOS, se reporter à la note 14.

¹⁴ La technologie CMOS (*Complementary Metal Oxyde Semiconductor*) est appliquée à la fabrication de composants électroniques (transistors, diodes, etc.). Elle a vu le jour en 1970 et est devenue depuis les années 1980 la technologie dominante pour la fabrication de circuits intégrés (blocs de silicium de quelques millimètres carrés à l'intérieur desquels sont inscrits des composants électroniques). En technologie CMOS, chaque étage est composé d'un couple de transistors MOSFET (transistor à effet de champ à grille métal-oxyde) N et P placés de

constituée de 4096 pixels (64×64) de $170 \mu\text{m}$ de côté. Chacun des pixels contient une chaîne complète de comptage des photons composée de 400 transistors. Une compensation du courant de fuite est réalisée par colonne. Par comparaison avec des systèmes d'imagerie plus classiques, Medipix1 offre une bonne résolution spatiale, un contraste élevé, une large échelle dynamique ainsi qu'une lecture numérique des données. La possibilité d'intégrer Medipix1 à un dispositif de cartographie gamma a été étudiée par M. Million dans le cadre d'une thèse soutenue en 1999 (MILLION, 1999). La puce présente toutefois la limitation de ne collecter que les charges positives, ce qui rend son utilisation incompatible avec le choix du CdTe qui a été fait pour GAMPIX.

La puce de comptage Medipix2 (figure 1-26) surmonte cette limitation en assurant la collecte des charges quelle que soit leur polarité. Elle a été conçue dans le cadre de la collaboration Medipix2 élargie à 15 partenaires, parmi lesquels le CEA. Elle est réalisée dans une technologie CMOS $0,25 \mu\text{m}$ et intègre 65536 pixels (256×256) de $55 \mu\text{m}$ de côté. Ces nouvelles dimensions rendent la puce compétitive en termes de résolution spatiale avec la plupart des systèmes d'imagerie existants. Chaque pixel forme toujours une chaîne indépendante de comptage et intègre 500 transistors. La compensation du courant de fuite est maintenant réalisée par pixel. Le comptage peut être effectué dans une fenêtre en énergie définie par l'utilisateur au moyen de seuils appliqués sur les impulsions en sortie des préamplificateurs de charge. Une autre nouveauté est la possibilité d'assembler plusieurs détecteurs, rendue possible par la réduction de la zone morte sur trois des côtés de la puce. Au cours de sa thèse, E. Manach a montré la compatibilité de la puce Medipix2 avec des applications d'imagerie gamma à destination des installations nucléaires (figure 1-27) (MANACH, 2005).

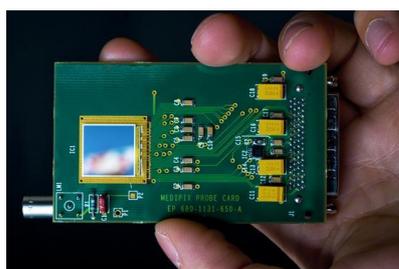


Figure 1-26 : Photographie de la puce Medipix2 placée sur une carte électronique de lecture et de support (CERN_1).

manière symétrique et réalisant chacun la même fonction. Du fait de leur caractéristique de fonctionnement inversée, un transistor est passant alors que l'autre est bloquant (ils sont donc complémentaires, d'où l'appellation *Complementary*). Cette technologie a pour avantage principal une faible consommation électrique puisque la dissipation d'énergie n'intervient qu'au moment des changements d'état des sorties. Elle n'offre en revanche qu'une rapidité limitée. La qualité de la gravure est déterminée par la dimension du plus petit motif qu'il est possible de graver, correspondant à la largeur de la grille du transistor MOS. Les gravures les plus fines intégrées à des appareils disponibles sur le marché sont aujourd'hui de 14 nm .

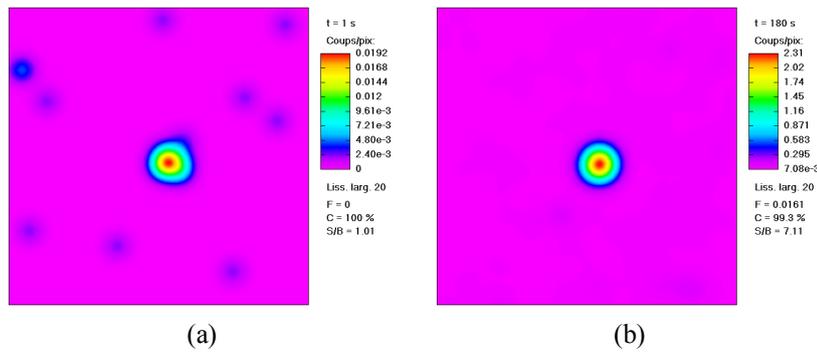


Figure 1-27 : Images d’une source d’²⁴¹Am émettant avec un débit de dose de 2,3 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ obtenues avec le système d’imagerie mis en place par E. Manach après (a) 1 s d’acquisition et (b) 180 s d’acquisition. Le collimateur possède une ouverture angulaire de 50° et le détecteur Medipix2 est hybridé à 1 mm de CdTe.

La puce Timepix est également réalisée dans le cadre de la collaboration Medipix2. Ses caractéristiques sont très proches de celles de la puce Medipix2, mais l’innovation consiste à introduire des modes de fonctionnement complémentaires du mode comptage, parmi lesquels le mode *Time over Threshold* (ToT), dont le principe sera décrit dans le chapitre 2 (chapitre 2, 1.3) et qui confère à la puce une capacité spectrométrique. Cette dernière faisant partie des spécifications pour GAMPIX (3.1), c’est la puce Timepix qui est retenue.

Puce	Medipix1	Medipix2	Timepix
Technologie	SACMOS 1 μm	CMOS 0,25 μm	CMOS 0,25 μm
Nombre de couches métalliques	2	6	6
Surface active	1,2 cm^2	2 cm^2	2 cm^2
Nombre de pixels	64 ²	256 ²	256 ²
Dimension d’un pixel	(170 μm) ²	(55 μm) ²	(55 μm) ²
Nombre de transistors par pixel	400	500	550
Profondeur du compteur d’un pixel	15 bits	13 bits	14 bits
Taux de comptage par pixel	2 MHz	1 MHz	1 MHz
Bit de dépassement	Non	Oui	Oui
Charges collectées	+	+/-	+/-
Compensation du courant de fuite	Par colonne	Par pixel	Par pixel
Seuil(s)	1	2	1
Seuil maximal	~ 15 ke^-	~ 50 ke^-	~ 50 ke^-
Ajustement des seuils	3 bits	3 bits par seuil	4 bits
Aboutable	Non	Sur 3 côtés	Sur 3 côtés
Capacité spectrométrique	Non	Non	Oui

Tableau 1-4 : Comparaison des caractéristiques des puces de lecture Medipix1, Medipix2 et Timepix.

La connexion électrique et mécanique entre le substrat semi-conducteur et la puce électronique Timepix (figure 1-28) est réalisée par la technique de la « puce retournée » (*flip chip*), proposée il y a une cinquantaine d’années comme alternative au câblage traditionnel (*wire bonding*) des circuits intégrés. Cette technique connaît un grand essor à l’heure actuelle du fait de la densité de connexions qu’elle permet : plusieurs dizaines de milliers de bosses avec un pas de l’ordre de 50 μm peuvent être juxtaposées. Ce procédé apporte par ailleurs un

gain par rapport aux techniques de câblage ordinaires en termes de performances électriques (les bosses assurent notamment une meilleure alimentation que les connexions *wire bond* qui se comportent comme des goulots (ELENIUS & LEVINE, 2000; PHIPPS)) et de fiabilité. Dans la plupart des cas, l'hybridation met en œuvre des microbilles (figure 1-29) constituées d'alliages métalliques (souvent à base de plomb et d'étain) qui doivent être portées à une température élevée (jusqu'à 450°C) afin de réaliser la soudure. Ceci est problématique dans le cas du CdTe, qui supporte difficilement des températures supérieures à 100°C. C'est pourquoi le choix du matériau se porte sur l'indium, lequel possède le double avantage de se souder facilement à lui-même à des températures relativement basses et de permettre la réalisation de pas d'interconnexion très petits (LOZANO & al., 2001). L'hybridation des détecteurs dont nous disposons au laboratoire a été réalisée par la *spin off* de l'université de Fribourg XIE.

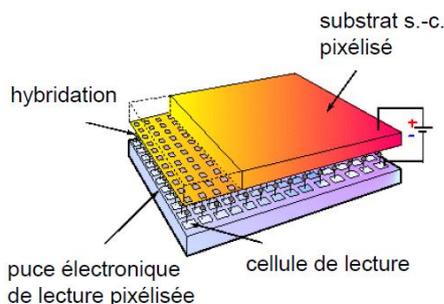


Figure 1-28 : Hybridation de la puce de lecture Timepix et du substrat semi-conducteur au moyen de microbilles d'indium (MANACH, 2003).

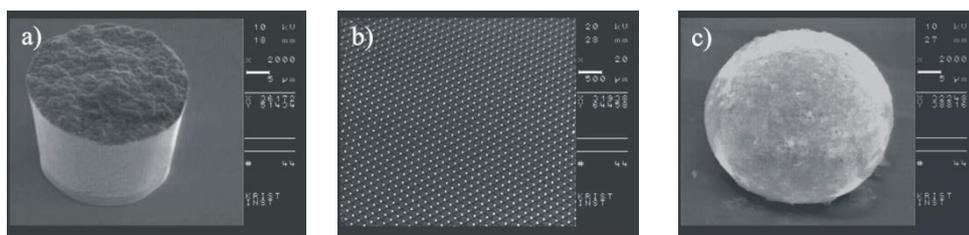


Figure 1-29 : Microbilles d'indium à différentes étapes de leur formation : (a) après dépôt sur la matrice et avant formation de la bosse, (b) aperçu d'une fraction de la matrice, (c) après formation de la bosse (FIEDERLE & al., 2004).

La puce Timepix possède une surface totale de 2,27 cm² (16120 μm × 14111 μm) (figure 1-30). La surface active, constituée par la matrice de pixels, occupe sa partie supérieure et s'étend sur 1,98 cm² (14080 μm × 14111 μm), soit 87 % de la surface totale. Au niveau de la matrice, 256 lignes de 256 ouvertures octogonales sont prévues pour les connexions par microbilles au substrat de détection. Le chaînage avec d'autres puces (*daisy chains*) est facilité par la minimisation de la zone morte sur les trois côtés entourant la matrice de pixels. La marge au-delà de la rangée de pixels la plus basse est de 31 μm et les composants de fonctionnement général (destinés à la génération de signaux de référence, à la programmation des pixels, à la lecture des valeurs, etc.) sont implantés dans cette partie basse, qui est en partie occupée par trois lignes d'ouvertures. La première, constituée de 256 bosses

de soudure, est utilisée pour relier l'anneau de garde¹⁵ du substrat semi-conducteur à la ligne de masse de la puce. Les deux autres, dites « serpents », sont destinées à tester l'hybridation. La partie basse de la puce contient également quatre zones de contacts par fil. L'une d'entre elles est composée de quatre contacts dédiés aux entrées et aux sorties des deux serpents (en gris moyen sur la figure 1-30). Deux autres, disposées de chaque côté de la puce, permettent son chaînage avec d'autres puces. Enfin, 117 contacts disposés sur une ligne tout en bas de la puce assurent les autres opérations d'entrées et de sorties. Par ailleurs, un fusible constitué d'un registre de 24 bits est placé sous la zone de contact relative aux serpents (il ne figure pas sur le schéma de la figure 1-30) pour permettre l'identification de la puce (position de la puce dans le *wafers* et numéro du *wafers*). La puce Timepix est réalisée dans une technologie CMOS 0,25 μm et est constituée de six couches métalliques de 0,25 μm d'épaisseur chacune.

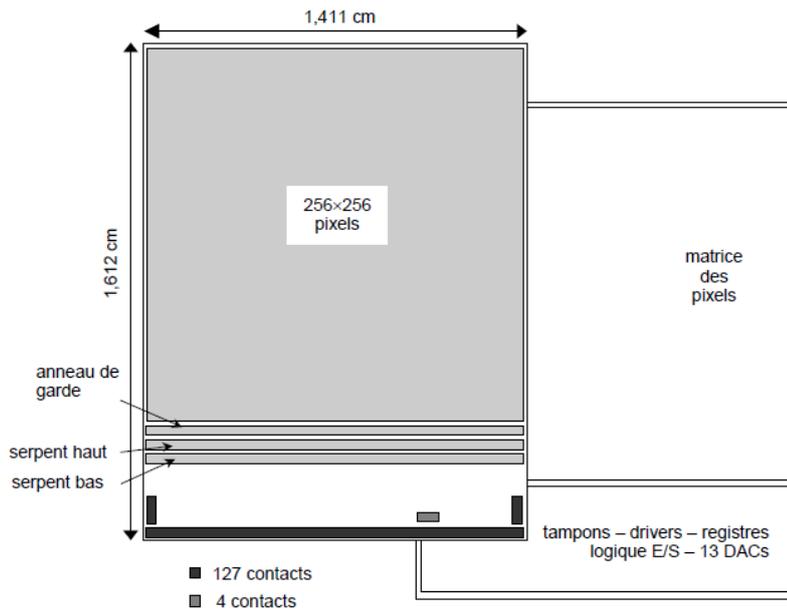


Figure 1-30 : Schéma de l'architecture de la puce Timepix (MANACH, 2005).

Comme il a été dit plus haut, chaque pixel de la surface active de la puce Timepix intègre une chaîne complète de mesure de photons et constitue donc une cellule de lecture autonome. Une chaîne de mesure est constituée de 549 transistors et contient une partie analogique (préamplificateur de charges et discriminateur) et une partie numérique (logique de synchronisation et registre à décalage) (figure 1-31). Le signal électrique induit sur l'électrode du substrat semi-conducteur est transmis via la microbille de connexion à l'entrée du bloc analogique. Un signal de test généré dans le circuit (en fonction de la valeur du bit de configuration *Test*) peut également être utilisé mais les puces Timepix que nous possédons au laboratoire n'intègrent pas cette fonctionnalité. Le signal électrique est mis en forme et

¹⁵ L'anneau de garde remplit deux fonctions. Il est d'abord destiné à limiter les éventuels courants de fuite issus des bords de découpe du cristal semi-conducteur. Il contribue d'autre part à redresser les lignes de champ électrique sous l'électrode principale afin de garantir une bonne collecte des charges. Ces lignes se courbent en effet à la périphérie d'un condensateur plan tel celui formé par le substrat semi-conducteur. L'anneau de garde permet de prolonger l'aire des plaques parallèles entre lesquelles se trouve le champ électrique et reporte ainsi les effets de bout au-delà de l'aire utilisée pour la détection (LEBEL, 2007; LOZANO & al., 2001).

amplifié par le préamplificateur de charge. L'amplitude du signal, qui est proportionnelle à la charge induite, est ensuite comparée à un seuil dans le discriminateur. Le résultat de la comparaison est transmis à la logique de synchronisation (abrégée par TSL pour *Timepix Synchronization Logic*), qui peut opérer dans cinq modes différents (figure 1-32) selon la valeur de trois bits de configuration (*P0*, *P1* et *Mask*) :

- Dans le mode **Timepix-1 hit**, le compteur est incrémenté de 1 s'il y a au moins une impulsion au-dessus du seuil sur la fenêtre d'acquisition.
- Dans le mode **Medipix** (mode Medipix2 sur la figure 1-32), le compteur est incrémenté de 1 à chaque impulsion passant au-dessus du seuil sur la fenêtre d'acquisition (*shutter*).
- Dans le mode **Timepix**, le compteur est continuellement incrémenté depuis le passage au-dessus du seuil d'une impulsion jusqu'à la fin de la fenêtre d'acquisition. L'objectif est de mesurer l'instant d'arrivée de la particule détectée (c'est pourquoi l'on parle également de mode ToA pour *Time of Arrival*).
- Dans le mode **Time over Threshold** (ToT) (mode CCD sur la figure 1-32), le compteur est continuellement incrémenté tant que l'impulsion est au-dessus du seuil. L'objectif est la mesure de la charge déposée dans le pixel.
- Enfin, dans le mode **masqué**, le pixel est inhibé. La partie numérique est pour cela isolée de la partie numérique.

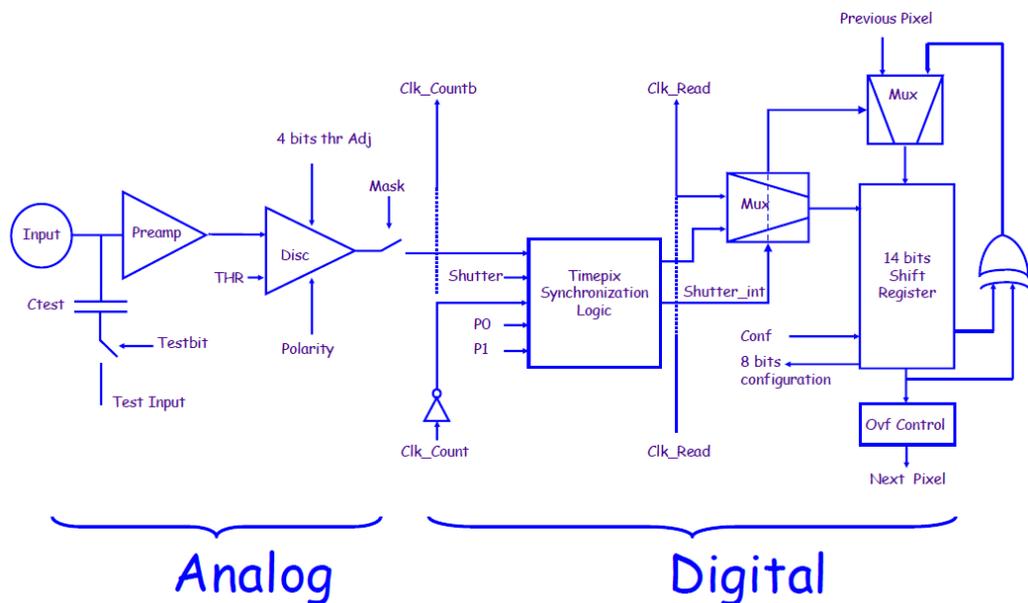


Figure 1-31 : Schéma bloc de l'électronique d'une cellule de lecture de la puce Timepix (LLOPART, 2006).

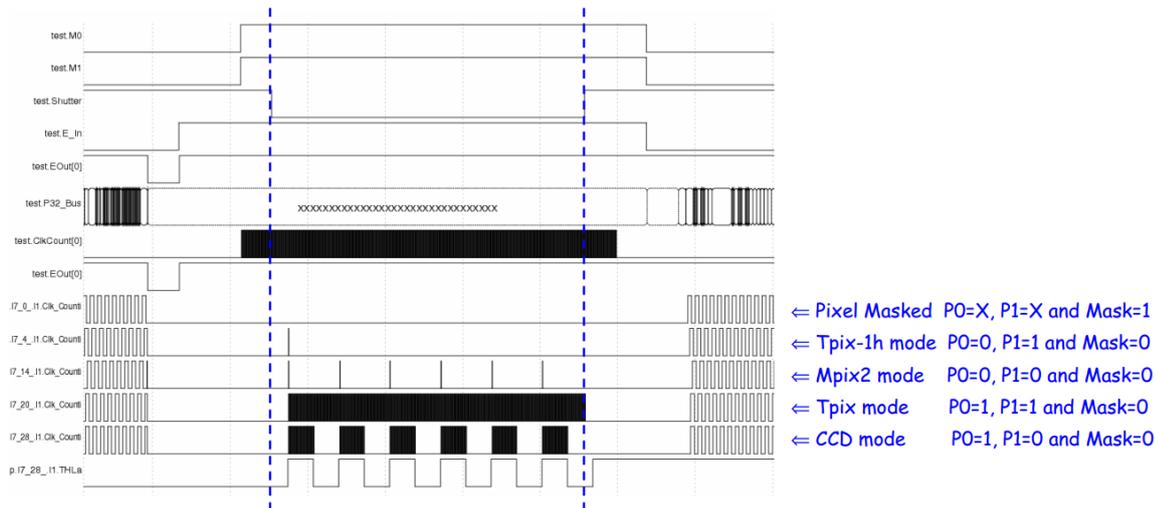


Figure 1-32 : Chronogrammes des signaux internes de la puce Timepix dans ses différents modes de fonctionnement (LLOPART, 2006).

Le registre de comptage possède une profondeur de 15 bits. Le quinzième bit sert d'indicateur pour le dépassement de capacité du compteur (bit d'*overflow*). Le reste du registre est apte à travailler selon trois modes déterminés par les valeurs du signal de *shutter* et du bit de dépassement :

- En mode **acquisition**, le registre est un compteur pseudo-aléatoire 14 bits avec une logique de contrôle de dépassement, comptant toutes les impulsions en provenance de la logique de synchronisation mais s'arrêtant lorsque le nombre d'impulsions excède 11810.
- En mode **entrées/sorties**, le registre à décalage lit les 14 bits du compteur. Dans ce cas, les registres sont chaînés par colonne de sorte à former des registres $256 \times 14 = 3584$ bits (figure 1-33) et les données migrent du haut vers le bas cadencées par une horloge externe.
- Les 8 bits de poids fort du registre à décalage peuvent enfin servir de registre de **configuration** du pixel afin d'ajuster le seuil de comptage du discriminateur (4 bits), d'injecter une impulsion de test à l'entrée du préamplificateur (1 bit), de masquer le pixel (1 bit) ou encore de sélectionner le mode de fonctionnement du pixel (2 bits).

La figure 1-33 est une représentation schématique de la logique d'entrées/sorties de la puce Timepix. Pour la lecture des données, le transfert depuis les registres à décalage chaînés s'effectue ligne par ligne à travers le registre à décalage rapide 256 bits de la puce, le *Fast Shift Register* (FSR). La lecture se fait en série via un port LVDS¹⁶ ou en parallèle via un bus

¹⁶ LVDS pour *Low Voltage Differential Signaling*, soit littéralement transmission différentielle basse-tension. Le LVDS est une norme de transmission de signaux électriques. La transmission s'opère sur une ligne symétrique, c'est-à-dire un groupe de deux conducteurs ayant exactement la même relation à la masse. C'est la différence de potentiel entre les deux conducteurs qui constitue le signal et c'est la raison pour laquelle il est question de signalisation différentielle. Le LVDS permet l'acheminement de signaux avec une fréquence élevée. La transmission des données se fait en série, c'est-à-dire après que les informations ont été découpées en morceaux de taille fixe.

CMOS¹⁷ de 32 bits. Dans le mode série, la transmission du FSR se fait bit par bit, à chaque coup d'horloge, à une fréquence de 100 MHz (KRAUS & al., 2011). Dans le mode parallèle, le contenu du FSR est transféré en 8 coups d'horloge sur le bus CMOS et la durée nécessaire à la lecture complète de la matrice est donc divisée par huit par rapport au mode série. Le système d'acquisition que nous utilisons (3.4) réalise une lecture en série à la fréquence de 5 *frames*¹⁸ par seconde. L'écriture des données (chargement du masque de configuration dans la matrice, initialisation des compteurs) dans les registres 14 bits associés aux pixels se fait en série via un second port LVDS. Les données sont transmises ligne par ligne aux registres 14 bits à travers le FSR. La partie basse de la puce contient par ailleurs 13 DACs¹⁹ de 8 bits (8 DACs de courant et 5 DACs de tension) configurables par l'utilisateur pour établir différents niveaux analogiques déterminant la valeur de paramètres communs à l'ensemble des pixels (seuil de comptage, etc.). Le port LVDS d'entrée et le FSR sont également utilisés pour la configuration de ces DACs. Mentionnons enfin la présence à proximité des DACs configurables d'un circuit de référence de tension de type *bandgap*²⁰ servant à générer les tensions et les courants dans les DACs.

L'électronique de la puce Timepix est capable de traiter des signaux d'induction électrique ayant une polarité négative ou positive. Dans le cas d'une hybridation avec un substrat de CdTe, les signaux à traiter ont une polarité négative. La consommation d'un pixel est de 13,5 μW environ lorsque l'horloge régissant le comptage possède une fréquence de 80 MHz.

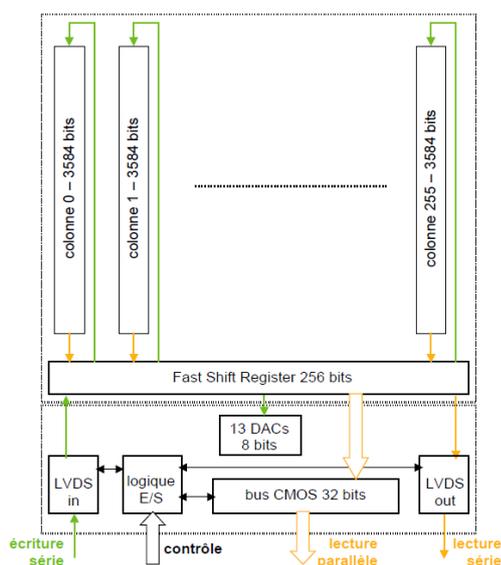


Figure 1-33 : Schéma de la logique d'entrées/sorties de la puce Timepix (MANACH, 2005).

¹⁷ Le CMOS représente ici non pas une technologie, comme c'était le cas dans la note 14, mais une norme de transmission de signaux électriques asymétrique, c'est la tension entre un conducteur unique et la masse qui constitue le signal. La communication se fait en parallèle, sans découpage préalable des données.

¹⁸ Une *frame* est le résultat d'une acquisition réalisée sur un intervalle de temps donné. Elle se présente sous la forme d'une matrice 256×256 et contient le comptage enregistré par chacun des pixels du détecteur.

¹⁹ DAC pour *Digital to Analog Converter*, soit convertisseur numérique- analogique en français.

²⁰ Appelée ainsi car délivrant généralement une tension de sortie de 1,25 V proche de la bande interdite théorique du silicium à 0 K (1,22 eV). Dans le cas de Timepix, la tension générée est de 1,16 V environ.

3.4. Le système d'acquisition

Le système d'acquisition des données à partir du détecteur Timepix est constitué de trois éléments (figure 1-34) :

- Le premier est la **carte électronique (PCB²¹) de lecture et de support** développée par le CERN sur laquelle est placé le détecteur. L'alimentation de la puce ainsi que la tension de polarisation du substrat semi-conducteur lorsqu'elle est positive transitent par cette carte. C'est pourquoi elle est munie d'un connecteur femelle VHDCI²² offrant une grande stabilité et préservant donc le système de toute fluctuation d'alimentation (VYKYDAL & al., 2006). Une entrée spécifique est par ailleurs prévue pour la polarisation négative du détecteur.
- La carte de lecture est reliée par l'intermédiaire du connecteur VHDCI à un **boîtier électronique d'interface** assurant la liaison entre la carte de lecture et le PC d'acquisition. Il existe deux familles d'interfaces. La première, baptisée MUROS pour *Medipix Universal Read-Out System*, a été développée aux Pays-Bas, au *National Institute for Subatomic Physics* (Nikhef) (BARDELLONI & al., 2001). Ce sont des boîtiers MUROS qui ont été utilisés par M. Million et E. Manach dans le cadre de leurs travaux de thèse évoqués précédemment (3.3). Ces boîtiers ont aujourd'hui été supplantés par ceux développés à l'*Institute of Experimental and Applied Physics* (IEAP) de la *Czech Technical University* (CTU) de Prague, dont le succès réside dans la simplicité d'utilisation offerte par la connexion USB²³ avec le PC d'acquisition. GAMPIX intègre un boîtier appartenant à la première génération développée à l'IEAP, baptisé *Medipix2 USB Interface* (PLATKEVIC & al., 2008) (VYKYDAL & al., 2006) (figure 1-34). Ce boîtier de 80 mm × 50 mm × 20 mm contient une carte électronique de 75 mm × 46 mm dont les faibles dimensions s'expliquent par une structuration en quatre couches ainsi que par l'utilisation de composants montés en surface (CMS²⁴). La carte d'interface est alimentée par la tension de 5 V fournie par le bus USB 1.0. Elle délivre une tension de 2,2 V pour l'alimentation de la puce de lecture et peut par ailleurs générer une tension de polarisation positive comprise entre 5 et 100 V pour le substrat semi-conducteur. Comme nous l'avons précédemment évoqué, cette fonctionnalité n'est pas utilisable dans notre cas puisqu'une polarisation négative est requise pour la collecte des électrons. Tous ces éléments (dimensions du boîtier réduites, gestion de l'alimentation et de la polarisation du

²¹ PCB pour *Printed Circuit Board*, soit « circuit imprimé ».

²² VHDCI pour *Very-High-Density Cable Interconnect*. Un connecteur de ce type dispose de 68 contacts.

²³ USB pour *Universal Serial Bus*, soit « bus universel en série ». Il s'agit d'une norme relative à un bus informatique en transmission série servant à connecter des périphériques informatiques à un ordinateur. Le bus USB permet de connecter des périphériques quand l'ordinateur est en marche et permet le *Plug and Play*, c'est-à-dire que le système reconnaît automatiquement le périphérique. Le bus USB peut également alimenter des périphériques demandant peu d'énergie. L'USB 1.0 correspond à la première version de la norme spécifiée en 1996.

²⁴ Les Composants Montés en Surface sont brasés à la carte électronique sans que leurs broches passent au travers. Ils sont également désignés par l'abréviation SMD (pour *Surface Mounted Device* en anglais).

détecteur) contribuent à faire de Timepix un système autonome et très portable. L'interface utilise les ports LVDS de la puce Timepix. Elle assure par conséquent la conversion des données de la logique LVDS à la logique CMOS et inversement. L'interface fonctionne à une fréquence de 5 *frames* par seconde (fps). A titre de comparaison, son successeur FITPix permet d'atteindre environ 80 fps. Le comportement de la carte est régi par un *firmware* implanté dans un microcontrôleur.

- Le pilotage de la puce Timepix ainsi que l'acquisition et le traitement des données sont réalisés depuis le PC d'acquisition à l'aide du logiciel **Pixelman**, également développé à l'IEAP (TURECEK & al., Pixelman: a multi-platform data acquisition and processing software package for Medipix2, Timepix and Medipix3 detectors, 2010). Ce logiciel possède une architecture modulaire très simple. Des modules d'extension (*plugins*) pour l'analyse des données en ligne, la tomographie, etc. ont été développés. La dernière version de Pixelman intègre une interface graphique Java.

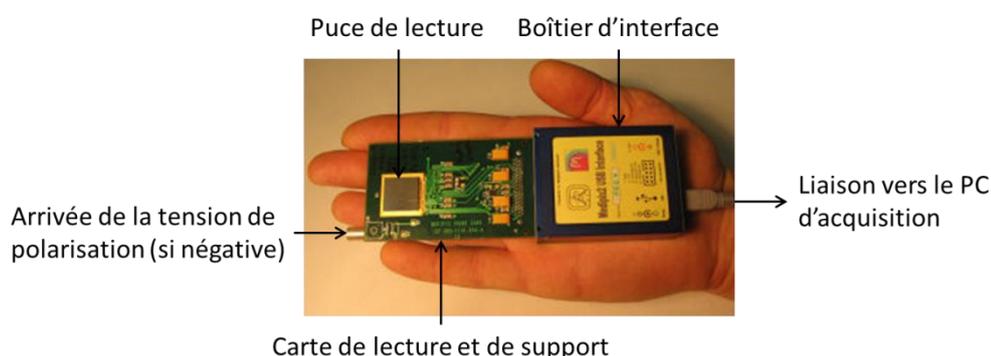


Figure 1-34 : Interfaçage d'une puce de la famille Medipix2.

3.5. Le masque codé

Comme indiqué dans les spécifications (3.1), la caméra gamma GAMPIX se veut un système industrialisable compact, offrant une grande sensibilité aux photons gamma dans la gamme d'énergie 15 keV-1,33 MeV et un large champ de vue pour un coût raisonnable. Ces critères vont déterminer le choix du matériau, du type et du motif du collimateur destiné à moduler spatialement les photons.

Le matériau et l'épaisseur du collimateur influencent directement la sensibilité de la caméra. Ces paramètres déterminent en effet la transparence septale qui traduit la proportion de photons d'une énergie donnée traversant les *septa*²⁵. Plus celle-ci est élevée, plus le contraste entre les projections des parties pleines et vides du collimateur sur le détecteur est limité. Il résulte de cela un allongement de la durée d'acquisition nécessaire pour obtenir un rapport signal sur bruit permettant l'identification des objets sources sur les images reconstruites, et donc une dégradation de la sensibilité. A titre d'exemple, la transparence spectrale des collimateurs LEHR (*Low Energy High Resolution*) utilisés avec la caméra

²⁵ Les *septa* sont les parois séparant les ouvertures du masque codé.

médicale d'Anger (2.3) n'excède pas 5 % à 140 keV (GUERIN, 2007). La figure 1-35 montre l'évolution de la transparence septale avec l'augmentation de l'énergie des photons incidents pour une épaisseur de collimateur donnée. Le tableau 1-5 présente les caractéristiques principales des matériaux les plus fréquemment utilisés pour l'usinage de collimateurs. Tous ces matériaux ont une masse volumique et un numéro atomique élevés, ce qui garantit un fort pouvoir d'arrêt des photons. Le choix de matériaux plus légers obligerait à une augmentation de l'épaisseur du collimateur qui nuirait à la compacité du dispositif.

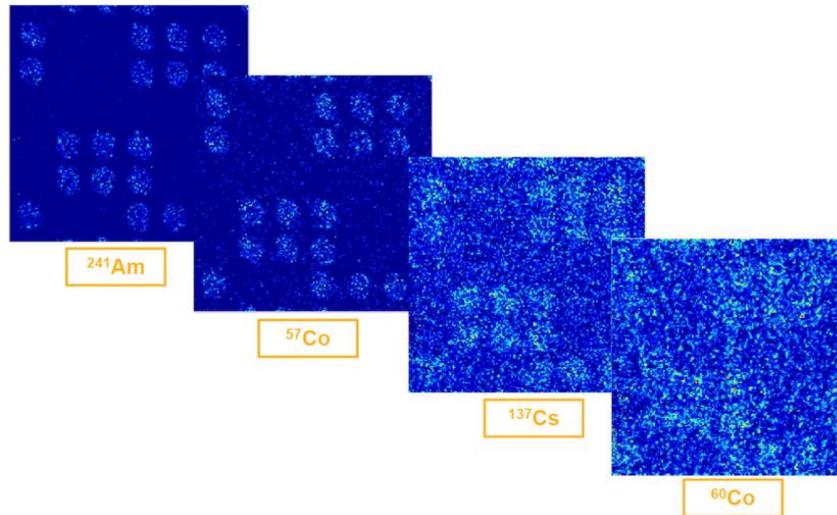


Figure 1-35 : Augmentation de la transparence septale avec l'augmentation de l'énergie des photons incidents pour un masque codé d'épaisseur 4 mm (^{241}Am : 60 keV, ^{57}Co : 122 keV, ^{137}Cs : 662 keV, ^{60}Co : 1,25 MeV en moyenne). Les impacts des photons sur le détecteur apparaissent en bleu clair.

Matériaux	Tantale	Tungstène	Platine	Or	Plomb	Uranium appauvri
Symboles	Tl	W	Pl	Au	Pb	^{238}U
Numéro atomique (Z)	73	74	78	79	82	92
Masse volumique ($\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$)	13,65	19,35	21,45	19,30	11,30	18,85
Coefficient d'atténuation linéique (cm^{-1}) à 140 keV	27,1067	36,2965	45,7942	42,7617	27,1067	57,7540
Inconvénients		Plus cher que le Pb	Cher	Très cher	Matériau mou	Radioactivité parasite

Tableau 1-5 : Caractéristiques principales de matériaux utilisés pour l'usinage de collimateurs (GUERIN, 2007).

L'or et le platine sont performants mais très coûteux. Ils ne peuvent donc répondre aux exigences du cahier des charges en termes de coût. L'uranium appauvri est un matériau radioactif qui présente l'inconvénient de produire un bruit de fond permanent. Il est en outre chimiquement toxique et contingenté et n'est donc pas compatible avec la vocation industrielle de GAMPIX qui ne peut tolérer aucun problème d'approvisionnement. Le plomb offre une rigidité limitée pouvant aboutir à un manque de précision lors de l'usinage, inconciliable avec une production industrielle exigeant une parfaite reproductibilité des pièces. Le tungstène offre d'excellentes performances en termes d'absorption de photons mais

son usinage est difficile. C'est pourquoi nous aurons finalement recours à un alliage à base de tungstène appelé dénal.

Le choix du type de collimateur détermine également les performances de la caméra gamma. Les collimateurs mono-trous constituent le moyen le plus simple pour former une image gamma sur le détecteur en champ lointain ou moyen. Ils offrent une bonne résolution angulaire, mais leur efficacité, et donc leur sensibilité, sont limitées du fait de la faible surface de l'ouverture. Pour la même raison, le champ de vue est restreint. Efficacité et champ de vue sont améliorés par l'augmentation du diamètre de l'ouverture, mais ceci se fait au détriment de la résolution angulaire, puisque des rayonnements émis depuis des directions différentes induisent alors la même réponse sur le détecteur. Le champ de vue peut également être élargi en diminuant la distance entre le collimateur et le détecteur, sans que cela n'ait cette fois d'influence sur l'efficacité. Les sténopés ne constituent pas une solution adéquate pour GAMPIX, dont les spécifications requièrent une bonne sensibilité et un large champ de vue.

Les masques codés, qui font l'objet de recherches depuis une cinquantaine d'années, constituent une alternative aux collimateurs mono-trous. Ils sont constitués de plaques de matériau absorbant percées de trous parallèles entre eux et orientés orthogonalement à la surface de détection. Les rayons gamma émis par une source située en champ lointain qui parviennent sur le masque sont parallèles et projettent sur le détecteur une fraction du masque codé. Dans le cas idéal, le motif projeté est différent pour chaque direction de la source. Un algorithme permet alors de déduire la position de la source à partir de la distribution des coups sur le détecteur. La multiplication des ouvertures sur les masques codés améliore l'efficacité des systèmes et augmente le champ de vue, tout en préservant la résolution angulaire offerte par les sténopés, puisque le diamètre de chaque trou peut rester réduit. Un autre avantage des masques codés est de permettre la reconstruction avec un détecteur présentant des zones dégradées. Quelle que soit la position de l'objet source dans le champ de vue, la projection du masque codé se fait en effet sur une large fraction du détecteur, avec une redondance de l'information, et la présence de zones aveugles n'empêche donc pas le décodage. Ceci n'est pas le cas avec un sténopé dont la projection occupe une surface très limitée sur le détecteur. Pour toutes ces raisons, le choix du collimateur pour GAMPIX se porte sur un masque codé.

Le choix du motif du masque est une autre étape cruciale qui détermine les performances en sensibilité et en résolution angulaire des systèmes. Le motif a par ailleurs un impact sur le bruit potentiellement généré lors de l'étape de décodage, responsable d'artefacts sur les images reconstruites. Les masques aléatoires, pour lesquels aucune règle ne préside à la disposition des ouvertures, introduisent un tel bruit de codage. Pour un masque contenant N éléments (trous et pleins), ce bruit de codage est estimé par le rapport $1/\sqrt{N}$ et s'explique par la présence sur la fonction d'autocorrélation²⁶ du motif aléatoire de lobes latéraux dont la hauteur est soumise à des fluctuations statistiques (HONG, 2011; JOSHI, 2014) (figure 1-36). En guise d'exemple, la figure 1-37 présente une simulation de la reconstruction de points

²⁶ L'autocorrélation est la corrélation croisée d'un signal par lui-même. Elle permet d'étudier la structure du signal : périodicité, construction autour d'une fréquence fondamentale, etc.

chauds par un détecteur Timepix auquel sont associés deux masques codés aléatoires différents. Des artefacts sont visibles dans les deux cas.

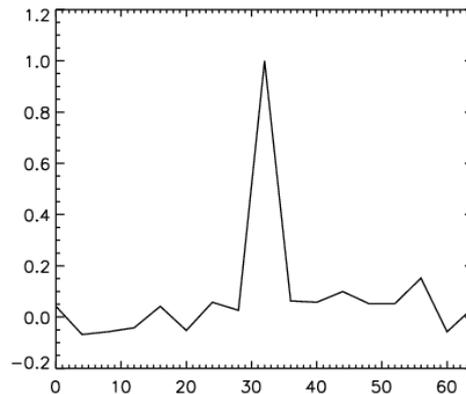


Figure 1-36 : Exemple de fonction d'autocorrélation d'un motif de masque codé aléatoire (HONG, 2011).

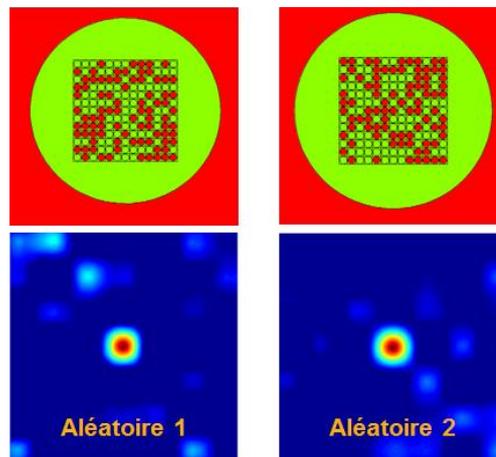


Figure 1-37 : Simulation de la reconstruction de points chauds à partir de deux masques codés aléatoires associés à un détecteur Timepix. Une source d' ^{241}Am est positionnée dans l'axe de la caméra. Des artefacts de reconstruction (en bleu clair) se détachent du fond.

Une solution permettant de s'affranchir de ce bruit de codage a été proposée par E. E. Fenimore et T. M. Cannon (Université de Californie) en 1978, avec la théorie des réseaux uniformément redondants (dits URAs pour *Uniformly Redundant Arrays*) (FENIMORE & CANNON, 1978). Ces réseaux cycliques sont constitués d'un motif élémentaire pseudo-aléatoire qui se répète, parfois partiellement. La taille du motif élémentaire est inspirée des tableaux de résidus quadratiques²⁷ apparus dix ans avant les masques URAs (CALABRO & al., 1968). Ces tableaux sont toujours de dimensions $p \times q$, avec p et q des nombres premiers, et il en existe plusieurs groupes en fonction de la différence entre q et p , qui peut valoir 0, 2, 4, 6 ou plus. C'est le second groupe ($q - p = 2$) qui est traditionnellement exploité (figure 1-38) dans les réseaux URAs, même si le motif élémentaire peut aujourd'hui avoir d'autres dimensions. Ce motif est le plus souvent constitué de 50 % de zones opaques et de 50 % de zones transparentes, pourcentages qui maximisent le rapport

²⁷ Les tableaux de résidus quadratiques formalisent les rapports de racine carré qui existent entre les nombres.

signal sur bruit sur les images reconstruites dans le cas où le bruit de fond est normal ou élevé et que les sources radioactives sont intenses, mais qui peuvent en pratique être appliqués à tous les contextes (faible bruit de fond, sources peu actives, etc.). Ces pourcentages confèrent par ailleurs aux masques codés un pouvoir de transmission comparable à celui de la plupart des masques aléatoires et préservent ainsi une bonne efficacité du système de détection. La fonction d'autocorrélation périodique des réseaux URAs possède des lobes latéraux uniformément plats (figure 1-39) qui garantissent l'absence de bruit de codage (figure 1-40). Des sources peu intenses ou offrant un faible contraste avec le bruit de fond peuvent ainsi être détectées.

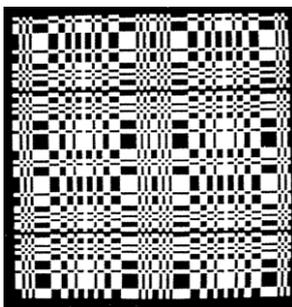


Figure 1-38 : Exemple de masque codé URA constitué de la réplique 2×2 d'un motif élémentaire de dimensions 43×41 (deux nombres premiers dont la différence vaut 2) (FENIMORE & CANNON, 1978).

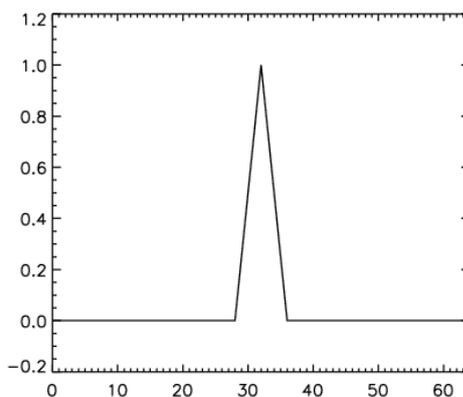


Figure 1-39 : Exemple de fonction d'autocorrélation d'un motif de masque codé URA (HONG, 2011).

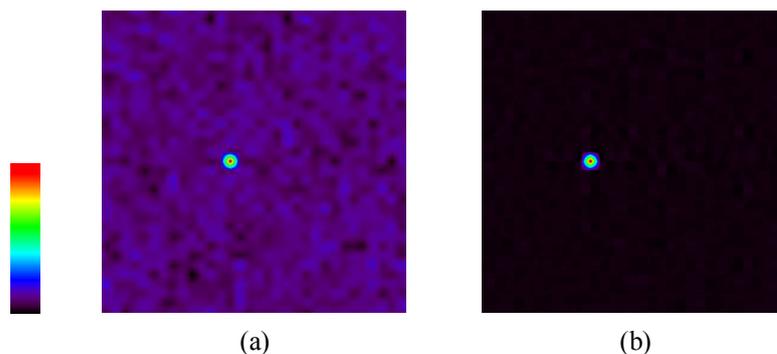


Figure 1-40 : Images reconstruites à partir d'un détecteur parfait couplé à (a) un masque codé aléatoire et (b) un masque codé URA (HONG, 2011). L'échelle de couleur progresse du noir vers le rouge avec le comptage attribué.

A la différence des masques codés aléatoires, les masques URAs présentent l'inconvénient de produire des erreurs de localisation dans certaines régions du champ de vue. Ce dernier peut en effet être divisé en zones distinctes (figure 1-41). Dans la zone de codage total, appelée zone totalement codée, chaque pixel du détecteur reçoit un signal ayant traversé le masque codé : la modulation par le masque est complète. Il n'y a qu'une seule façon de décoder l'image projetée sur le détecteur et la reconstitution est fidèle à la scène. Dans la zone de codage partiel, ou zone partiellement codée, en revanche, la modulation par le masque codé est incomplète (figure 1-42). En présence d'un blindage tronconique (en forme de tronc de cône) entre le masque et le détecteur, une partie du détecteur n'est pas éclairée. En l'absence de blindage, cette partie est éclairée par des photons n'ayant pas été modulés par le masque. Plusieurs reconstitutions sont possibles pour une même image projetée et des artefacts, indifférenciables des sources réelles, apparaissent lors du décodage. Ceci est visible sur la figure 1-43 et la figure 1-44. La seule configuration à base de masque codé URA ne produisant pas de sources fantômes est celle dans laquelle un masque contenant $(N_x + 1) \times (N_y + 1)$ cycles est couplé à un détecteur de dimensions $N_x \times N_y$. Dans les autres cas, des algorithmes de décodage de type *Maximum Likelihood Expectation Maximization* (MLEM) permettent de corriger ces artefacts. Une solution physique est par ailleurs exposée dans un brevet déposé par le CEA en 2006 (LAMADIE & al., 2006). Elle consiste à disposer une pièce évidée opaque au rayonnement gamma à l'opposé du détecteur par rapport au masque codé, de sorte à occulter la zone partiellement codée pour le détecteur. Un autre inconvénient des masques codés URA est une géométrie très contrainte qui rend difficile leur amélioration.

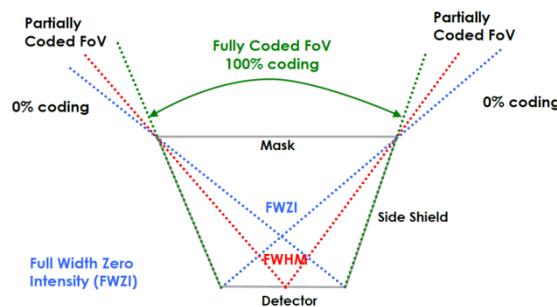


Figure 1-41 : Division du champ de vue d'une caméra gamma à masque codé en zone totalement codée et zone partiellement codée (HONG, 2011).

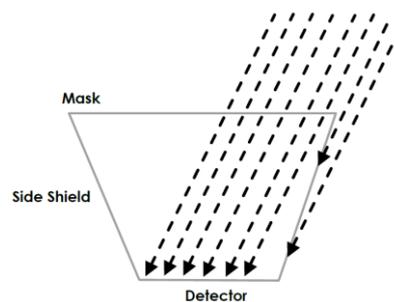


Figure 1-42 : Eclairage d'un détecteur par une source de rayonnement située en zone partiellement codée en présence d'un blindage latéral entre le masque codé et le détecteur (HONG, 2011).

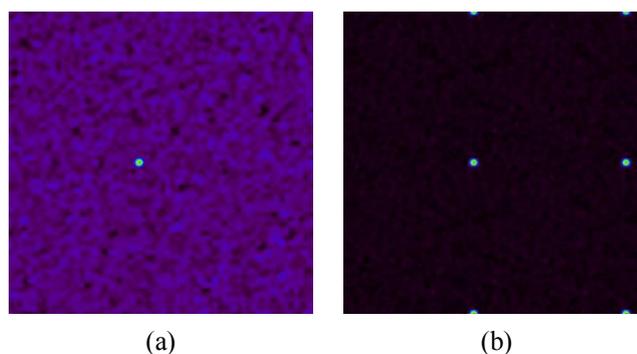


Figure 1-43 : Images reconstruites dans le cas où le détecteur est couplé à (a) un masque codé aléatoire et (b) un masque URAs (HONG, 2011).

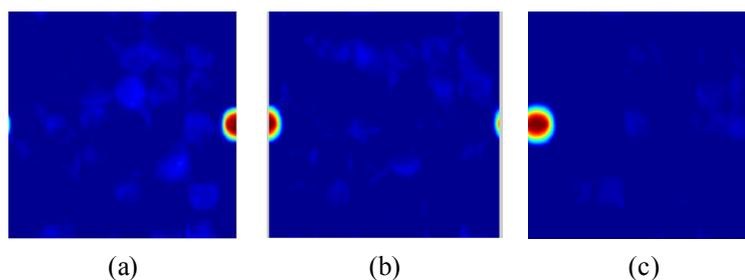


Figure 1-44 : Images reconstruites lorsque le détecteur est couplé à un masque à motif redondant dans le cas où la source radioactive forme un angle de (a) 24° , (b) 26° et (c) 28° avec l'axe de la caméra. Des fantômes apparaissent lorsque la source atteint le champ de vue partiellement codé.

Si les masques codés URA apportent une réponse au problème du bruit de décodage, le problème du bruit de fond subsiste. Ce bruit de fond est généré soit par des photons provenant de sources radioactives situées à l'intérieur du champ de vue et qui ne sont pas arrêtés par les parties pleines du masque codé (ces photons forment une composante continue à haute énergie), soit par des photons provenant de sources radioactives situées hors du champ de vue de la caméra (telle la source PIDIE 7^{28} sur la figure 1-45), qui parviennent sur le détecteur sans avoir traversé le masque codé. Les réseaux uniformément redondants modifiés (MURA pour *Modified Uniformly Redundant Array*) offrent des solutions pour la suppression du bruit de fond. Dérivés des réseaux URA, ils ont été développés par S. R. Gottesman et E. E. Fenimore (travaillant respectivement au *Grumman Corporate Research Center* de New York, et au *Los Alamos National Laboratory* de Los Alamos), qui ont publié leurs travaux en 1989 (GOTTESMAN & FENIMORE, 1989). Les réseaux MURAs peuvent se trouver dans des configurations linéaires, hexagonales ou carrées. Dans ce dernier cas, ils adoptent les dimensions du premier groupe des tableaux de résidus quadratiques et ce sont donc des matrices carrées dont la dimension est un nombre premier. Le motif total (résultant de la répétition du motif élémentaire) des masques codés MURAs de certains rangs²⁹ est antisymétrique par rotation. Dans le cas des motifs que nous utiliserons, il s'agit d'une

²⁸ PIDIE pour *Plutonium Isotopic Determination Intercomparison Exercise*. Les sources PIDIE présentent des compositions isotopiques du plutonium variées. Elles sont destinées à servir d'étalons et à permettre le test d'instruments de mesure destinés à déterminer la composition isotopique à partir de l'étude des rayonnements X et gamma émis.

²⁹ Le rang désigne le nombre d'éléments (trous et pleins) par motif élémentaire constitutif du masque codé.

rotation de 90° . Alors que l'image induite sur le détecteur par le bruit de fond est identique quelle que soit la position du masque codé, l'image générée par les photons préalablement modulés par le masque codé subit une rotation de 90° entre les positions masque et anti-masque. Le bruit de fond est ainsi supprimé par soustraction des images projetées en positions masque et anti-masque, tandis que le signal utile est amplifié. L'image reconstruite en appliquant la fonction de déconvolution traditionnelle à l'image soustraite est alors exempte de bruit. Des expériences menées avec la caméra gamma GAMPIX au Laboratoire de Purification Chimique (LPC) d'AREVA NC situé sur site du CEA Cadarache ont montré que la procédure masque/anti-masque réduisait l'influence du bruit de fond de manière semblable à un blindage réalisé dans un matériau lourd (figure 1-47). Ce blindage peut donc être limité au bénéfice de la portabilité de la caméra, avec, comme contrepartie, le doublement du temps de mesure, puisque des acquisitions dans chacune des positions masque et anti/masque sont nécessaires à la procédure. Les réseaux MURAs possèdent des propriétés de corrélation très proches des réseaux URAs et n'induisent donc pas non plus de bruit de codage. Un autre avantage des masques codés MURAs repose sur la simplicité des motifs permettant un usinage simple et mécanique, donc peu coûteux, ne nécessitant en particulier pas de recourir à des instruments lasers. Ce sont les masques codés MURAs qui semblent les plus aptes à répondre aux spécifications de GAMPIX et sont retenus.

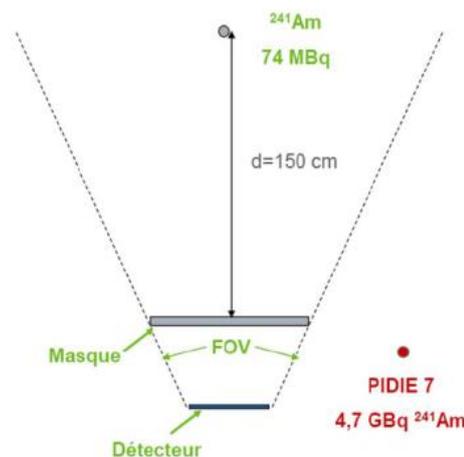


Figure 1-45 : Exemple de configuration dans laquelle une source radioactive située hors du champ de vue (source PIDIE 7) émet des photons parvenant sur le détecteur de la caméra gamma. La procédure masque/anti-masque permet de rejeter ces événements.

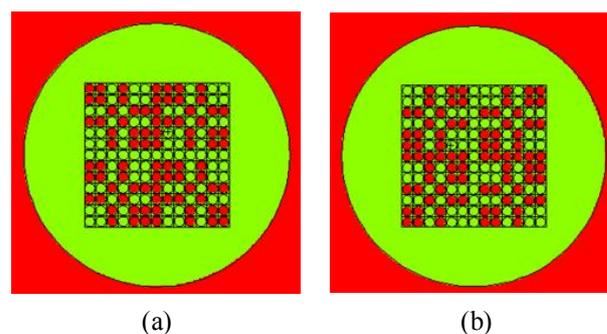


Figure 1-46 : Masque codé MURA de rang 7 en positions (a) masque et (b) anti-masque.

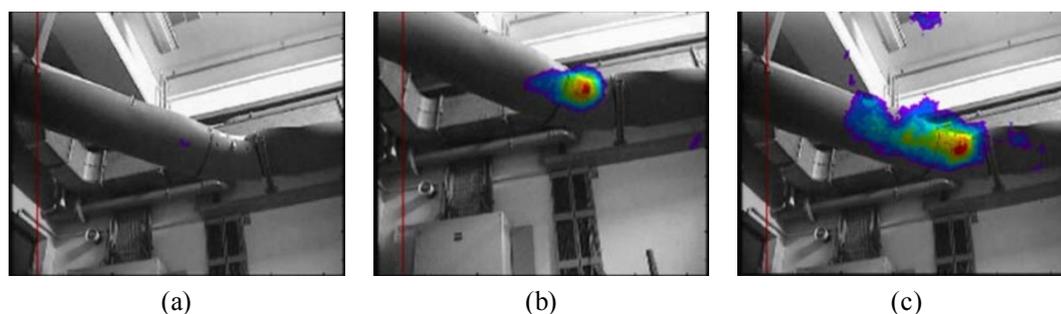


Figure 1-47 : Mesures de plutonium sur des tuyaux (a) sans blindage de la caméra gamma GAMPIX et sans procédure masque/anti-masque, (b) avec un blindage de 4 mm autour de la tête de détection et (c) avec une procédure masque/anti-masque.

Le choix de la forme des ouvertures du collimateur a également un impact sur les performances des caméras gamma. La forme hexagonale, dite « en nid d'abeille », est la plus rencontrée dans le milieu médical. La forme carrée est quant à elle souvent utilisée avec des détecteurs pixellisés, notamment de type semi-conducteurs, du fait de son adéquation avec la forme des pixels de détection. L'usinage de collimateurs à trous hexagonaux et carrés est cependant difficile, ce qui les rend coûteux. La forme circulaire, plus simple à usiner et de coût moindre, est utilisée pour les applications en imagerie ultra compacte. La reproductibilité et le faible coût étant des critères requis par le cahier des charges relatif au dimensionnement de GAMPIX, c'est cette forme qui est retenue.

Après le choix capital du motif du masque codé et de la forme des trous, d'autres paramètres que nous avons déjà mentionnés au sujet des sténopés sont à considérer, tels la taille des éléments du masque codé, son épaisseur ou encore la distance le séparant du détecteur. La dimension des éléments conditionne ainsi l'efficacité, la résolution angulaire et le champ de vue. Des simulations ont montré que le meilleur compromis entre ces propriétés était obtenu pour des ouvertures faisant une à deux fois la taille des pixels de la matrice de détection. La résolution angulaire est donnée en bonne approximation par le rapport :

$$\theta \sim \frac{D}{L} \quad 1-3$$

avec D la taille d'un élément du masque et L la distance séparant le masque codé du détecteur. Ainsi, la résolution angulaire est maximisée lorsque les éléments du masque sont petits et que le masque est situé loin du détecteur, tandis que la maximisation du champ de vue réclamerait l'inverse. L'épaisseur du masque codé détermine quant à elle la gamme d'énergie des rayons gamma sur laquelle la caméra gamma est opérationnelle.

Il a été décidé de munir GAMPIX d'un jeu de masques codés MURAs permettant d'obtenir des performances optimales en termes de sensibilité ou de résolution angulaire sur toute la gamme d'énergie d'intérêt et quel que soit le niveau de bruit de fond. Les masques sont de rangs 7, 11 et 13 (figure 1-48) et leur épaisseur varie entre 1 mm et 8 mm. L'utilisation de rangs inférieurs à 13 constitue une nouveauté, le rang des masques codés utilisés pour l'imagerie variant habituellement entre 13 et 29 (WOODRING & al., 1999).

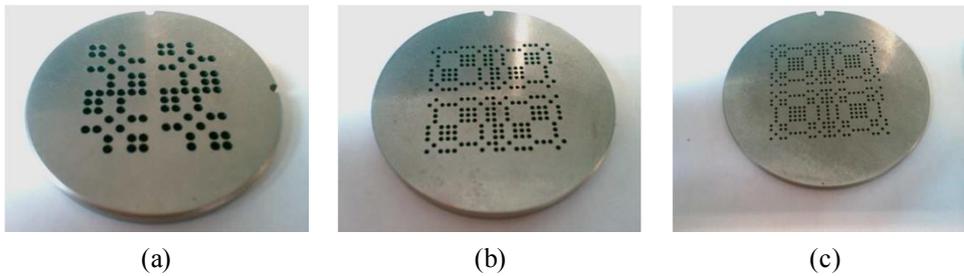


Figure 1-48 : Motifs des masques codés MURAs utilisés par la caméra gamma GAMPIX. (a) Rang 7, (b) rang 11, (c) rang 13.

3.6. Autres éléments techniques et intégration

Outre les éléments précédemment décrits, GAMPIX intègre une caméra visible permettant la capture d'une image visible qui est ensuite superposée à l'image gamma reconstruite. Cette caméra est située sur le côté du détecteur de photons gamma et induit donc une parallaxe. Des facteurs de correction sont nécessaires pour prendre en compte cette parallaxe et superposer parfaitement images visible et gamma. Les facteurs correctifs évoluent avec la distance jusqu'à la limite de champ lointain, au-delà de laquelle ils demeurent constants.

La figure 1-49 montre le prototype de laboratoire de la caméra GAMPIX résultant de l'intégration des briques technologiques présentées dans les paragraphes 3.2 à 3.6. Sa masse est de l'ordre de 2 kg et il mesure $16 \times 15 \times 14 \text{ cm}^3$. Il peut être placé sur un trépied de photographe, ce qui facilite son utilisation sur le terrain.

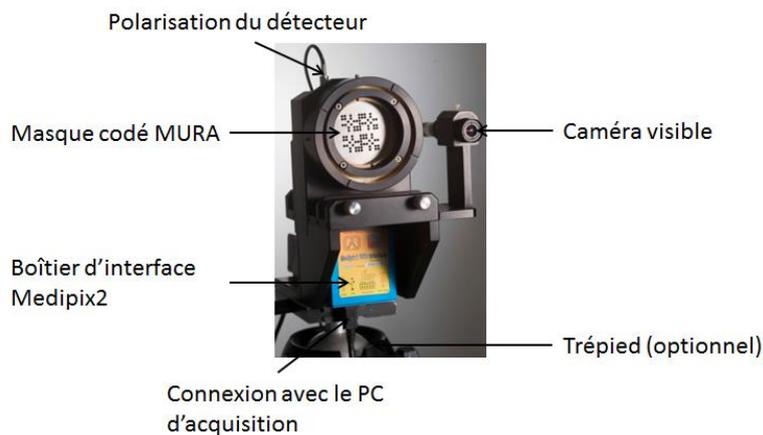


Figure 1-49 : Le prototype de la caméra gamma GAMPIX développé par le CEA LIST.

3.7. Algorithme de reconstruction

L'algorithme de reconstruction est destiné à reformer la scène observée O à partir de l'image P projetée sur le détecteur. L'algorithme utilisé par la caméra gamma GAMPIX met en œuvre la deuxième méthode décrite par E. E. Fenimore et T. M. Cannon dans leur article de 1978 (FENIMORE & CANNON, 1978). La première était une méthode de déconvolution

faisant appel à la transformée de Fourier, écartée car produisant souvent des images reconstruites très bruitées. La méthode d'intercorrélacion retenue peut être appréhendée intuitivement. En effet, en notant O la scène observée contenant l'objet source, A le motif du masque codé et P l'image projetée sur le détecteur, il apparaîtrait que :

$$P = O * A \quad 1-4$$

L'image reconstruite \hat{O} pourrait alors être obtenue à partir de l'inverse du motif du masque codé :

$$\hat{O} = O = P * A^{-1} \quad 1-5$$

Or, ceci n'est vrai que dans le cas, irréaliste en pratique, où l'environnement est totalement dénué de bruit. Dans le cas contraire, un facteur de bruit N doit être rajouté dans l'équation 1-4 :

$$P = (O * A) + N \quad 1-6$$

Cette réécriture rend fausse la dernière égalité de l'équation 1-5. La méthode de corrélation fait alors appel à une matrice de décodage G et l'image reconstruite devient :

$$\hat{O} = P * G = RO * (A * G) + N * G \quad 1-7$$

où R désigne l'opérateur réflexion. Dans le cas, qui sera recherché, où le produit $A * G$ est une distribution de Dirac,

$$\hat{O} = O + N * G \quad 1-8$$

L'image est alors parfaitement reconstruite à l'exception du facteur de bruit $N * G$.

Les matrices de décodage G associées aux masques utilisés par GAMPIX sont construites en considérant que le masque est constitué d'un substrat sur lequel viennent s'insérer les éléments du motif (trous et pleins). Le substrat est figuré par des 0, tandis que les trous et les pleins sont respectivement représentés par des 1 et des -1 (figure 1-50). Chaque élément individuel (trou ou plein) est représenté à l'aide d'une matrice carrée de dimension $200 \times$ pas du masque. La matrice est choisie de grande dimension afin de rendre compte de la forme circulaire des ouvertures (il est ainsi plus aisé de définir un cercle à l'aide d'une matrice 200×200 qu'à l'aide d'une matrice 4×4). Les éléments sont ensuite assemblés pour former le motif du masque étudié. Dans le cas d'un masque de rang 7 constitué de 13×13 éléments, on obtiendra finalement une matrice carrée de dimension $13 \times 200 \times$ pas du masque. Cette matrice est ensuite redimensionnée pour que sa taille corresponde au double de la taille du détecteur, comme c'est le cas dans le système physique. Le détecteur Timepix contenant 256×256 éléments, la dimension de la matrice carrée de décodage est finalement $512 \times$ pas du masque. Dans la suite du mémoire, d'autres méthodes de reconstruction basées sur des algorithmes espérance-maximisation (MLEM) seront présentées et étudiées.

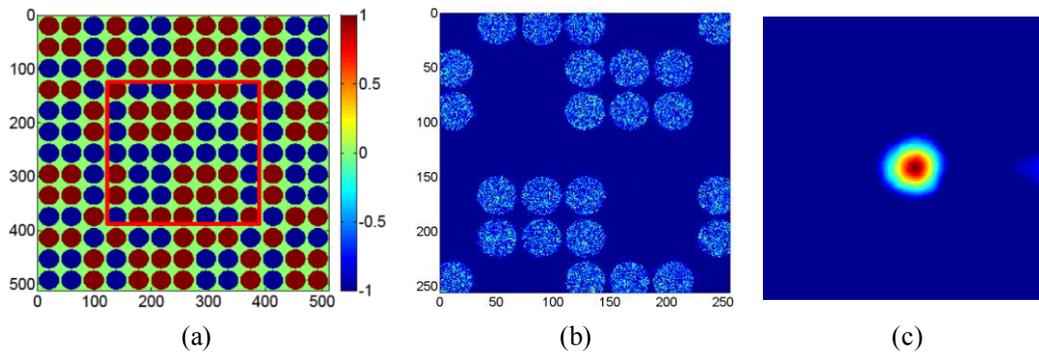


Figure 1-50 : (a) Matrice de décodage associée à un masque codé MURA de rang 7. Le rectangle rouge entoure la fraction du motif projetée sur le détecteur et constituant (b) l'image brute lorsque la source radioactive est située dans l'axe de la caméra comme cela est visible sur (c) l'image reconstruite.

3.8. Performances de la caméra gamma GAMPIX

Les paragraphes suivants présentent les performances de la caméra gamma GAMPIX selon les critères mentionnés dans les spécifications (3.1). La sensibilité (3.8.1), la résolution angulaire (3.8.2), la linéarité avec le débit de dose (3.8.3) et la fonction d'imagerie (3.8.4) sont ainsi abordées. Dans sa version prototype, la caméra possède deux réglages de champ de vue à 30° ou 50° et couvre une gamme d'énergie allant de 10 keV jusqu'à 1,5 MeV, conformément aux spécifications. En pratique, la caméra est apte à détecter des sources radioactives plus énergétiques, mais la limite haute de 1,5 MeV a été définie en fonction des besoins de l'industrie nucléaire.

3.8.1. Sensibilité

La sensibilité est définie comme le temps minimum requis pour détecter une source radioactive donnée (GMAR & al., 2010). La source radioactive est considérée comme détectée s'il apparaît sur l'image reconstruite un unique point chaud (sans artefacts pouvant laisser penser à la présence d'autres sources) dont la position reflète celle de la source dans le milieu expérimental. Toute acquisition réalisée sur une durée plus longue doit en outre faire apparaître le point chaud au même endroit. La figure 1-51 montre l'évolution de la reconstruction d'un point chaud avec l'augmentation de la durée de mesure.

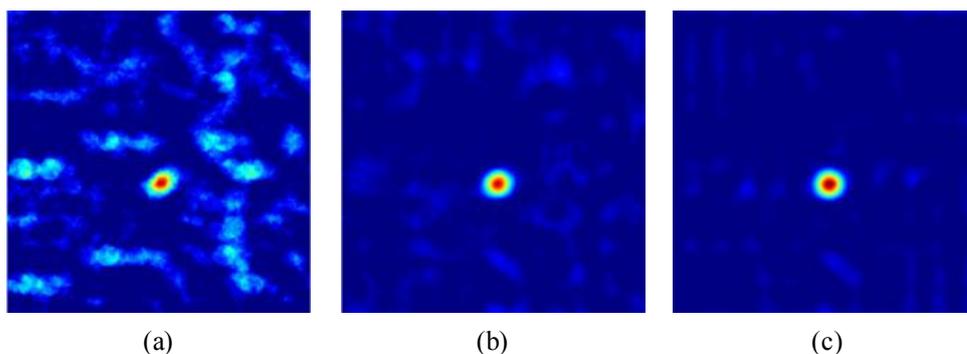


Figure 1-51 : Images reconstruites à partir d'une source d' ^{241}Am de 74 MBq située à 1 m de GAMPIX après de acquisition de (a) 5 s, (b) 1 min, (c) 1 h (GMAR & al., 2010).

Le tableau 1-6 donne la sensibilité de la caméra gamma GAMPIX pour différentes sources radioactives situées à 1 m de la caméra. Les mesures ont été réalisées en ambiance de laboratoire, c'est-à-dire sans bruit de fond. Le tableau montre la capacité du système à localiser des sources induisant un très faible débit de dose au niveau de la caméra gamma et réparties sur toute la gamme d'énergie d'intérêt en moins de 10 minutes. Les meilleurs résultats sont obtenus à l' ^{241}Am du fait de la faible énergie des rayons gamma (60 keV). Ceci est dû, d'une part, au détecteur, dont l'efficacité à cette énergie est proche de 100 % (figure 1-24) et, d'autre part, au masque codé, parfaitement opaque aux photons à cette énergie pour toutes les épaisseurs testées. Il en résulte un bon contraste sur les images gamma brutes servant au décodage. Un autre test a montré que GAMPIX était capable de détecter une source d' ^{241}Am avec un débit de dose de $2 \text{ nSv}\cdot\text{h}^{-1}$ en 2 minutes (AMGAROU, 2014). Il a également été montré que la sensibilité était rapidement dégradée avec des sources désaxées. Ceci est dû au phénomène d'autocollimation, ou *vignetting* : comme le montre la figure 1-52, une partie des photons est absorbée par le masque lorsque l'angle d'incidence augmente. Les trous qui sont normalement projetés sur le détecteur apparaissent alors comme des ovales plus petits (figure 1-53), ce qui a pour effet de dégrader la sensibilité. Cet effet est amplifié lorsque l'épaisseur du masque codé augmente. Un compromis doit donc être trouvé concernant l'épaisseur afin que les parties pleines du masque offrent une opacité suffisante aux photons gamma sans que l'autocollimation nuise à la sensibilité.

Source	^{241}Am (60 keV)	^{137}Cs (662 keV)	^{60}Co (1,25 MeV)
Débit de dose à 1 m ($\mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$)	0,25	2,50	3,84
Rang 13, épaisseur 2 mm	2 s	300 s	Non détectée
Rang 11, épaisseur 4 mm	3 s	60 s	10 min
Rang 7, épaisseur 8 mm	1 s	20 s	60 s

Tableau 1-6 : Sensibilité de la caméra gamma GAMPIX pour différentes sources radioactives situées à 1 m de la caméra avec plusieurs configurations du masque codé.

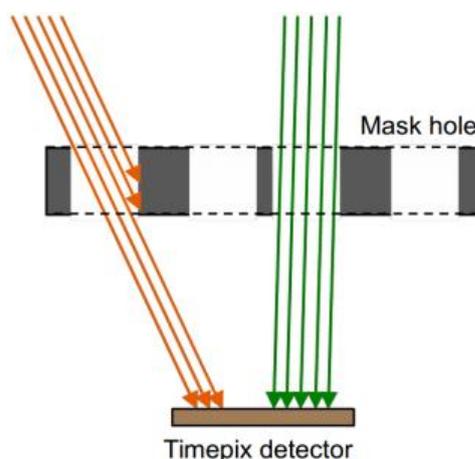


Figure 1-52 : Effet d'autocollimation (AMGAROU, 2014).

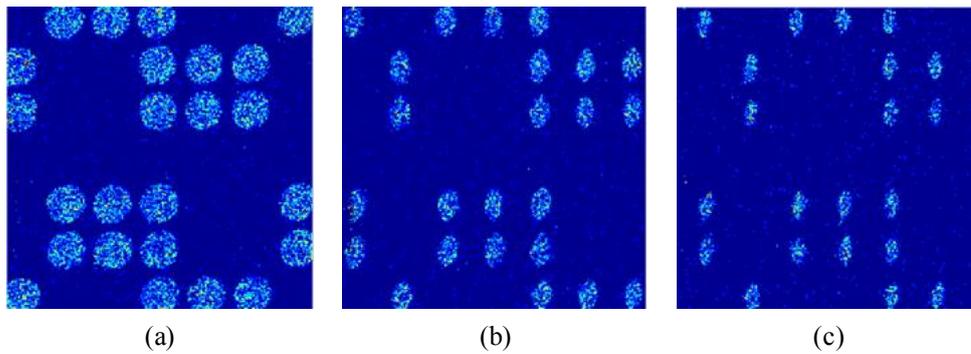


Figure 1-53 : Effet d'autocollimation observé sur les images brutes obtenues avec GAMPIX avec le désaxage croissant de la source radioactive. Le masque codé est un masque de rang 7 et d'épaisseur 8 mm.

3.8.2. Résolution angulaire

La résolution angulaire est déterminée à partir du profil tracé au niveau du maximum du point chaud (figure 1-54). Elle est donnée par la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la fonction gaussienne ajustée sur le pic principal apparaissant sur le profil. Le tableau 1-7 donne les résolutions angulaires obtenues avec différentes sources radioactives pour plusieurs configurations du masque codé et pour un champ de vue de 30° . Le tableau montre que la résolution angulaire s'améliore avec l'augmentation du rang du masque codé, conformément à ce qui a été expliqué dans le paragraphe 3.5. La résolution angulaire est par ailleurs limitée par l'autocollimation quand les sources sont désaxées. Rappelons que la résolution ne constitue pas un paramètre clé selon les spécifications et que c'est la largeur du champ de vue qui a été privilégiée. Soulignons d'un autre côté que la méthode de reconstruction a une grande influence sur les performances en termes de résolution angulaire, comme l'ont montré des tests réalisés avec des algorithmes de type espérance-maximisation (CARREL & al., 2011) qui seront présentés dans le chapitre 3 (2.2.3).

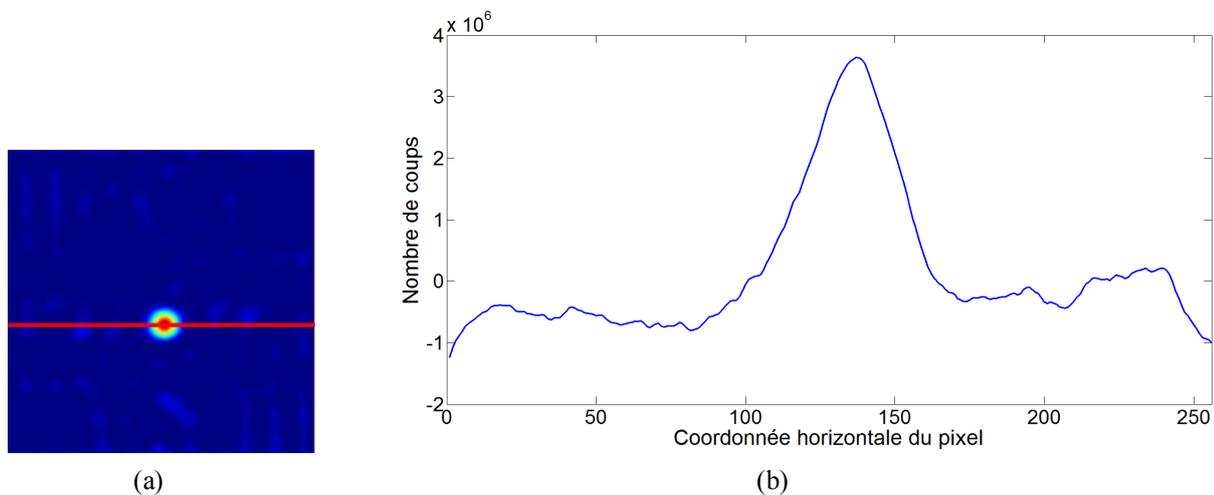


Figure 1-54 : Construction d'un profil de point chaud. (a) Image reconstruite. C'est sur la ligne rouge qu'est tracé (b) le profil du point chaud.

Source	²⁴¹ Am (60 keV)	¹³⁷ Cs (662 keV)	⁶⁰ Co (1,25 MeV)
Débit de dose à 1 m ($\mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$)	0,25	2,50	3,84
Rang 13, épaisseur 2 mm	1,38°	1,35°	Non détectée
Rang 11, épaisseur 4 mm	2,12°	2,06°	2,57°
Rang 7, épaisseur 8 mm	3,81°	3,68°	3,41°

Tableau 1-7 : Résolution angulaire de la caméra gamma GAMPIX pour différentes sources radioactives situées à 1 m de la caméra (champ de vue de 30°).

3.8.3. Linéarité avec le débit de dose

Plusieurs expériences visant à déterminer la linéarité de la caméra gamma GAMPIX avec le débit de dose ont été menées. Les résultats présentés ici ont été obtenus dans le cadre du projet européen Booster qui sera présenté dans le paragraphe 3.8.4. Les mesures ont été réalisées à l'Institut de Technologie de Karlsruhe (KIT). La figure 1-55 présente l'évolution de la valeur maximum obtenue au centre du point chaud en fonction du débit de dose. La linéarité a été prouvée entre $0,15 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ et $100 \text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$.

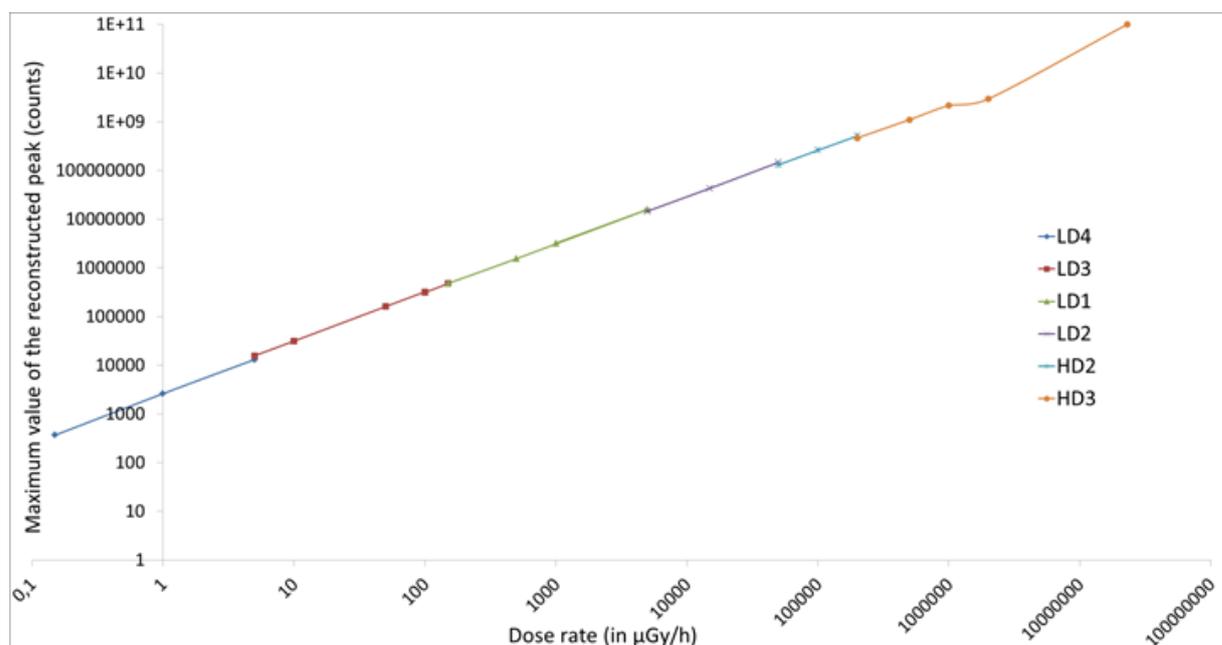


Figure 1-55 : Evolution de la valeur maximum des points chauds détectés par GAMPIX avec le débit de dose. Les mesures ont été réalisées avec un irradiateur à faible débits de dose (LDx) et un irradiateur à haut débit de dose (HDx). Les numéros placés derrière les indications LD et HD désignent les sources de ¹³⁷Cs utilisées (SCHOEPPF, 2013).

3.8.4. Imagerie

Le but de ce paragraphe est de présenter quelques exemples d'images obtenues avec la caméra gamma GAMPIX dans chacun de ses domaines d'application et dans des configurations de mesure *in-situ*. En matière de radioprotection, GAMPIX peut par exemple être utilisée pour l'optimisation des protections biologiques placées devant des points chauds (figure 1-56). Dans le cadre d'opérations de démantèlement, GAMPIX permet la détection du plutonium par l'intermédiaire de l'²⁴¹Am (figure 1-57.a et b). La figure 1-57.d prouve que la caméra gamma est capable de détecter des sources étendues. La figure 1-58 démontre qu'il est

possible d'utiliser GAMPIX pour le triage de fûts radioactifs dans un contexte de gestion des déchets. Enfin, l'image de la boîte contenant du matériel radioactif (figure 1-59.c) illustrant l'utilisation de GAMPIX pour des applications de *Homeland Security* a été obtenue au cours de la thèse au *Centre for Energy Research* (EK) de l'*Hungarian Academy of Sciences* à Budapest, en Hongrie, dans le cadre du projet BOOSTER (*BiO-dOSimetric Tools for triagE to Responders*). Ce projet financé par l'Union Européenne s'est étalé sur 36 mois de 2010 à 2013 avec pour objectif le développement d'outils permettant le triage rapide des victimes d'accidents radiologiques (explosion de bombes sales, etc.) en fonction de la gravité de leur état pour une prise en charge la plus adaptée possible (acheminement vers des hôpitaux, suivi médical, etc.). Le CEA LIST a été impliqué dans ce projet, GAMPIX étant l'un des outils retenus pour le balisage de la zone d'intervention.

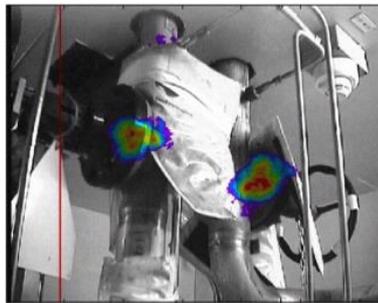


Figure 1-56 : Application de GAMPIX à la radioprotection. GAMPIX est utilisée pour l'optimisation de la protection en plomb placée devant des tuyaux contenant des points chauds dans une centrale nucléaire EDF. Le débit de dose à proximité des points chauds est de $3 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1}$. Le masque codé de rang 7 et d'épaisseur 4 mm est utilisé suivant la procédure masque/anti-masque ($2 \times 5 \text{ min}$ d'acquisition).

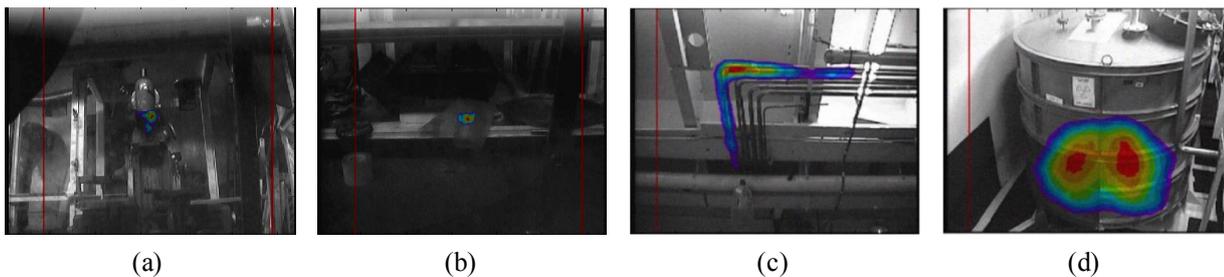


Figure 1-57 : Application de GAMPIX à des opérations de démantèlement. (a) Fraiseuse (masse de plutonium inférieure à 1 g) et (b) sac examinés au CEA DAM de Valduc. La caméra est placée à 3 m des points chauds. La durée d'acquisition est inférieure à 3 s. Le débit de dose au niveau des points chauds ne dépasse pas $300 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$. (c) Tuyau au LPC de Cadarache. Le débit de dose au niveau du coude du tuyau est de $410 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$. Une mesure de 250 s est réalisée avec le masque codé de rang 13 et d'épaisseur 2 mm. (d) Réservoir contenant du liquide contaminé produisant un débit de dose de $320 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$ observé au CEA DAM de Valduc. La mesure est réalisée sur 30 s avec le masque codé de rang 7 et d'épaisseur 1 mm.

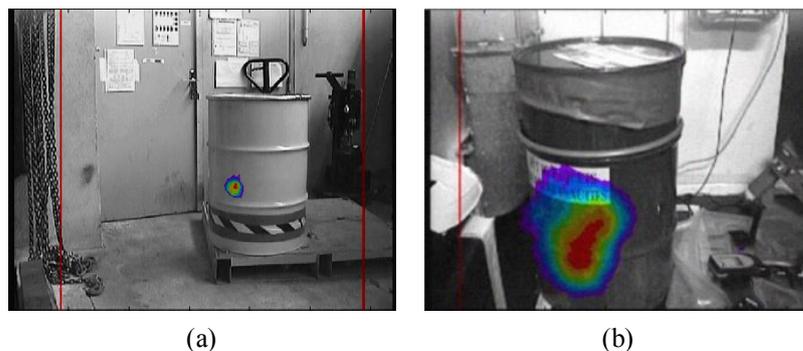


Figure 1-58 : Utilisation de GAMPIX pour la gestion de déchets radioactifs. Les deux acquisitions sont réalisées sur 1 s. (a) Fût de 220 l observé au CEA DAM de Valduc. Le débit de dose à proximité du point chaud est de $300 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$. La mesure est réalisée avec le masque codé de rang 13 et d'épaisseur 2 mm. (b) Fût observé au LPC sur le site du CEA Cadarache. Le débit de dose à proximité du point chaud est de $600 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$. La mesure est réalisée avec le masque codé de rang 7 et d'épaisseur 1 mm.

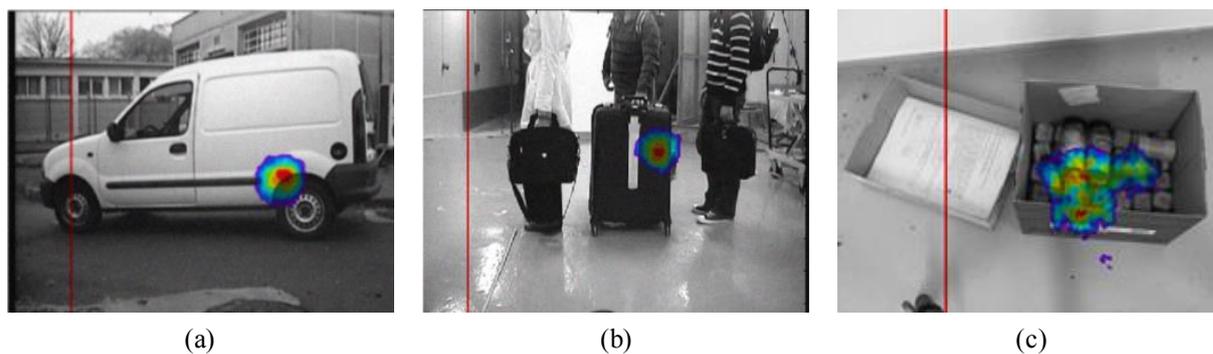


Figure 1-59 : Application de GAMPIX à des problématiques de sécurité intérieure. (a) Contrôle d'un véhicule. Une source de $18 \text{ GBq d}^{241}\text{Am}$ a été détectée en 1 s. (b) Contrôle de bagages. Une source de $74 \text{ MBq d}^{241}\text{Am}$ a été détectée en 20 s. (c) Détection de matières radioactives à l'EK de Budapest (Hongrie). L'image a été obtenue en 60 s.

3.9. Comparaison avec les systèmes existants

En plus d'un gain conséquent en termes de compacité et de poids par rapport aux systèmes à masques codés actuellement commercialisés (allègement de 14 kg par rapport à CARTOGAM), GAMPIX se démarque essentiellement de tous les systèmes existants par la gamme d'énergie couverte, qui s'étale de 10 keV à 1,5 MeV. Le gain en sensibilité à basse énergie est de l'ordre de cinq décades par rapport à CARTOGAM, ce qui permet notamment une optimisation de la détection de sources de type ^{241}Am . Le champ de vue et la résolution angulaire sont comparables à ceux des systèmes à masques codés les plus performants du marché. L'ergonomie a été notablement améliorée et la mise en œuvre grandement facilitée par l'utilisation d'un boîtier bénéficiant d'une connectique USB.

3.10. Industrialisation

La technologie GAMPIX a été licenciée à CANBERRA France au début de l'année 2011 et la caméra gamma est actuellement en cours d'industrialisation sous le nom commercial d'iPIX. Plusieurs améliorations ont été apportées au prototype de laboratoire développé par le CEA LIST. En premier lieu, la procédure masque/anti-masque de réduction du bruit de fond a été automatisée au moyen d'un moteur, ce qui évite une manipulation du dispositif par l'opérateur en cours de mesure. Le branchement a également été simplifié grâce à la technologie *Power over Ethernet*³⁰ : un seul câble assure maintenant l'alimentation de la caméra et sa connexion avec le PC d'acquisition. Le système a par ailleurs été rendu plus ergonomique par une interface homme-machine unique permettant l'acquisition et l'analyse des données. Enfin, le blindage a été optimisé de sorte à garantir une masse de la caméra de 2 kg et à réduire ses dimensions à 9 cm × 9 cm × 17 cm. La figure 1-60 présente l'évolution du *design* de la caméra depuis le début de l'industrialisation. Tout a été pensé pour faciliter une éventuelle décontamination du système, et en particulier son étanchéité à la poussière et à l'eau (indice IP65³¹). La caméra est par ailleurs apte à résister à une accélération de 2 g et à une chute de 60 cm sur une surface dure (AMGAROU, 2014).



Figure 1-60 : Evolution du *design* de la caméra gamma iPIX depuis le début de son industrialisation : (a) première version industrielle et (b) version finale du système industriel.

3.11. Voie d'amélioration

Comme cela a été montré tout au long de ce chapitre, GAMPIX répond aux spécifications qui lui avaient été fixées et apporte un gain notable par rapport aux caméras gamma à masques codés actuellement sur le marché en termes de sensibilité à basse énergie, de portabilité et d'ergonomie. Contrairement à certaines d'entre elles, elle n'offre en revanche pas de capacité spectrométrique permettant l'affichage des spectres en énergie voire un fonctionnement en mode spectro-imageur (affichage des sources en fonction de leur nature). Il s'agit d'un axe majeur d'amélioration sur lequel il a été décidé de travailler et qui constitue une part importante de mon travail de thèse.

³⁰ Le Power over Ethernet (PoE), ou alimentation électrique par câble Ethernet, est une technologie permettant d'utiliser le même câble pour l'alimentation et la connexion (transmission de données) d'appareils appartenant à un réseau Ethernet.

³¹ L'indice de protection (IP) est un standard international de la Commission électrotechnique internationale relatif à l'étanchéité. Un indice IP65 est attribué à un matériel totalement protégé contre les poussières et protégé contre des jets d'eau en provenance de toutes les directions.

CHAPITRE 2 : ETUDE ET DEVELOPPEMENT DES PERFORMANCES SPECTROMETRIQUES DU DETECTEUR TIMEPIX

Dans le but de permettre un fonctionnement en mode spectro-imageur de la caméra gamma GAMPIX, il est indispensable d'étudier et d'optimiser ses performances spectrométriques. Ce travail commence par l'identification des possibilités offertes par la puce de lecture Timepix pour faire de la spectrométrie (1). Les différentes tâches à accomplir pour optimiser les performances spectrométriques du détecteur sont ensuite identifiées et réalisées : réglage des paramètres de la puce (2), calibration en énergie (3) et optimisation du pas de pixellisation (4) du détecteur.

1. Méthodes de spectrométrie

La spectrométrie consiste à déduire des informations sur l'énergie des photons gamma incidents à partir de la charge générée par ces photons dans le détecteur, qui est collectée par l'anode. Dans le cas de Timepix, l'anode est segmentée, et du fait de la petite taille des pixels (55 μm dans la configuration standard de GAMPIX), il est très rare qu'un photon gamma dépose l'intégralité de son énergie dans un seul pixel du détecteur. Le dépôt d'énergie se fait alors dans un ensemble de pixels adjacents appelé *cluster*. Nous avons identifié deux méthodes de spectrométrie avec la puce de lecture Timepix basées respectivement sur l'étude de la taille et du contenu de ces *clusters*. Dans ce chapitre, nous étudierons successivement les mécanismes à l'origine du dépôt de charge (1.1) dans des *clusters* de pixels puis les deux méthodes de spectrométries utilisées (1.2 et 1.3).

1.1. Etalement de charge

Deux mécanismes physiques sont à l'origine de l'étalement du dépôt dans des *clusters* de pixels : la fluorescence (1.1.1) et la diffusion de charge (1.1.2).

1.1.1. Fluorescence

Aux énergies d'intérêt pour la caméra gamma GAMPIX (15 keV-1,33 MeV), un photon gamma interagit avec un électron d'un atome du détecteur soit par absorption photoélectrique, soit par diffusion Compton (figure 1-4) :

- Dans le cas de l'absorption photoélectrique, l'atome subit une ionisation³² en couche interne³³. La réorganisation du cortège électronique se fait par une série de transitions,

³² L'ionisation est le processus qui consiste à enlever ou ajouter des charges à un atome ou une molécule, qui ne sont alors plus neutres électriquement. Dans le cas qui nous occupe, il s'agit du retrait d'un électron, et l'atome concerné devient un ion chargé positivement, appelé cation.

radiatives³⁴ ou non, opérées par deux processus concurrents : l'émission d'électrons Auger dans le cas des transitions non radiatives et la fluorescence dans le cas des transitions radiatives (figure 2-1). La prépondérance de l'un ou l'autre des processus est déterminée par le numéro atomique Z du matériau détecteur. En effet, le rendement de fluorescence ω , qui renseigne sur la fraction d'atomes ionisés donnant naissance à un photon X, obéit à la loi empirique du rendement de fluorescence régie par l'équation de Wentzel :

$$\omega = \frac{Z^4}{Z^4 + c} \quad 2-1$$

Dans l'équation 2-1, c est une constante qui dépend du type de raie émettrice du photon X et varie entre 10^5 pour les raies K et 10^9 pour les raies M. La figure 2-2 montre l'évolution du rendement de fluorescence en fonction du numéro atomique Z pour les séries de raies K, L et M. Elle montre clairement que le rendement de fluorescence est d'autant plus important que le numéro atomique est élevé. Pour le CdTe, dont le numéro atomique effectif Z^* est proche de 50, le rendement de fluorescence est d'environ 0,9 avec des électrons de la couche K et prend donc largement le pas sur l'émission Auger.

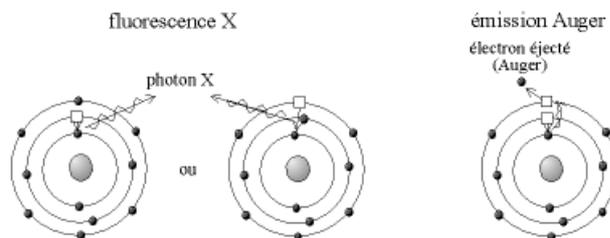


Figure 2-1 : Processus de fluorescence (transition radiative) et d'émission Auger (transition non radiative) (IRM).

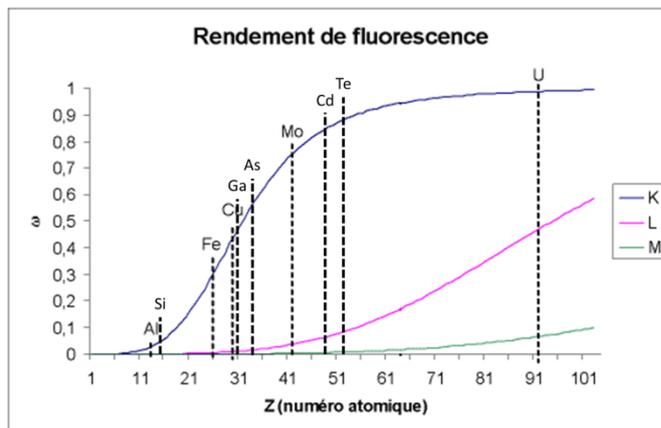


Figure 2-2 : Rendement de fluorescence ω en fonction du numéro atomique Z pour trois séries de raies (DANG NGOC CHAN).

³³ Les couches internes sont les plus proches du noyau atomique, et donc les plus liées à lui.

³⁴ De manière générale, une transition radiative implique l'absorption ou, au contraire, l'émission d'un photon pour passer d'un état à un autre. Il s'agit de l'émission de photons dans le cas de la réorganisation du cortège électronique.

- L'autre mode d'interaction privilégié d'un photon gamma avec un électron du détecteur est la diffusion Compton. Dans ce cas, le photon interagit la plupart du temps avec un électron d'une couche externe d'un atome. L'électron peut alors être considéré comme initialement libre et au repos, c'est-à-dire qu'il n'induit pas de relaxation de l'atome par transitions successives. L'interaction du photon peut plus rarement se produire avec un électron d'une couche interne. Comme dans le cas de l'effet photoélectrique, la désexcitation s'opère alors par fluorescence et émission d'électrons Auger.

L'absorption photoélectrique et la diffusion Compton conduisent toutes les deux à la libération d'un électron. Cet électron interagit à son tour avec des électrons du détecteur. Si l'énergie transférée par l'électron est supérieure à l'énergie de liaison d'un électron fortement lié d'un atome du matériau cible, l'électron est expulsé du cortège et l'atome est ionisé. Si l'énergie transférée par l'électron est exactement égale à la différence entre les énergies de liaison de deux couches électroniques externes d'un atome du matériau cible, un électron de cet atome passe sur une couche moins liée et l'atome est excité. Dans le cas de l'excitation comme de l'ionisation, le retour à l'état stable (ou état fondamental) des atomes se fait par transitions, radiatives ou non. Lorsqu'elles sont radiatives, c'est le phénomène de fluorescence qui est mis en jeu.

Une fois émis, les photons de fluorescence se déplacent dans le matériau détecteur. Lorsqu'un photon de fluorescence dépose son énergie dans le pixel dans lequel s'était produite l'interaction initiale (celle à l'origine du photon de fluorescence), la somme des deux dépôts est égale à l'énergie du photon incident et une contribution est apportée au pic photoélectrique. Lorsque le photon de fluorescence dépose son énergie dans un pixel différent, le dépôt d'énergie dû au photon de fluorescence contribue au pic de fluorescence, tandis que le dépôt à l'endroit de l'interaction initiale participe à la croissance du pic d'échappement situé à l'énergie $E - E_f$, avec E l'énergie initiale et E_f l'énergie du photon de fluorescence (figure 2-3). Le tableau 2-1 présente les caractéristiques des photons de fluorescence associés au tellure et au cadmium.

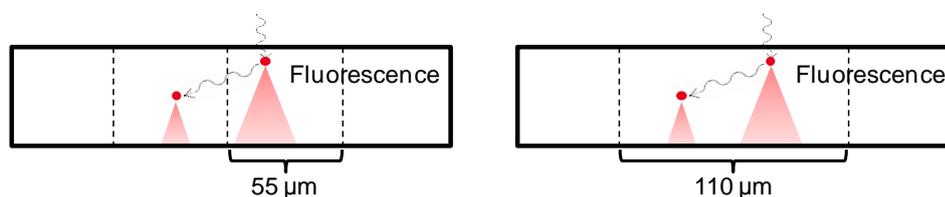


Figure 2-3 : Scénarios de répartition du dépôt d'énergie dans le détecteur.

Z	Atome				Photons de fluorescence					
	Energies de liaison			L3 (keV)	Energies		Libres parcours moyen		Rendement	
K (keV)	L1 (keV)	L2 (keV)	α_1 (keV)		α_2 (keV)	d_{a1} (μm)	d_{a2} (μm)	ω_K		
Cd	48	26,71	4,02	3,72	3,54	23,17	22,98	113,20	110,70	0,83
Te	52	31,81	4,94	4,61	4,34	27,44	27,20	59,32	57,85	0,87

Tableau 2-1 : Caractéristiques des couches K et L du Cd et du Te et des photons de fluorescence associés (TLUSTOS, 2005).

Trois propriétés intrinsèques du Cd et du Te expliquent l'importance de la fluorescence (REDUS & al., 2009) :

- Le rendement quantique du Cd et du Te est proche de 85 %, ce qui signifie que 85 % des photons absorbés donnent lieu à l'émission de photons de fluorescence. A titre de comparaison, le rendement de fluorescence du Si est de 5 % seulement.
- Le Cd et le Te produisent tous les deux des pics K_α et K_β , tandis que seul le pic K_α est visible dans le Si. Le CdTe possède ainsi quatre lignes de fluorescence K auxquelles s'ajoutent des lignes de fluorescence L.
- L'énergie des photons de fluorescence dans le CdTe, de 27 keV en moyenne (tableau 2-1), leur assure une certaine portée, qui peut être évaluée par les deux concepts de longueur d'atténuation³⁵ ou de libre parcours moyen³⁶. La longueur d'atténuation des photons émis par les couches K du Cd et du Te varie ainsi de 100 μm à 200 μm (REDUS & al., 2007). Compte tenu du pas de pixellisation de 55 μm de Timepix, il en résulte une forte probabilité que le photon de fluorescence dépose son énergie dans un pixel différent de celui de l'interaction d'origine (absorption photoélectrique, etc.). D'autre part, le libre parcours moyen des photons de fluorescence associés aux lignes K_α et K_β dans le CdTe est respectivement de l'ordre de 60 μm et de 113 μm (TLUSTOS, 2010). Or, il a été montré par R. Ballabriga que la fluorescence est responsable d'un dépôt de charge réparti entre plusieurs pixels dès lors que le libre parcours moyen des photons de fluorescence atteint la taille des pixels (BALLABRIGA & al., 2011), ce qui est le cas ici.

La figure 2-4 présente l'impact de la fluorescence sur les spectres simulés obtenus dans le cadre de cette thèse avec une source d' ^{241}Am pour différents pas de pixellisation. La diminution du pic de fluorescence avec l'augmentation du pas de pixellisation au-delà du libre parcours moyen des photons de fluorescence apparaît nettement. Seul un pic d'échappement subsiste, correspondant aux cas où le photon de fluorescence s'est échappé du détecteur.

³⁵ La longueur d'atténuation représente la distance au bout de laquelle le nombre de photons est divisé par deux.

³⁶ Le libre parcours moyen correspond à la distance moyenne séparant le lieu d'émission d'un photon du lieu de son interaction avec un électron du matériau.

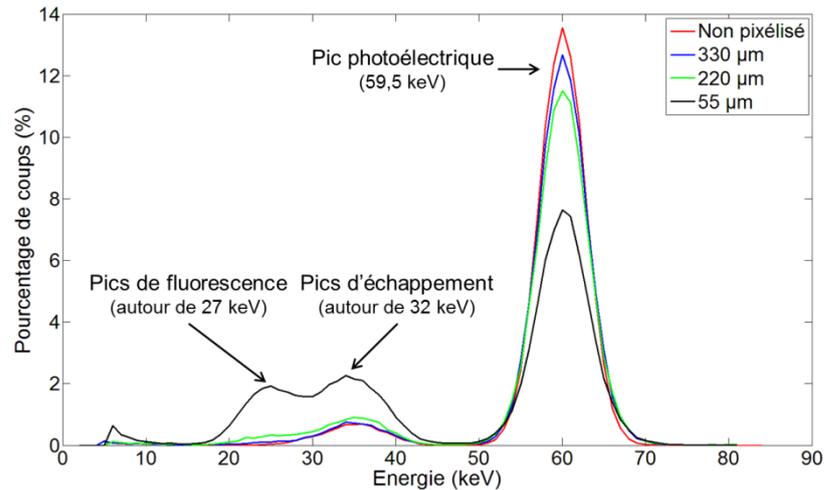


Figure 2-4 : Impact de la fluorescence sur les spectres obtenus avec une source d' ^{241}Am en fonction du pas de pixellisation (données simulées à l'aide du code de calcul Monte Carlo MCNPX).

1.1.2. Diffusion de charge

La diffusion de charge est le second mécanisme responsable du dépôt de charge dans des *clusters* de pixels. Par ce processus, les électrons se répartissent dans le volume qui leur est accessible sous l'influence du champ électrique appliqué entre les électrodes du détecteur. La diffusion est tridimensionnelle, néanmoins, s'agissant de notre problématique de répartition de la charge entre plusieurs pixels, seule l'expansion latérale nous intéresse. Elle est observable à chaque instant sur un plan parallèle à celui des pixels et peut être estimée par le rayon R d'un disque sur lequel se répartit la charge. Le pourcentage de charges situées dans le disque de rayon R après une diffusion d'une durée t est donné par la fonction de distribution cumulative (MANACH, 2005) :

$$p(r < R, t) = 1 - e^{-\frac{R^2}{4Dt}} \quad 2-2$$

avec D le coefficient de diffusion. Dans le cas où le champ électrique est uniforme, le produit Dt est donné par :

$$Dt = \frac{kTd}{qE} \quad 2-3$$

avec k la constante de Boltzmann, T la température et d la distance de dérive définie comme la distance longitudinale séparant le lieu de l'interaction du lieu de l'examen de l'expansion latérale. En remplaçant Dt dans l'équation 2-2 par son expression donnée par l'équation 2-3, il apparaît qu'il n'intervient aucun facteur dépendant de la nature du matériau détecteur (mobilité des porteurs de charge, etc.) dans la fonction de distribution cumulative : l'expansion latérale est donc indépendante du matériau détecteur. La figure 2-5 présente l'expansion latérale d'un nuage de charges pour une dérive de 1 mm dans un champ électrique de polarisation de $1 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$. Ceci correspond à un substrat de 1 mm polarisé à 100 V, ce qui est très proche de la configuration traditionnelle de GAMPIX dans laquelle le substrat de 1 mm de CdTe est polarisé à 110 V. Le graphe montre que plus de 50 % des charges diffusent

au-delà d'un disque de rayon 27 μm et appartiennent donc à un nuage dont la surface dépasse celle d'un pixel de 55 μm , produisant un dépôt de charge dans des pixels distincts. De manière générale, l'impact de la diffusion de charge devient important quand l'épaisseur du substrat dépasse la taille des pixels (BALLABRIGA, 2011), ce qui est le cas pour toutes les configurations de détecteur étudiées au cours de cette thèse : pas de pixellisation de 55 μm ou 110 μm et épaisseur du substrat semi-conducteur de 1 ou 2 mm.

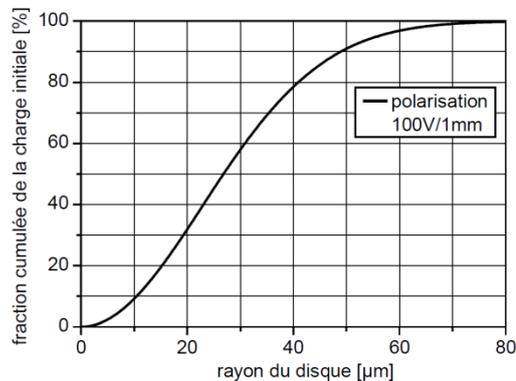


Figure 2-5 : Expansion latérale de la charge pour une dérive de 1 mm dans un champ électrique de polarisation de $1 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ (MANACH, 2003).

1.2. Spectrométrie par étude de la taille des *clusters*

La quantité de charge produite dans le matériau détecteur augmente avec l'énergie des photons gamma incidents, ce qui accentue l'effet de la fluorescence et de la diffusion de charge décrites dans le paragraphe précédent. La taille moyenne des *clusters* est par conséquent dépendante de l'énergie, comme le montrent les histogrammes de la figure 2-6 présentant le pourcentage d'occurrences associé à chaque taille de *clusters* pour des sources d' ^{241}Am et de ^{60}Co . Les valeurs sont dépendantes du réglage de la puce et du pas de pixellisation. Elles ont ici été obtenues pour un seuil bas de détection réglé juste au-dessus du bruit et une tension de polarisation de 110 V. Nous reviendrons sur l'influence de la tension de polarisation sur la taille des *clusters* dans le paragraphe 2.1. La taille moyenne des *clusters* apparaît ici proche de 3 pixels dans le cas de ^{241}Am , tandis qu'elle atteint 7 pixels dans le cas du ^{60}Co .

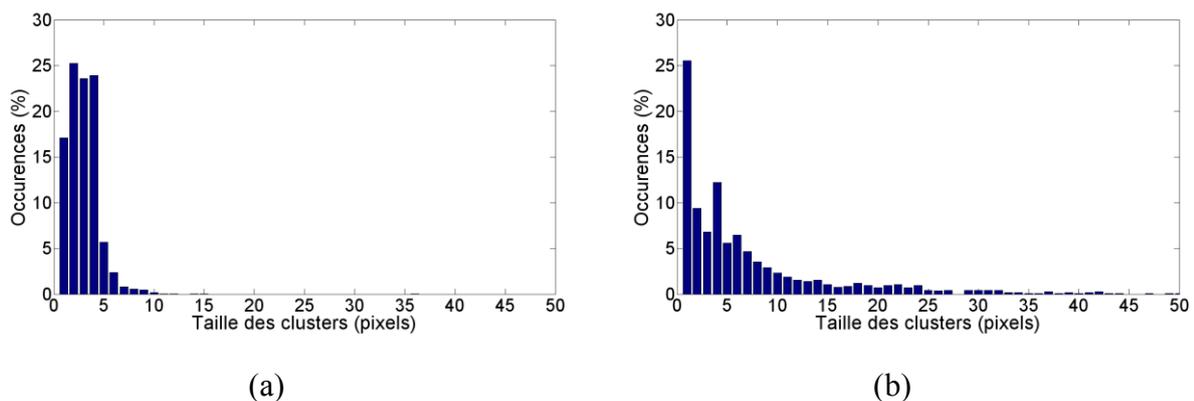


Figure 2-6 : Histogramme sur la taille des clusters pour des sources (a) d' ^{241}Am et (b) de ^{60}Co .

L'examen de la taille moyenne des *clusters* apparaît donc comme une solution envisageable pour identifier les radioéléments émetteurs gamma après étalonnage du dispositif de mesure. Cette solution sera mise en œuvre dans le chapitre 3 (chapitre 3 :1) où ses limitations seront également discutées.

1.3. Spectrométrie par étude du dépôt de charge

La spectrométrie par étude du dépôt de charge utilise le mode de fonctionnement *Time over Threshold* (ToT) de la puce de lecture Timepix. Ce mode est basé sur la relation existant entre l'énergie déposée dans un pixel et le temps de retour à zéro de l'impulsion obtenue en sortie du préamplificateur de charge³⁷. La mesure de la durée de l'impulsion constitue donc un indicateur de l'énergie déposée au sein du détecteur. Cette mesure est réalisée à partir d'un seuil fixé par l'utilisateur (en rouge clair sur la figure 2-7). Le passage de l'impulsion étudiée au-dessus puis en-dessous du seuil détermine le démarrage puis l'arrêt du compteur qui s'incrémente à la cadence d'une horloge externe réglable par l'utilisateur (LLOPART & al., 2007; GREIFFENBERG & al., 2011). Les coups d'horloges sont matérialisés en rouge foncé sur la figure 2-7. L'interface *USB Medipix2* utilisée dans GAMPIX autorise les fréquences de 10, 20, 40 ou 80 MHz et l'utilisateur effectue son choix par l'intermédiaire du logiciel Pixelman (chapitre 1, 3.4). Le nombre de coups d'horloge est une fonction linéaire avec le retour à zéro des impulsions et la précision de la mesure est proportionnelle à la fréquence d'horloge choisie (ANTON & al., 2009). Dans le cas de GAMPIX, la fréquence d'horloge est fixée à 40 MHz, ce qui amène une précision sur la mesure de la durée de l'impulsion de 25 ns, suffisante car bien inférieure à la durée moyenne des impulsions (quelques microsecondes). Dans le cadre d'une mesure en mode ToT, le compteur est utilisé comme un ADC de type Wilkinson³⁸ permettant une mesure d'énergie directe dans chaque pixel (JAKUBEK & al., 2007; VALLERGA & al., 2008; TURECEK & al., 2011). Il a été montré par simulation que le mode ToT était linéaire jusqu'à 200 ke⁻ pour un réglage optimal des paramètres de la puce de lecture (LLOPART & al., 2007).

³⁷ Il faut noter qu'il n'existe en revanche pas forcément de relation de proportionnalité entre l'énergie déposée dans le détecteur et la hauteur de l'impulsion de tension générée en sortie du préamplificateur de charge. En effet, la capacité de rétroaction du préamplificateur est chargée par l'impulsion de courant induite sur les électrodes. Tant que cette impulsion de courant ne dépasse pas une certaine amplitude (correspondant à un dépôt de charge de 60 ke⁻), il existe une relation de proportionnalité entre l'énergie déposée dans le détecteur et la hauteur de l'impulsion de tension. En revanche, lorsque l'impulsion de courant dépasse une certaine amplitude, l'amplitude de l'impulsion de tension générée par le préamplificateur de charge sature et ne reflète donc plus l'énergie déposée. Une fois la charge terminée, la décharge de la capacité de rétroaction se fait avec un courant constant. De ce fait, le temps de remise à zéro de l'impulsion de tension est proportionnel au signal d'entrée même dans le cas où l'amplitude de l'impulsion a saturé.

³⁸ Les ADCs de type Wilkinson font partie des deux types d'ADCs utilisés en spectrométrie nucléaire (l'autre type utilisant une technique d'approximations successives). L'amplitude des impulsions est d'abord convertie en temps, puis ce temps est mesuré.

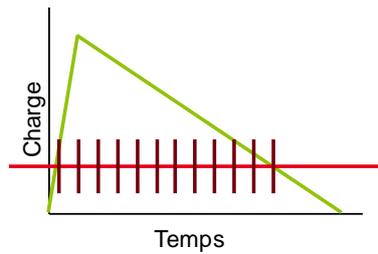


Figure 2-7 : Représentation schématique d'une mesure en mode ToT. L'impulsion obtenue en sortie d'un préamplificateur de charge est dessinée en vert, le seuil en rouge clair et les coups d'horloge en rouge foncé.

La mesure en mode *ToT* permet d'obtenir des spectres donnant le nombre de coups en fonction du temps passé au-dessus du seuil. La figure 2-8 présente les spectres obtenus expérimentalement avec la puce de lecture Timepix et des sources d'²⁴¹Am et de ¹³⁷Cs. Les éléments caractéristiques des deux radionucléides (pics d'absorption totale, front Compton) sont clairement visibles.

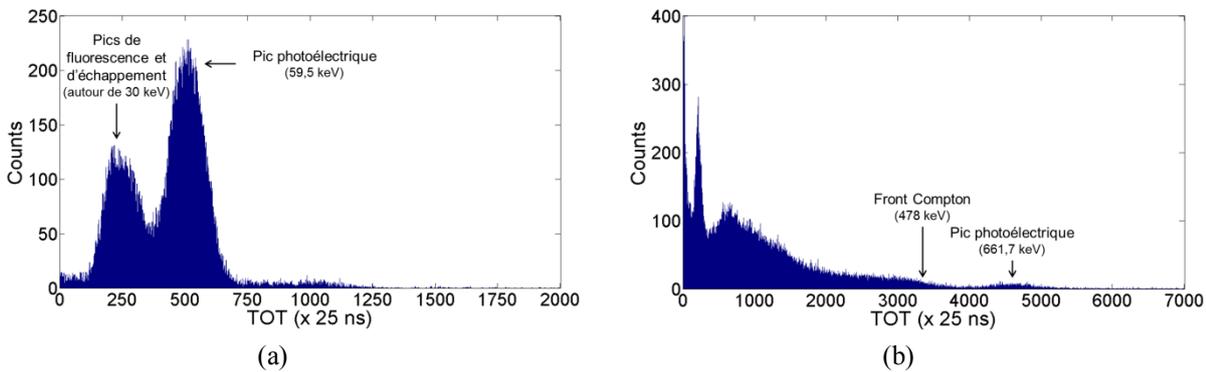


Figure 2-8 : Spectres obtenus (a) à l'²⁴¹Am et (b) au ¹³⁷Cs.

2. Réglage des paramètres du détecteur

Le réglage du détecteur vise en premier lieu à optimiser la résolution en énergie, définie comme le rapport de la largeur à mi-hauteur d'un pic donné sur sa position. L'optimisation de la résolution passe donc par la réduction de la largeur à mi-hauteur calculée suivant l'expression :

$$FWHM = \sqrt{FWHM_p^2 + FWHM_c^2 + FWHM_e^2} \quad 2-4$$

où $FWHM_p$, $FWHM_c$ et $FWHM_e$ désignent respectivement les largeurs à mi-hauteur liées aux trois étapes successives du processus de détection des photons gamma : la production de charge dans le substrat semi-conducteur, la collecte de charge par les électrodes et le traitement du signal par la chaîne électronique.

La largeur à mi-hauteur liée à la **production de charge** dans le substrat semi-conducteur est définie par l'expression :

$$FWHM_p = 2,355 * \sqrt{\frac{F * \varepsilon}{E_\gamma}} \quad 2-5$$

avec F le facteur de Fano³⁹, ε l'énergie moyenne de création de paires et E_γ l'énergie du photon incident. Nous n'avons d'influence sur aucun de ces paramètres, qui sont liés à la physique dans le détecteur et qui sont plus élevés pour le CdTe que pour d'autres matériaux semi-conducteurs comme le Si ($F = 0,15$ et $\varepsilon = 4,43$ eV dans le CdTe), ce qui est pénalisant d'emblée pour la résolution en énergie.

La **collecte de charge** par les électrodes est optimale lorsque, pour un nombre donné de paires électron-trou créées, la quantité de charges collectée ne varie pas. La collecte peut être affectée par le piégeage des porteurs de charges dans le cristal semi-conducteur ou, dans le cas particulier des détecteurs pixellisés, par la diffusion de charges donnant lieu à des pertes si l'amplitude des impulsions ne dépasse pas le seuil de détection. La tension de polarisation joue un rôle dans la diffusion et le piégeage des charges, et son ajustement fera donc l'objet du paragraphe 2.1. La taille des pixels joue également un rôle dans l'impact de la diffusion de charges qui sera examiné dans la section 4 de ce chapitre.

La dégradation de la résolution en énergie due au **traitement du signal** par les chaînes électroniques peut être limitée d'une part par le réglage fin des paramètres régissant le fonctionnement de ces chaînes (2.2 et 2.3), et d'autre part par l'optimisation de la taille des pixels pour les applications visées qui peut permettre de limiter le nombre de ces chaînes (4).

2.1. Tension de polarisation

La tension de polarisation U appliquée entre les électrodes conductrices d'un détecteur d'épaisseur d permet la génération d'un champ électrique E assurant la migration vers les électrodes des porteurs de charge générés suite à l'interaction des particules incidentes avec le détecteur :

$$E = \frac{U}{d} \quad 2-6$$

C'est au cours de cette migration que le signal porteur de l'information sur le dépôt d'énergie par les particules incidentes est généré sur les électrodes. En effet, tout porteur de charge situé à un endroit donné du détecteur induit une charge surfacique sur les électrodes. Une nouvelle position du porteur de charge induit une répartition différente des charges images sur les électrodes, comme le montre la figure 2-9. La variation de la charge surfacique avec le mouvement du porteur génère un courant qui renseigne sur le dépôt d'énergie initial. Ce

³⁹ Le facteur de Fano permet de mesurer l'écart entre la distribution réelle du nombre de charges créées et la distribution prédite par la loi de Poisson à laquelle obéit théoriquement la production de charge. Il est défini comme le rapport entre la variance observée sur le nombre de paires électron-trou N générées et la variance attendue pour le même nombre N de paires dans le cadre de la loi de Poisson. (GILMORE & HEMINGWAY, 1995)

courant est exprimé par le théorème de Ramo selon lequel le courant I_i induit à travers l'électrode i par une charge q se déplaçant dans le vide avec une vitesse instantanée v :

$$I_i = qv(r)E_{W_i(r)} \quad 2-7$$

où le champ $E_{W_i(r)}$ est défini comme le champ de pondération de l'électrode i calculé en l'absence de la charge q en portant le potentiel de cette électrode à 1 et le potentiel de toutes les autres à 0. À l'issue du transport dans le détecteur, les charges libres rejoignent les électrodes collectrices où elles se recombinent avec les charges images de signe opposé. Ce phénomène d'induction de charge est observé dans les milieux non dopés, électriquement neutres. Dans les milieux dopés du type de ceux rencontrés dans nos substrats semi-conducteurs en CdTe, en revanche, l'abondance de porteurs libres préserve la neutralité électrique en tout point du volume, ce qui empêche le phénomène d'induction. Un courant apparaît alors seulement lorsque les charges mobiles atteignent réellement les électrodes. Toutefois, la neutralité électrique n'est observée qu'au bout d'un temps de relaxation de l'ordre de la milliseconde dans notre cas, et donc bien supérieur à la durée de transit des charges, ce qui préserve la nature inductive du signal sur les électrodes (MANACH, 2005).

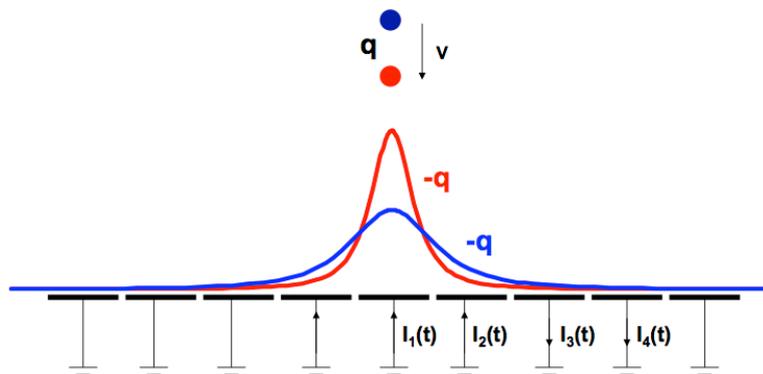


Figure 2-9 : Charge surfacique induite sur une électrode pixellisée en fonction de la position de la charge q . Chaque pixel est maintenu à la masse (BRUYNEEL, 2011).

La tension de polarisation est généralement choisie de sorte à ce que le produit $\mu\tau E$ soit grand devant l'épaisseur du détecteur. La valeur à donner au champ électrique est cependant limitée par la proportionnalité qui existe entre le courant d'obscurité (devant être minimisé) et le champ électrique.

Dans le cas du détecteur Timepix intégré à GAMPIX, la tension de polarisation est appliquée à l'électrode d'entrée du détecteur, et non à l'électrode de collecte qui est maintenue à la masse. Pour la collecte des électrons requise par l'utilisation d'un substrat de CdTe, l'électrode de collecte doit constituer l'anode et avoir le potentiel le plus élevé. C'est pourquoi la tension appliquée à l'électrode d'entrée est négative.

Quelle que soit l'approche retenue pour le développement d'une capacité spectrométrique pour GAMPIX (taille des *clusters* ou mode ToT), un réglage optimal de la tension de polarisation est primordial. Celui-ci assure en effet une collecte exhaustive de la charge permettant d'obtenir d'une part une relation fiable entre taille des *clusters* et énergie (approche sur la taille des *clusters*), et d'autre part d'optimiser la résolution en énergie

(approche en mode ToT). La recherche de ce réglage optimal a été étudiée dans le cadre de ces travaux de thèse pour deux puces Timepix :

- La première puce étudiée possède les caractéristiques retenues pour la caméra gamma GAMPIX faisant l'objet d'une industrialisation par CANBERRA : elle est hybridée à un substrat de CdTe de 1 mm d'épaisseur et son pas de pixellisation est de 55 μm (elle sera désignée par la suite sous l'appellation « puce 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ »). Cette puce porte la référence I04-W0083⁴⁰.
- La seconde puce possède un pas de pixellisation de 110 μm (« puce 110 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ ») et porte la référence H03-W0022. Son utilisation dans une version ultérieure de GAMPIX pourrait être envisagée.

Toutes les acquisitions ont été réalisées avec des *frames* de 1 s et la durée totale des acquisitions est de 60 s. Le choix d'un échantillonnage à 1 Hz permet de se prémunir de l'empilement⁴¹, de sorte à ce que les informations sur la taille des *clusters* et le dépôt d'énergie fournies par chaque *frame* soit exploitable. Plusieurs sources radioactives ont été utilisées dont les caractéristiques sont détaillées dans le tableau 2-2.

Source	²⁴¹ Am	¹³³ Ba	¹³⁷ Cs	⁶⁰ Co
Energie (keV)	59,5	80	662	1173 et 1333
Activité (MBq)	72,8	35,1	26,1	11,7

Tableau 2-2 : Nature et caractéristiques des sources utilisées. Les valeurs d'énergie correspondent aux raies d'émission les plus intenses.

L'examen des courbes de la figure 2-10 montre que pour une tension de polarisation et un pas de pixellisation donnés, la taille moyenne des *clusters* augmente avec l'énergie des photons gamma incidents, ce que confirme le tableau 2-3 qui consigne les valeurs numériques obtenues à -110 V et à -300 V. L'évolution de la taille des *clusters* par unité d'énergie est constante pour une configuration de tension et de pixellisation donnée. Le tableau 2-4 indique les valeurs obtenues pour chaque configuration. Le facteur d'agrandissement des *clusters* par unité d'énergie diminue avec l'augmentation de la tension de polarisation dans le cas de la puce 55 μm , tandis qu'il est constant pour la puce 110 μm .

Avec la puce 55 μm (marqueurs en forme de losange sur la figure 2-10), le rapport entre la taille moyenne des *clusters* pour une tension de polarisation de -110 V et de -300 V est constant quelle que soit l'énergie des radioéléments émetteurs (proche de 1,3). Avec la puce 110 μm (marqueurs de forme carrée), en revanche, l'augmentation de la tension de polarisation n'a pas d'influence sur la taille moyenne des *clusters* à basse énergie, et seule une très légère diminution de cette taille est observée à très haute énergie (1,25 MeV). Ces derniers résultats peuvent s'expliquer par la faible taille moyenne des *clusters* (~ 2 pixels à 60 keV). En effet, la répartition de la taille des *clusters* autour de la taille moyenne, telle

⁴⁰ La lettre W précède le numéro du *wafer* dont est issu l'ASIC (0083), tandis que la première lettre (I) et le premier nombre (04) désignent la position (ligne et colonne) de l'ASIC dans le *wafer*.

⁴¹ L'empilement survient lorsque deux impulsions parviennent successivement sur le détecteur et qu'elles sont séparées par un intervalle temporel insuffisant pour que l'électronique ait achevé le traitement de la première impulsion lorsque la seconde arrive.

qu'elle est notamment visible sur les histogrammes de la figure 2-6, indique qu'une faible taille moyenne des *clusters* implique un grand nombre de *clusters* de taille unitaire. Il est donc tout à fait envisageable que la taille du dépôt diminue dans ces *clusters* lorsque la tension de polarisation du substrat passe de -110 V à -300 V, sans que cela ne soit perceptible (les *clusters* demeurent de taille unitaire) et donc sans que la taille moyenne des *clusters* n'en soit affectée.

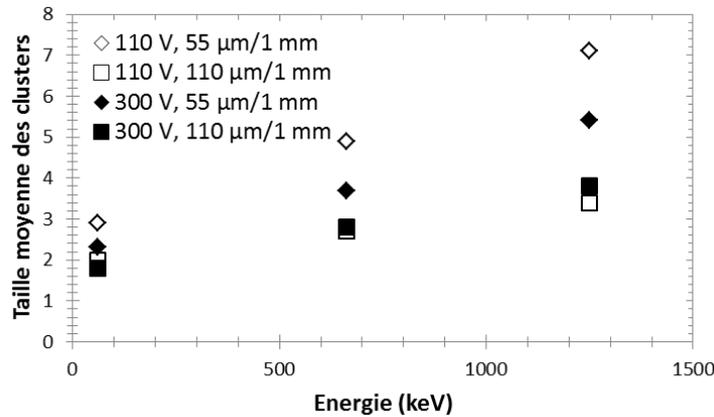


Figure 2-10 : Evolution de la taille moyenne des *clusters* avec l'énergie des radioéléments émetteurs pour deux valeurs de la tension de polarisation.

Polarisation	-110 V		-300 V	
	55 µm/1 mm	110 µm/1 mm	55 µm/1 mm	110 µm/1 mm
²⁴¹ Am	2,9	2,0	2,3	1,8
¹³⁷ Cs	4,9	2,7	3,7	2,3
⁶⁰ Co	7,1	3,4	5,4	2,8

Tableau 2-3 : Taille moyenne des *clusters* (en pixels) en fonction des radioéléments émetteurs, de la tension de polarisation et du pas de pixellisation.

Polarisation	-110 V		-300 V	
	55 µm/1 mm	110 µm/1 mm	55 µm/1 mm	110 µm/1 mm
Evolution de la taille moyenne des <i>clusters</i>	$3 \cdot 10^{-2} \text{ keV}^{-1}$	$1 \cdot 10^{-2} \text{ keV}^{-1}$	$2 \cdot 10^{-2} \text{ keV}^{-1}$	$1 \cdot 10^{-2} \text{ keV}^{-1}$

Tableau 2-4 : Evolution par unité d'énergie de la taille moyenne des *clusters* pour plusieurs configurations de tension de polarisation et de pixellisation du détecteur.

La figure 2-11 et la figure 2-12 montrent respectivement l'évolution de la taille moyenne des *clusters* en fonction de la tension de polarisation pour les puces 55 µm et 110 µm. La tension de polarisation varie sur la gamme comprise entre -25 V et -300 V. Le substrat de détection étant polarisé négativement, le suivi de l'augmentation de la valeur absolue de la tension de polarisation exige par conséquent une lecture des graphes de droite à gauche. Pour une très faible tension de polarisation (-25 V), des décrochements sont observés sur les courbes dans le cas de l'²⁴¹Am avec la puce 55 µm et dans le cas du ⁶⁰Co avec la puce 110 µm. Ces décrochements peuvent s'expliquer par deux phénomènes :

- la collecte incomplète des charges due au piégeage d'une partie d'entre elles dans le cristal semi-conducteur d'où la tension de polarisation est trop faible pour les arracher.

- une diffusion de charge telle que l'amplitude des impulsions dans certains pixels ne dépasse pas le seuil fixé en mode ToT. Ces pixels ne sont alors pas rattachés aux *clusters* dont la taille moyenne diminue.

Sur toutes les courbes de la figure 2-11 et de la figure 2-12, nous observons un ralentissement de la diminution de la taille moyenne des clusters avec l'augmentation de la valeur absolue de la tension de polarisation. L'amorce de plateaux pouvant faire penser que la taille minimale des clusters est atteinte est visible dans tous les cas mais de manière plus appuyée avec la puce 110 μm . Ceci pose la question de la poursuite des tests, en particulier avec la puce 55 μm , pour chercher à atteindre cette valeur limite. A partir de -250 V, nous avons toutefois constaté l'apparition de taches sur la matrice de détection, correspondant à des pixels bruyants, susceptibles de dégrader les performances de localisation spatiale de la caméra GAMPIX (figure 2-13). Il ne faut pas oublier que l'objectif est de mettre en place un spectro-imageur ne devant en aucun cas dégrader les performances en termes de localisation spatiale au profit de la spectrométrie. Nos observations sont cohérentes avec celles rapportées dans la littérature (figure 2-14) qui mentionnent bien la présence d'un plateau au-delà d'une certaine valeur de tension de polarisation (GREIFFENBERG & al., 2011).

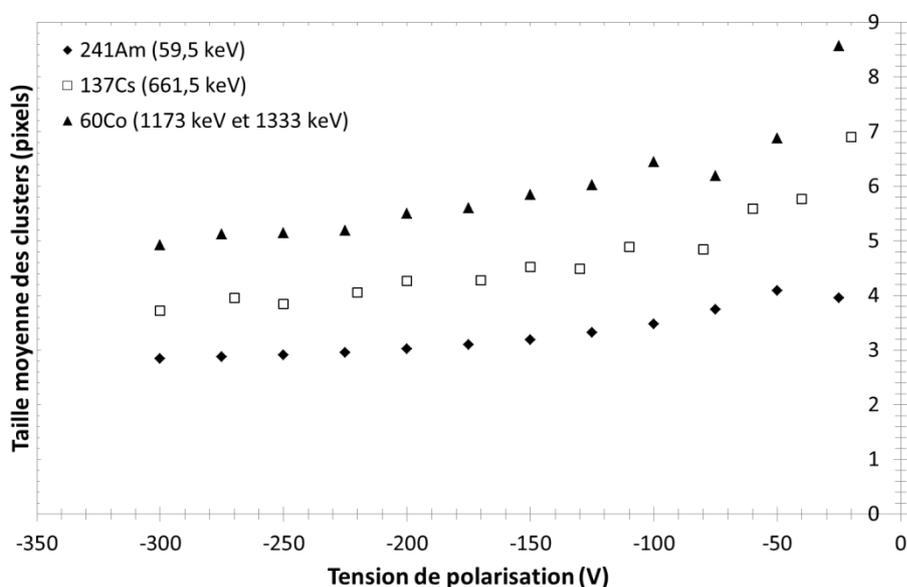


Figure 2-11 : Evolution de la taille moyenne des clusters en fonction de la tension de polarisation avec la puce 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ I04-W0083.

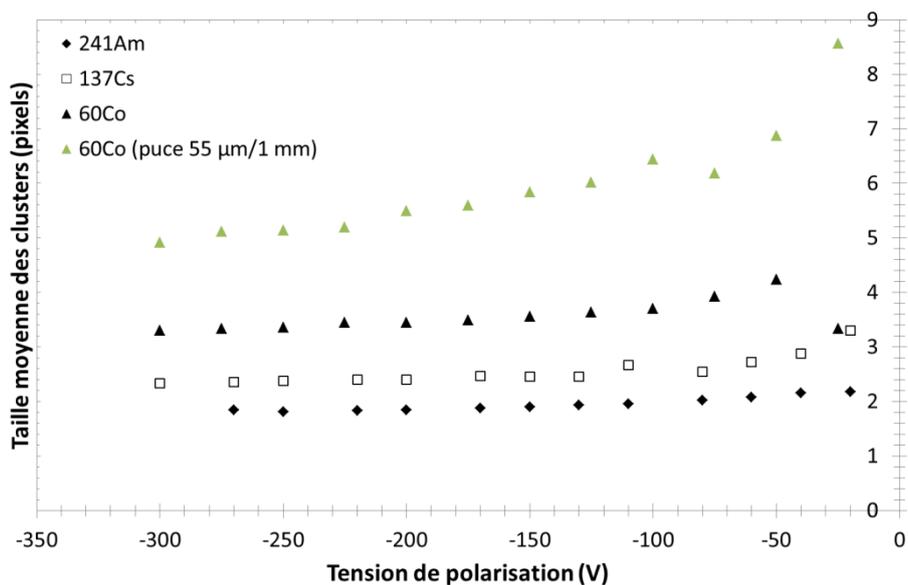


Figure 2-12 : Evolution de la taille moyenne des clusters en fonction de la tension de polarisation avec la puce 110 µm/1 mm H03-W0022.

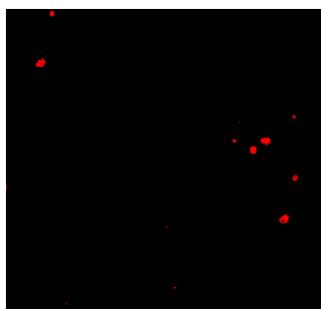


Figure 2-13 : Image brute obtenue avec le détecteur Timepix polarisé à -300 V en l'absence de source. Les taches rouges sont dues à des pixels bruyants.

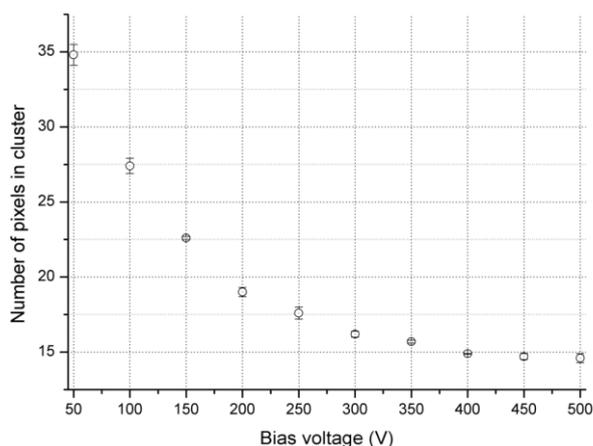


Figure 2-14 : Taille moyenne des *clusters* en fonction de la tension de polarisation dans le cas de la détection des particules α émises par une source d' ^{241}Am (5,5 MeV). Le pas de pixellisation est de 110 µm et l'épaisseur du substrat de CdTe de 1 mm [Greiffenberg_2010].

En complément des graphes précédemment commentés, la figure 2-15 présente l'évolution du pourcentage de *clusters* en fonction de leur taille pour la puce 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ dans le cas d'une source d' ^{241}Am . Il y apparaît clairement l'augmentation de la part de *clusters* de taille 1, 2 et 3 avec la valeur absolue de la tension de polarisation au détriment des *clusters* de taille supérieure.

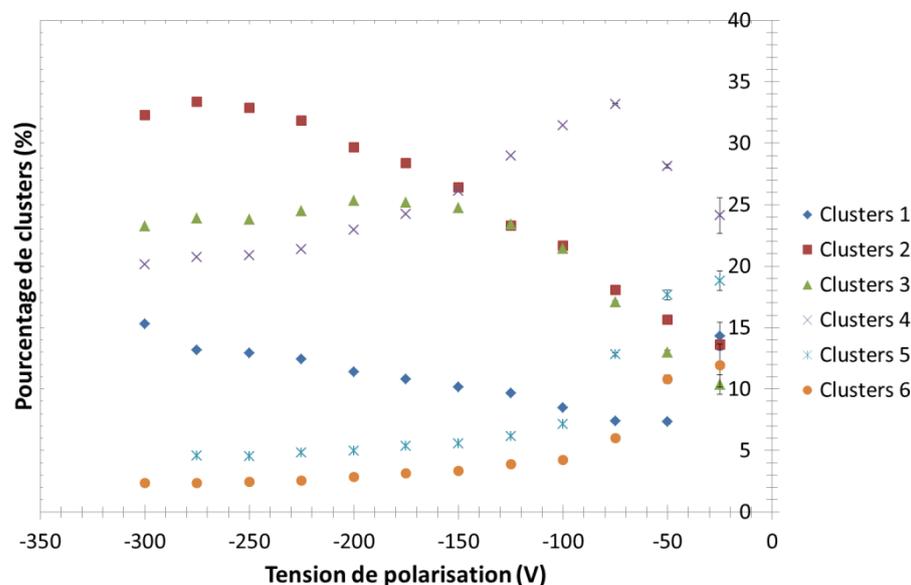


Figure 2-15 : Evolution du pourcentage de *clusters* en fonction de leur taille pour la puce 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ I04-W0083 dans le cas d'une source d' ^{241}Am .

L'influence de l'augmentation de la tension de polarisation sur le rapport entre les tailles moyennes de clusters obtenues à l' ^{241}Am avec les puces 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ D03-W0083 et 110 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ H03-W0022 a par ailleurs été étudiée (tableau 2-5). Le rapport diminue avec l'augmentation de la tension de polarisation, ce qui prouve que les performances de la puce 55 μm se trouvent alors optimisées du point de vue spectrométrique.

Polarisation (V)	-50	-75	-100	-125	-150	-175	-200	-225	-250	-275	-300
Rapport 55 $\mu\text{m}/110\text{ }\mu\text{m}$	1,62	1,58	1,74	1,66	1,64	1,60	1,59	1,51	1,53	1,54	1,49

Tableau 2-5 : Rapports entre les tailles moyennes de clusters pour les puces 110 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ H03-W0022 et 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ D03-W0083 pour différentes tensions de polarisation.

L'observation de l'évolution de la taille moyenne des *clusters* laisse présager une amélioration de la résolution en énergie avec l'augmentation de la tension de polarisation. Une évaluation quantitative est réalisée à l' ^{241}Am , dont quelques résultats sont présentés dans le tableau 2-6. Les acquisitions ont été réalisées sur 300 secondes avec des *frames* d'une durée d'une seconde. La résolution est calculée via le rapport de la largeur à mi-hauteur du pic d'absorption totale sur la position du pic. La largeur à mi-hauteur est obtenue par un ajustement (*fit*) gaussien sur les pics d'absorption totale qui, du fait de la forme non-gaussienne de ces derniers, donne une bonne indication en première approche mais occasionne une imprécision qu'il faut garder à l'esprit lors de l'analyse des résultats. Seuls les *clusters* de taille unitaire sont pris en compte afin de s'affranchir de l'absence de calibration

en énergie qui donne lieu à une dispersion des contributions dues à chaque taille de *clusters* (cf. 3). La figure 2-16 et la figure 2-17 montrent quelques exemples de spectres obtenus.

Polarisation (V)	-300 V	-250 V	-110 V	-40 V
Puce 55 $\mu\text{m}/1 \text{ mm}$	23,61 %	45,28 %	42,92 %	Non estimable
Puce 110 $\mu\text{m}/1 \text{ mm}$	19,93 %	17,10 %	23,02 %	36,86 %

Tableau 2-6 : Résolution en énergie et allure des spectres obtenus à ^{241}Am pour les clusters de taille 1 en fonction de la tension de polarisation pour la puce 55 $\mu\text{m}/1 \text{ mm}$ D03-W0083 et pour la puce 110 $\mu\text{m}/1 \text{ mm}$ H03-W0022.

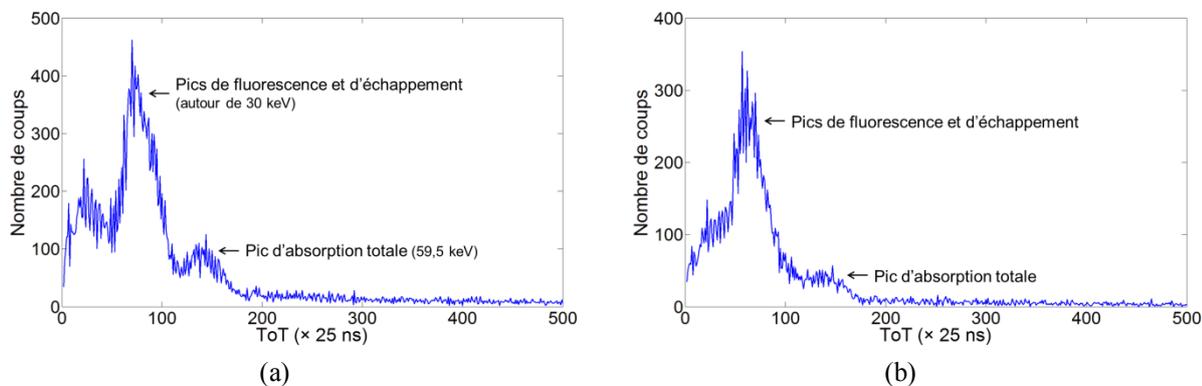


Figure 2-16 : Spectres obtenus à ^{241}Am avec la puce 55 $\mu\text{m}/1 \text{ mm}$ D03-W0083 avec une tension de polarisation de (a) -250 V et de (b) -110 V en ne considérant que les *clusters* de taille unitaire.

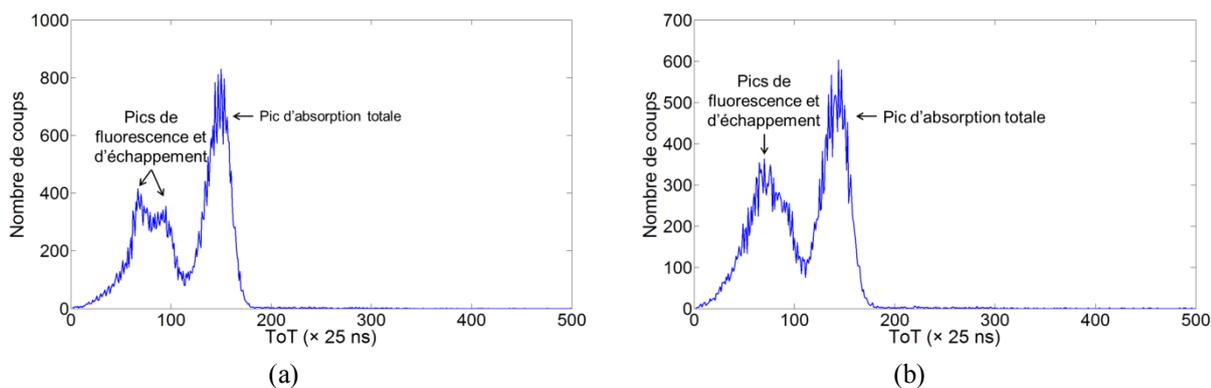


Figure 2-17 : Spectres obtenus à ^{241}Am avec la puce 110 $\mu\text{m}/1 \text{ mm}$ H03-W0022 avec une tension de polarisation de (a) -250 V et de (b) -110 V en ne considérant que les *clusters* de taille unitaire.

Les résultats obtenus montrent une amélioration notable de la résolution en énergie avec l'augmentation de la valeur absolue de la tension de polarisation, notamment pour la puce 55 μm . Il est par conséquent décidé d'élever la valeur absolue standard de la tension de polarisation du détecteur de GAMPIX à 300 V.

2.2. Préamplificateur de charge

Le préamplificateur à collecte de charges est le premier élément d'une chaîne de mesure nucléaire. Il est destiné à assurer l'interface entre les phénomènes physiques et

l'électronique, c'est-à-dire à recevoir et mettre en forme le signal induit sur l'électrode de collecte qui lui est associée avant traitement par les étages successifs de la chaîne. Le préamplificateur de charges de Timepix (figure 2-18) est construit selon un schéma différentiel de Krummenacher⁴² assurant une prise en compte des charges positives et négatives (à noter que la polarité du signal de sortie est inversée par rapport à celle du signal d'entrée). Cette architecture offre un retour à zéro constant et rapide (de l'ordre d'1 μ s) sans utiliser de résistance de contre-réaction ni de système actif. Elle permet en outre la compensation automatique du courant de fuite continu en provenance du substrat. Le préamplificateur de charge de Timepix se distingue de celui des générations antérieures de puces Medipix par l'ajout d'un cascode⁴³ contrôlé par un DAC 8 bits (LLOPART, 2006). Le cascode permet une augmentation du gain sans augmentation du bruit, et donc une amélioration du rapport signal sur bruit. Le gain passe ainsi de 10 mV \cdot ke⁻ environ avec Medipix2 à 18 mV \cdot ke⁻ environ avec Timepix. Il permet d'autre part une diminution de la charge de bruit équivalente⁴⁴, qui passe de 110 électrons pour Medipix2 à 75 électrons pour Timepix. La plage de linéarité de l'amplitude se trouve en revanche réduite à 50 ke⁻, contre 100 ke⁻ pour Medipix2. Le fonctionnement du préamplificateur dépend de la valeur prise par différents tensions et courants commandées par des DACs 8 bits communs à l'ensemble des pixels :

- Le courant I_{Krum} , qui contrôle d'une part le temps de remise à zéro (RAZ), et ainsi le gain en mode ToT (puisque la valeur de ToT dépend du temps passé par les impulsions au-dessus d'un certain seuil), et d'autre part la compensation du courant de fuite jusqu'à la valeur d' $I_{Krum}/2$ dans le cas de la collecte d'électrons. Ce courant a également une influence sur le bruit électronique. La valeur par défaut d' I_{Krum} est de 20 nA. Il possède une dynamique allant de 0 à 40 nA. La valeur de commande numérique d' I_{Krum} varie de manière opposée au courant, c'est-à-dire que le RAZ est allongé avec la diminution de la valeur numérique d' I_{Krum} .
- Le courant I_{preamp} , qui contrôle le temps de mise en forme (*peaking time*) sur une dynamique allant de 90 ns environ à 400 ns, et a donc également une influence sur le gain en mode ToT. Il possède une valeur par défaut de 1 μ A et une dynamique comprise entre 0 et 2 μ A.
- La tension V_{cas} , qui polarise le montage cascode utilisé dans le préamplificateur de charge. Ce montage augmente le gain en boucle ouverte du préamplificateur et en isole l'entrée de la sortie. La tension V_{cas} a une influence sur la capacité d'entrée du préamplificateur. La

⁴² F. Krummenacher a conçu les éléments d'une chaîne de traitement de signaux nucléaires (préamplificateur de charge, amplificateur de mise en forme, etc.) destinée à être couplée avec des substrats à microbandes ou pixélisés. Ces éléments sont pensés pour être rapides et peu consommateurs d'énergie (KRUMMENACHER, 1991).

⁴³ Un montage cascode associe deux transistors de caractéristiques différentes et complémentaires (par exemple rapidité pour l'un et capacité à supporter une tension élevée pour l'autre). Le montage hybride combine les avantages des deux transistors qui sont montés en série et donc traversés par le même courant.

⁴⁴ La charge de bruit équivalente, abrégée par ENC pour *Equivalent Noise Charge*, détermine la charge qui, mise à l'entrée du préamplificateur de charge, générerait la même amplitude de signal que celle induite par le bruit.

réduction de cette capacité améliore le rapport signal sur bruit au détriment de la dynamique. La plage de variation de V_{cas} s'étale de 0 à 2,2 V.

- La tension V_{fbk} , qui fixe la ligne de base des signaux de sortie et a donc une influence sur la quantité de charge maximum pouvant être traitée correctement. Sa valeur par défaut, correspondant à une polarisation positive du détecteur, est de 1,18 V et il peut varier de 0 à 2,2 V.

Précisons que la valeur de la capacité de réaction, notée Cf sur le schéma de la figure 2-18 est de 3 fF.

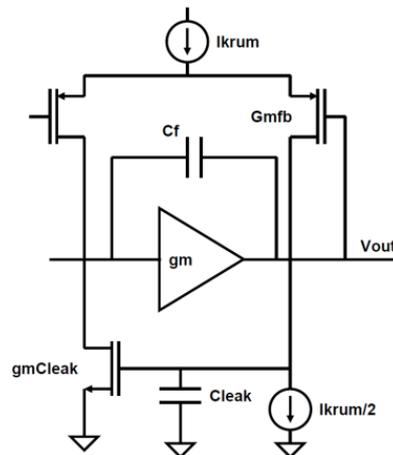


Figure 2-18 : Schéma d'un préamplificateur de charge de Krummenacher intégré à une chaîne de mesure de Timepix (LLOPART, 2006).

Le réglage de tous les paramètres présentés dans la suite du paragraphe est réalisé pour la puce de lecture 55 $\mu\text{m}/1 \text{ mm}$ I04-W0083 polarisée à -110 V. La figure 2-19 présente l'évolution du gain et de la résolution en énergie avec la valeur d' I_{Krum} . Les mesures ont été réalisées avec la source d' ^{241}Am dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau 2-2. Le gain est estimé par la position du centroïde du pic d'absorption totale. La résolution en énergie est calculée par le rapport entre la largeur à mi-hauteur du pic et la position du centroïde. Une augmentation du gain est observée lorsque le paramètre I_{Krum} diminue, ce qui confirme les spécifications selon lesquelles le RAZ augmente avec la diminution de la valeur du paramètre. Une amélioration quasi-linéaire de la résolution est d'autre part observée avec la diminution d' I_{Krum} . Ceci nous conduit au choix de la valeur de 2 pour I_{Krum} , qui permet d'optimiser les performances en termes de gain et de résolution en énergie tout en minimisant l'impact de l'empilement. Le courant correspondant est d'environ 12,75 nA. Selon la formule donnée dans le paragraphe précédent, le courant de fuite maximum pouvant être compensé est alors de 6,38 nA. Il est important de souligner que le choix de la valeur de 2 pour I_{Krum} résulte d'un compromis. Une valeur plus élevée aurait ainsi permis de compenser un courant de fuite plus important, et donc potentiellement de résoudre le problème des taches apparaissant sur le détecteur lorsque la tension de polarisation dépasse 300 V en valeur absolue, mis en évidence sur la figure 2-13.

Les barres d'incertitudes ne sont pas visibles sur les graphes car elles sont comprises dans l'épaisseur des points. Pour $I_{Krum} = 2$, par exemple, dix mesures ont été réalisées pour chacune desquelles la résolution en énergie et le gain ont été déterminés. Le calcul de la

moyenne et de l'écart-type sur la position du centroïde donne alors 507 ± 4 DAC code, et celui de la résolution en énergie $32,15 \% \pm 0,91 \%$.

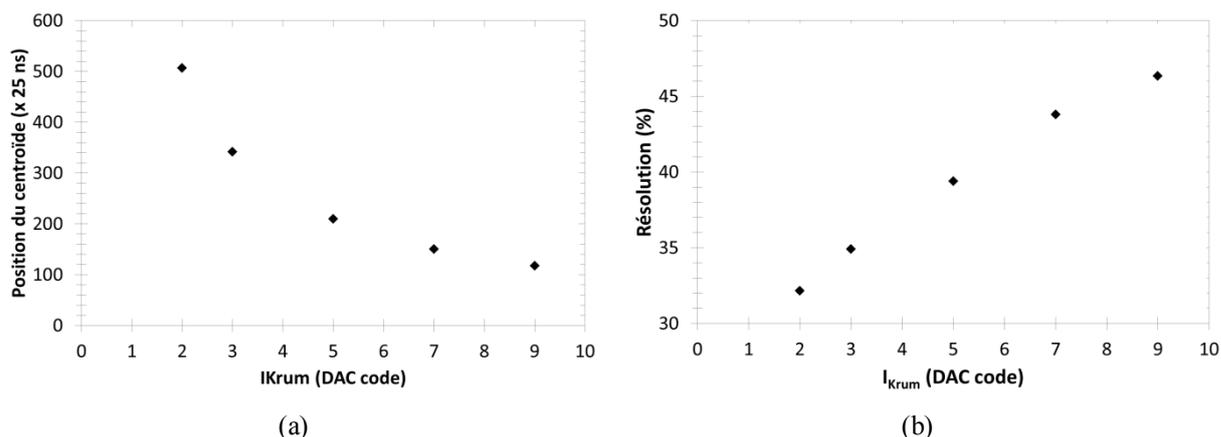


Figure 2-19 : Evolution (a) du gain et (b) de la résolution en énergie avec la valeur d' I_{Krum} pour la puce de lecture $55 \mu\text{m}/1 \text{ mm I04-W0083}$.

Les valeurs de courant générées dans chacun des pixels pour une valeur donnée du DAC I_{Krum} (par exemple $I_{Krum} = 2$) ne sont pas parfaitement identiques. Il en résulte une dispersion sur le RAZ et par conséquent une dégradation de la résolution en énergie lorsqu'elle est calculée sur l'ensemble de la matrice. Cette cartographie fixe du bruit pourrait être corrigée par un masque obtenu en appliquant des impulsions de test identiques à chacun des pixels et en relevant les valeurs de ToT induites. Les cartes de support de nos puces Timepix ne permettent toutefois pas de produire ces impulsions.

La figure 2-20 présente l'évolution du gain et de la résolution en énergie avec I_{preamp} . Plusieurs points présentent un comportement aberrant ($I_{preamp} = 21, 75, \text{etc.}$). De telles ruptures de linéarité ont notamment été mises en évidence par D. Attié (ATTIE, 2006) (figure 2-21) et proviennent de problèmes dans la gestion du temps d'arrivée des signaux de configuration. En effet, les DACs sont programmés par des registres à décalage. Lorsque la valeur contenue dans un registre à décalage correspond à la valeur à attribuer au DAC qui lui est associé, un signal de configuration intervient. Si ce signal n'arrive pas au bon moment, la valeur de DAC enregistrée n'est pas celle souhaitée. En dehors de ces points, les différences de gain et de résolution en fonction de la valeur d' I_{preamp} ne sont pas considérables : l'écart-type est de 1,93 % sur la résolution et de 2,47 % sur la position du centroïde. La valeur finalement retenue pour le DAC est 255, soit $2 \mu\text{A}$, pour laquelle les meilleures performances en termes de gain et de résolution (32,15 %) sont obtenues.

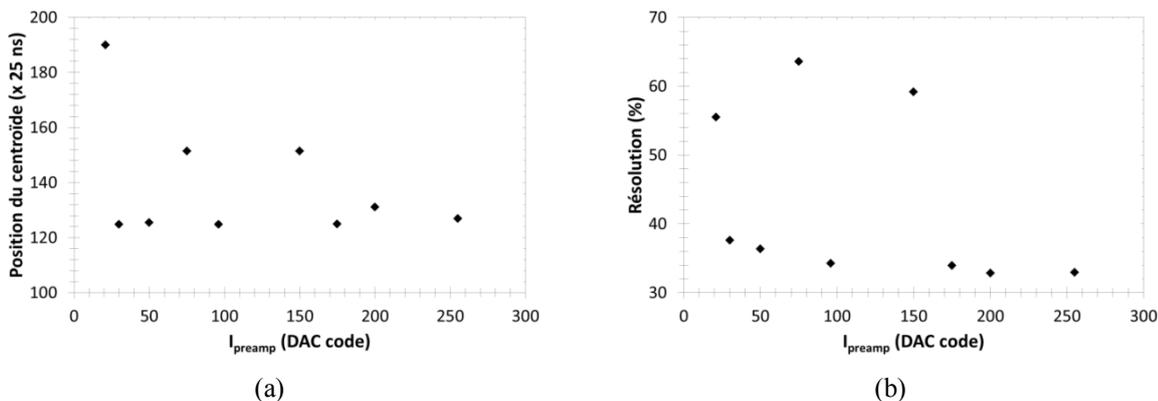


Figure 2-20 : Evolution (a) du gain et (b) de la résolution en énergie avec la valeur d' I_{preamp} pour la puce de lecture 55 $\mu\text{m}/1$ mm I04-W0083.

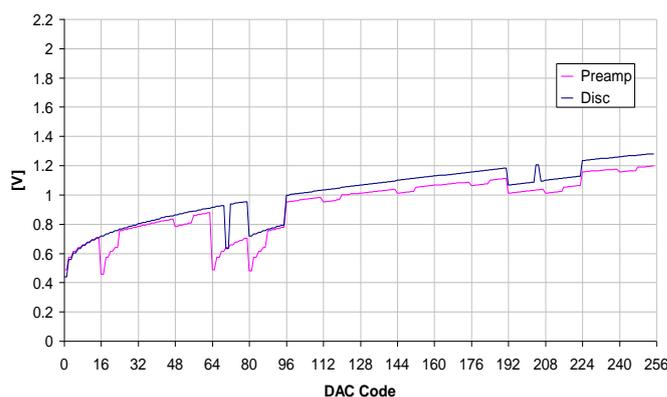


Figure 2-21 : Ruptures de linéarité des DACs I_{preamp} (en rose) et I_{disc} (en bleu) (ATTIE, 2006).

La tension V_{fbk} est choisie de sorte à ce que les impulsions générées par les préamplificateurs de charge ne soient pas tronquées. La valeur retenue pour le DAC est 130, soit 0,6 V.

La figure 2-22 présente l'évolution des performances de la puce de lecture I04-W0083 avec la tension V_{cas} . A l'exception d'un point aberrant sur chacune des courbes, une augmentation du gain et une amélioration de la résolution lorsque V_{cas} augmente sont constatées. Nous retiendrons la valeur $V_{cas} = 130$, qui correspond à 1,1 V.

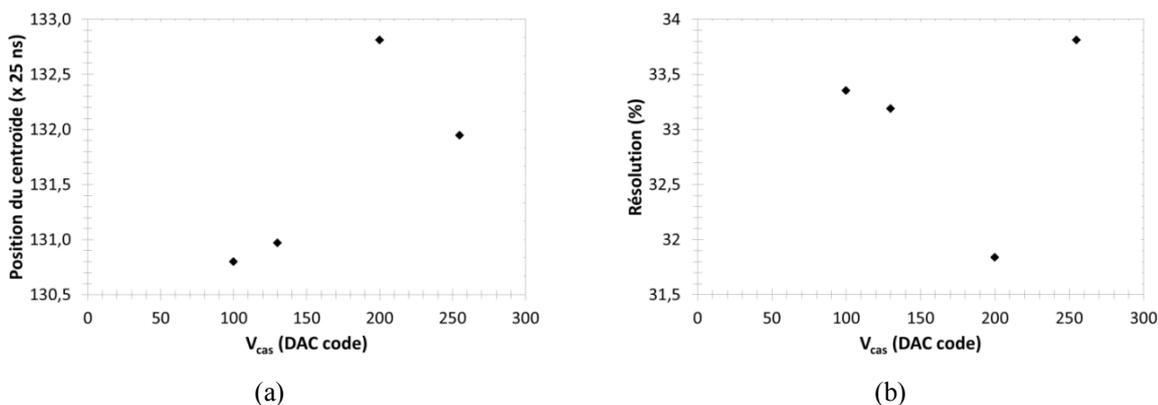


Figure 2-22 : Evolution (a) du gain et (b) de la résolution en énergie avec la valeur de V_{cas} pour la puce de lecture 55 $\mu\text{m}/1$ mm I04-W0083.

2.3. Discriminateur

Le signal v_{in} mis en forme par le préamplificateur de charge parvient sur un discriminateur dont le schéma de principe est représenté sur la figure 2-23. Le rôle des blocs successifs constituant le discriminateur est le suivant :

- Le **multiplexeur** (noté « Mux » sur le schéma de la figure 2-23) rectifie le cas échéant la polarité des signaux qui lui parviennent, c'est-à-dire de l'impulsion v_{in} et du seuil de discrimination V_{thl} (sur lequel nous allons revenir dans la suite du paragraphe). L'objectif est que la polarité des signaux à la sortie du multiplexeur soit identique quelle que soit leur polarité initiale, c'est-à-dire que la collecte porte sur les électrons ou sur les trous. Ceci est indispensable au bon fonctionnement du circuit d'hystérésis dont il sera question par la suite.
- L'**amplificateur opérationnel à transconductance** (OTA⁴⁵) situé derrière le multiplexeur convertit l'impulsion de tension ($v_{in} - V_{thl}$) en impulsion de courant i_s dont les valeurs sont positives si le seuil V_{thl} est supérieur à v_{in} et négatives dans le cas contraire. Le gain de cette transformation est fixé par le DAC 8 bits I_{disc} ($i_s = k \times (v_{in} - V_{thl})$) où k (de valeur négative) est fonction de I_{disc} . Les deux premières lignes de la figure 2-24 montrent respectivement trois exemples de signaux avant et après conversion.
- Le troisième bloc du discriminateur est un DAC constitué de **quatre sources de courant** commandées par les bits notés B0 à B3 sur la figure 2-23. Ce bloc est destiné à compenser les variations de la réponse des différents pixels à une même charge déposée. Ces écarts s'expliquent notamment par des différences entre les caractéristiques des transistors constituant chaque chaîne de traitement et par des variations de puissance dans la matrice. Les intensités des quatre sources de courant sont des multiples du courant I_{ths} fixé par un DAC 8 bits réglable par l'utilisateur (valeur LSB). En fonction de leurs états (0 ou 1), les quatre bits B0 à B3 permettent de composer un courant I_{sup} pouvant prendre seize valeurs différentes. Ce courant est ensuite ajouté à l'impulsion i_s (figure 2-24).
- Le **bloc de logique rapide** (FDL⁴⁶) change d'état lorsque le courant présenté à son entrée change de signe. La dernière ligne de la figure 2-24 présente la réponse du FDL à trois impulsions de courant différentes. Le discriminateur de Timepix diffère de celui de Medipix2 par l'ajout d'un circuit d'hystérésis au niveau du FDL. Le changement d'état provoqué par le passage par zéro d'une impulsion de courant $i_s + I_{sup}$ à l'entrée de ce bloc déclenche ainsi (par l'intermédiaire d'un transistor utilisé en commutation) l'ajout d'un courant I_{hist} au courant $i_s + I_{sup}$. La valeur de I_{hist} est contrôlée par un DAC 8 bits configurable par l'utilisateur. Le circuit d'hystérésis remplit deux fonctions :
 - La première est d'éviter les changements d'état intempestifs du FDL. Le signal $i_s + I_{sup}$ est en effet toujours entaché de bruit, ce qui provoque souvent plusieurs passages par zéro successifs (signal bleu sur la figure 2-25) entraînant de multiples changements d'état du FDL appelés *glitches*. L'ajout du courant I_{hist} résout le problème en ajoutant

⁴⁵ OTA pour *Operational Transconductance Amplifier*

⁴⁶ FDL pour *Fast Discriminator Logic*

un *offset* à l'impulsion après son premier passage par zéro (signal orange sur la figure 2-25).

- o La seconde fonction du circuit d'hystérésis est d'améliorer le gain en réduisant le seuil effectif appliqué aux impulsions de la valeur de I_{hist} . La diminution correspond à 200 électrons environ. Comme illustré sur la figure 2-26, le seuil de comptage est alors différent sur les fronts montant et descendant de l'impulsion de courant : il vaut 0 sur la montée et $-I_{hist}$ (pointillés rouges sur la figure) sur la descente.

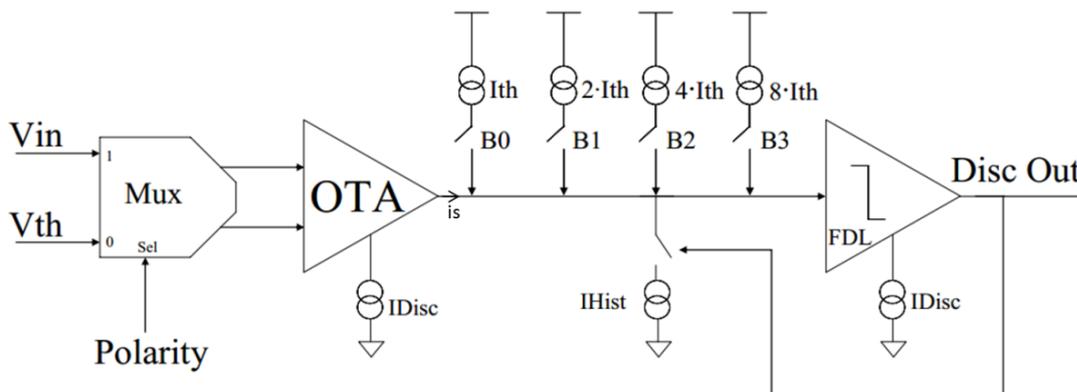


Figure 2-23 : Schéma de principe du discriminateur constituant le deuxième étage d'une chaîne de mesure de la puce de lecture Timepix (LLOPART, 2006).

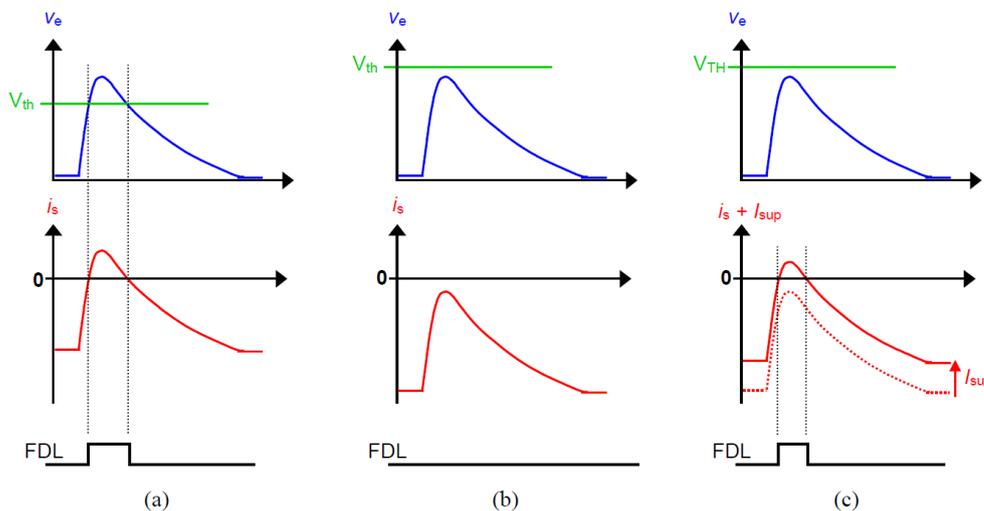


Figure 2-24 : Signaux de sortie des blocs successifs du discriminateur. Première ligne : multiplexeur, deuxième ligne : amplificateur opérationnel à transconductance, troisième ligne : logique de discrimination (MANACH, 2005).

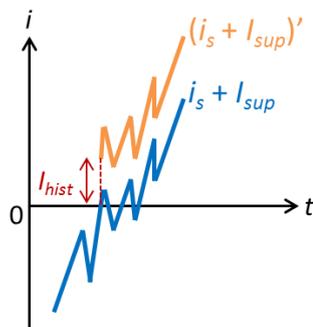


Figure 2-25 : Passage au-dessus de zéro d'une impulsion de courant. Le signal est entaché d'une erreur entraînant plusieurs passages par zéro successifs et donc, dans le cas de cet exemple, cinq changements d'état du FDL.

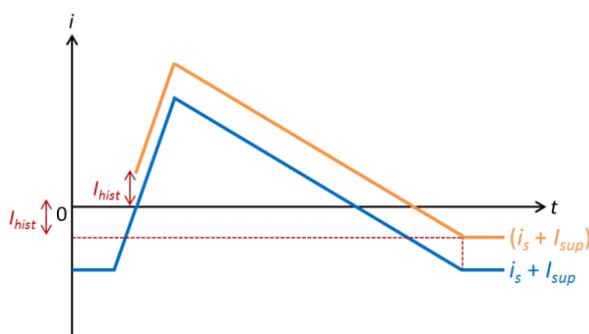


Figure 2-26 : Impact de l'hystérésis sur le signal en entrée du FDL.

La description du discriminateur fait état de quatre DACs globaux qui régissent son fonctionnement et sont configurables par l'utilisateur :

- Le DAC de tension 10 bits V_{thL} qui fixe le seuil de comptage sur une dynamique de 0 à 2,2 V,
- Le DAC de courant 8 bits I_{disc} qui règle le gain de la conversion tension-courant du signal et dont l'intensité peut varier entre 0 et 1,67 μA ,
- Le DAC de courant 8 bits I_{ths} qui sert de base à la compensation des écarts entre pixels et dont la valeur est comprise entre 0 et 40 nA,
- Le DAC de courant 8 bits I_{hist} qui détermine l'amplitude de l'hystérésis du système sur un intervalle compris entre 0 à 200 nA.

Le seuil de comptage appliqué au signal contient deux composantes. La première constitue un seuil global V_{thL} commun à l'ensemble des pixels et codé par les 10 bits d'un DAC situé dans la partie basse de la puce. La seconde composante assure un réglage fin du seuil et est propre à chaque pixel. Elle est codée par les quatre bits B0 à B3 du registre de configuration de chaque pixel (chapitre 1, 3.3). Le logiciel *Pixelman* (chapitre 1 :3.4) propose deux procédures d'égalisation des seuils destinées à uniformiser la valeur du seuil sur l'ensemble de la matrice. La compensation des écarts ne porte pas directement sur le seuil V_{thL} mais sur le courant i_s dont la polarité dépend de la position du signal d'entrée v_{in} par rapport au seuil V_{thL} . Un courant I_{sup} peut être ajouté à i_s , ce qui a pour effet d'abaisser le seuil effectif (figure 2-24.c). C'est donc la valeur du courant I_{sup} à ajouter à i_s qui est déterminée par le

processus d'égalisation des seuils. Ce courant I_{sup} est obtenu en multipliant des multiples du courant I_{ths} commun à l'ensemble des pixels par l'état des quatre bits B0 à B3 propres à chaque pixel. C'est donc la valeur optimale pour le courant I_{ths} ainsi que les états des quatre bits B0 à B3 pour chacun des pixels qui sont déterminés. Les deux procédures permettent enfin de masquer les pixels bruyants, qui présentent un comportement aberrant se caractérisant notamment par un comptage systématique même lorsque le seuil est très élevé.

Les deux procédures d'égalisation des seuils sont basées sur le bruit électronique (c'est le bruit qui sert de *trigger*), ce qui assure leur rapidité mais présente l'inconvénient de ne pas prendre en compte les inhomogénéités du substrat de détection. Le déroulement de ces deux procédures est le suivant (AKIBA, 2011; CAVALCANTE, 2011) :

- Deux balayages successifs des valeurs du seuil global V_{thL} sont effectués alors que la puce opère en mode comptage (mode Medipix). Ces balayages sont réalisés dans le sens décroissant si l'on considère les valeurs de V_{thL} en Volt, et dans le sens croissant si l'on considère les valeurs de DAC (la tension diminue quand les valeurs du DAC augmentent). Dans un premier temps, les bits B0 à B3 de tous les pixels sont fixés à 1, ce qui les rend inactifs et supprime donc le courant I_{sup} dans tous les pixels. Dans un second temps, les bits B0 à B3 de tous les pixels sont fixés à 0, donc actifs, et le courant I_{sup} est maximum sur toute la matrice (il vaut alors $15I_{th}$). Dans les deux procédures, le comptage associé à une valeur du seuil global V_{thL} correspond au nombre de pixels qui sont considérés bruyants à partir de cette valeur (et qui le sont donc pour toutes les valeurs de V_{thL} inférieures en Volt ou supérieures en DAC). Les deux procédures diffèrent par la manière qu'elles ont de considérer la limite à partir de laquelle un pixel est bruyant. Avec la procédure *noise center*, c'est la valeur de V_{thL} à partir de laquelle un pixel compte toujours le même nombre de coups sur la durée d'une fenêtre d'acquisition (*shutter*) qui est retenue. Ceci signifie que la valeur retenue est située « sous » le bruit. Avec la procédure *noise edge*, il s'agit de la valeur de V_{thL} à partir de laquelle un pixel compte plus d'une certaine valeur laissée au choix de l'utilisateur sur la durée d'une fenêtre d'acquisition. La valeur retenue est alors située « sur » le bruit et est donc plus élevée (en Volt) qu'avec la procédure *noise center*. L'allure des courbes obtenues avec les bits B0 à B3 fixés à 1 puis à 0 quelle que soit la procédure utilisée est respectivement celle des courbes bleue et rouge sur la figure 2-27 (puisque les valeurs du DAC diminuent lorsque les valeurs de tension augmentent).
- La valeur moyenne du seuil est alors calculée à partir de la position des centroïdes des deux courbes et les bits B0 à B3 de chacun des pixels sont ajustés de sorte à ce que le seuil effectif du pixel (contenant la composante globale et la composante fine) se rapproche le plus possible de cette valeur moyenne. La courbe noire de la figure 2-27 donne le résultat obtenu : la dispersion des valeurs de seuil entre pixels est considérablement réduite. Avec la procédure *noise center*, la valeur moyenne retenue correspond à la valeur centrale (dite *noise floor*) du bruit, d'où son nom qui signifie littéralement « centre du bruit » (figure 2-28.a). La procédure *noise edge* a pour effet de placer le seuil moyen juste à la limite du bruit, ce que dit son nom qui peut être traduit par « bord du bruit » (figure 2-28.b). Le décalage entre les valeurs moyennes de V_{thL} obtenues avec les deux

méthodes est d'environ 20 en valeurs de DAC, soit 500 électrons. C'est la procédure *noise edge* qui a été choisie comme procédure standard par le groupe Medipix (AKIBA, 2011) et que nous avons utilisé pour le réglage des puces Timepix du laboratoire.

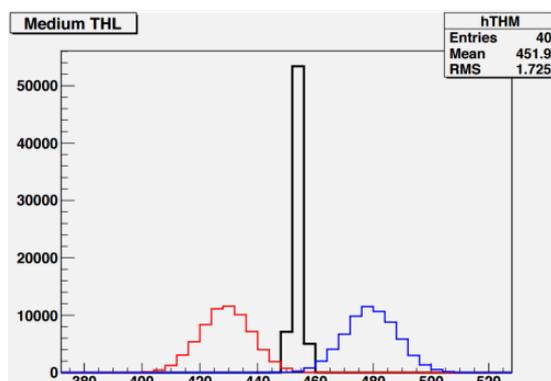


Figure 2-27 : Allure des courbes tracées au cours des deux procédures d'égalisation des seuils proposées par *Pixelman*. Les courbes rouge et bleue sont respectivement obtenues lorsque les bits B0 à B3 sont tous fixés à 1 et à 0 sur l'ensemble de la matrice. La courbe noire montre la dispersion des seuils après égalisation (CAVALCANTE, 2011).

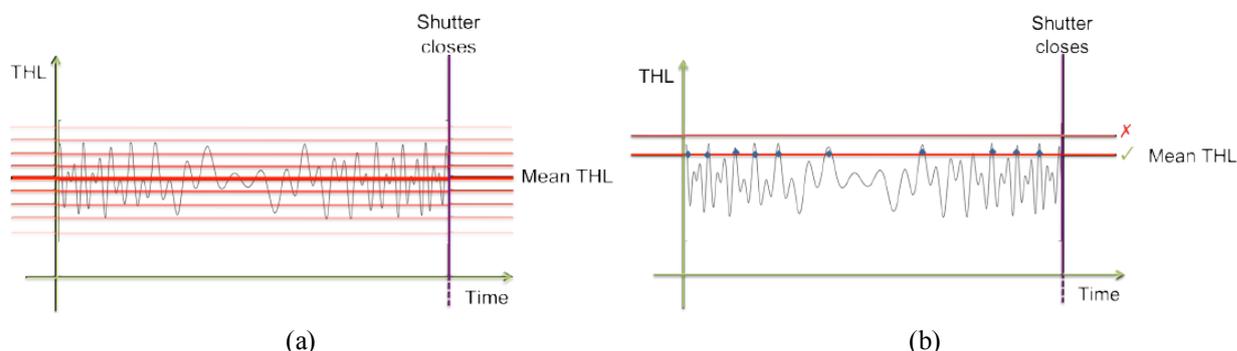


Figure 2-28 : Signification de la valeur moyenne de THL en fonction de la procédure d'ajustement utilisée : (a) *noise center*, (b) *noise edge* (CAVALCANTE, 2011).

A l'issue d'une égalisation des seuils avec la procédure *noise edge*, la variation entre les valeurs de seuils est ramenée de $240 \text{ e}^- \text{ rms}$ ⁴⁷ à $35 \text{ e}^- \text{ rms}$ environ (LLOPART & al., 2007). La charge minimale détectable, définie comme la charge minimale détectable par tous les pixels lorsque le seuil est fixé juste au-dessus du bruit, passe alors de 1600 e^- à 650 e^- environ (LLOPART & al., 2007). Avec la puce $55 \mu\text{m}/1 \text{ mm}$ I04-W0083 du laboratoire, la valeur minimale du DAC V_{thL} permettant d'obtenir un signal non-bruité en l'absence d'égalisation des seuils est de 450. Après égalisation selon la procédure *noise edge*, le seuil annoncé par *Pixelman* est de 370 avec une dispersion de 2,26. Comme attendu, cette valeur correspond à l'extrémité supérieure du bruit et donc à la limite au-delà de laquelle le nombre de pixels bruyants commence à décroître, comme on peut le voir sur la figure 2-29 qui représente la valeur moyenne sur la matrice de détection (mode Medipix) en fonction de la valeur de V_{thL} . Pour se placer parfaitement en-dehors du bruit, c'est-à-dire obtenir une valeur moyenne nulle

⁴⁷ Rms pour *Root Mean Square*, soit « moyenne quadratique ». Un bruit de n électrons rms signifie que l'écart-type sur un ensemble de mesures identiques est de n électrons.

sur l'ensemble de la matrice, nous fixons finalement le seuil à 400, ce qui, d'après la conversion indiquée par le constructeur, équivaut à 159 mV (LLOPART, 2006). La valeur du DAC I_{ths} est quant à elle fixée à 57 au cours de la procédure d'égalisation, ce qui représente un courant de 8,9 nA.

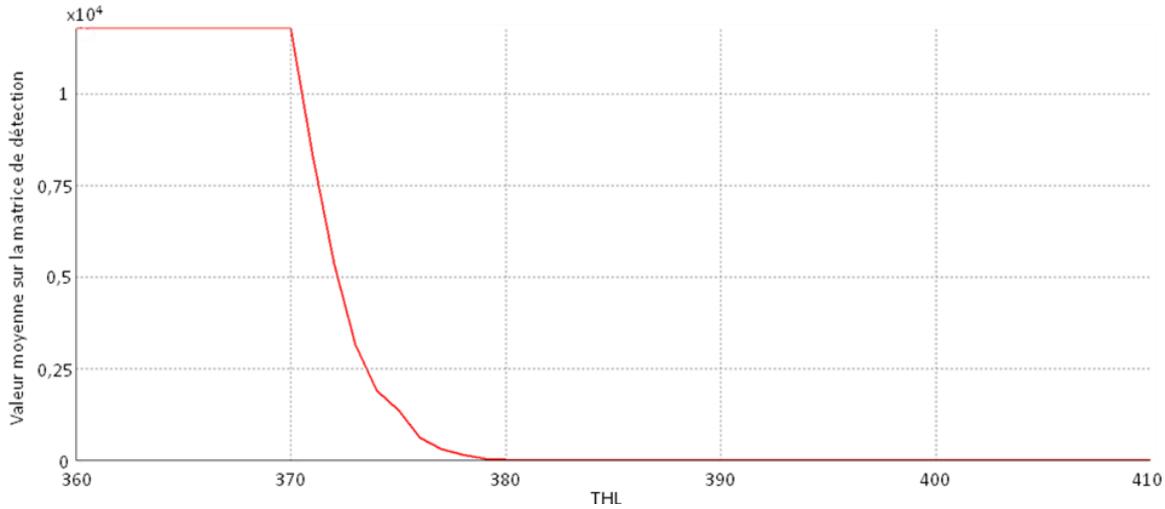


Figure 2-29 : Nombre moyen de pixels allumés vs valeur de THL

La figure 2-30 permet de comparer les spectres obtenus avec la puce 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ I04-W0083 avant et après égalisation des seuils avec une source d' ^{241}Am . Comme attendu, nous constatons une amélioration de la résolution, qui passe de 49,40 % à 36,96 %, et du gain, puisque le centroïde du pic d'absorption totale se décale du canal 119 au canal 182.

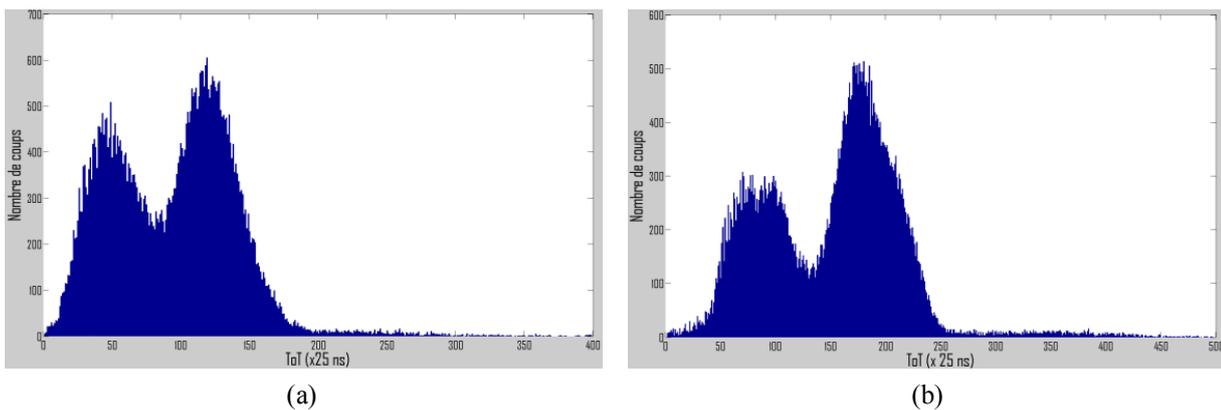


Figure 2-30 : Spectres obtenus avec une source d' ^{241}Am avant (a) et après (b) égalisation des seuils (acquisitions de 300 s).

2.4. Récapitulatif

Le tableau 2-7 récapitule les valeurs retenues pour les DACs et leur équivalent analogique, tandis que la figure 2-31 présente les spectres obtenus à différents stades du processus d'optimisation.

Etage	Préamplificateur de charge					Discriminateur		
DAC	I_{Krum}	I_{preamp}	V_{fbk}	V_{cas}	I_{disc}	V_{thL}	I_{ths}	I_{hist}
DAC code	2	255	130	130	100	390	57	30
Grandeur analogique	12,75 nA	2 μ A	0,6 V	1,1 V	657 nA	155,2 mV	8,9 nA	23,4 nA

Tableau 2-7 : Récapitulatif des valeurs retenues pour les DACs de la puce 55 μ m/1 mm I04-W0083.

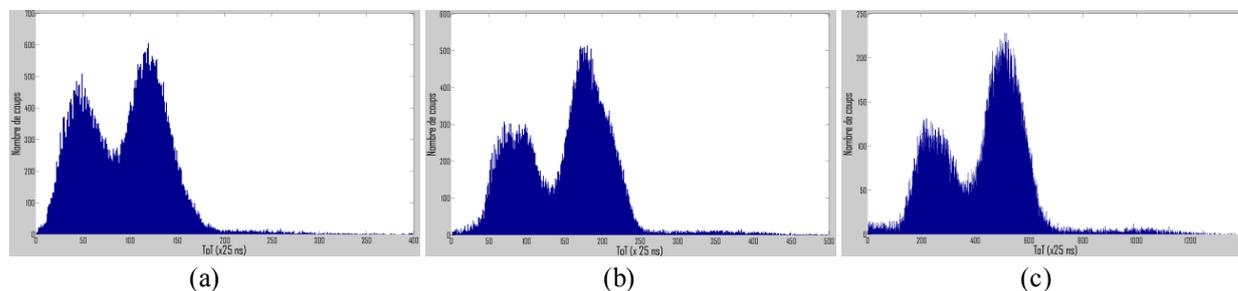


Figure 2-31 : Spectres obtenus avec la puce 55 μ m/1 mm I04-W0083 polarisée à -110 V exposée à une source d' ^{241}Am (a) avant égalisation des seuils, (b) après égalisation des seuils et (c) après égalisation des seuils et réglage des paramètres (acquisitions de 300 s).

Avant l'égalisation des seuils et le réglage des paramètres, la résolution était de 49,40 %. A la fin du processus d'optimisation, nous parvenons à une valeur de 32,15 %. Le centroïde du pic d'absorption totale de ^{241}Am est quant à lui passé du canal 119 au canal 507. Nos réglages ont donc permis une amélioration significative du gain et de la résolution. Il reste toutefois une grande marge de progression, qui s'explique par la difficulté à régler simultanément 65536 chaînes de mesure et par l'absence de calibration en énergie de notre système. Cette calibration en énergie constitue l'étape suivante de notre travail.

3. Calibration en énergie

3.1. Motivations

En mode *Time over Threshold (ToT)*, le détecteur Timepix délivre des valeurs temporelles correspondant à la durée passée par les impulsions générées par le préamplificateur de charges au-dessus d'un seuil fixé par l'utilisateur (1.3). Pour des applications spectrométriques, il est indispensable d'établir la conversion entre ces valeurs temporelles et l'énergie des photons gamma incidents : c'est l'objet de la calibration en énergie. Un des principaux intérêts de cette calibration consiste en outre à améliorer la résolution en énergie en corrigeant le décalage des pics vers les grandes valeurs d'énergie avec l'augmentation de la taille des *clusters*. La figure 2-32 illustre ce décalage avec des spectres de fluorescence du tungstène issus de la littérature (FROJDH, 2011) sur lesquels la contribution de chaque taille de *clusters* au spectre final est mise en évidence. La figure 2-33 est construite selon le même principe mais a été obtenue au laboratoire avec la puce 55 μ m/1 mm I04-W0083 et une source radioactive d' ^{241}Am (résultat obtenu avant calibration en énergie).

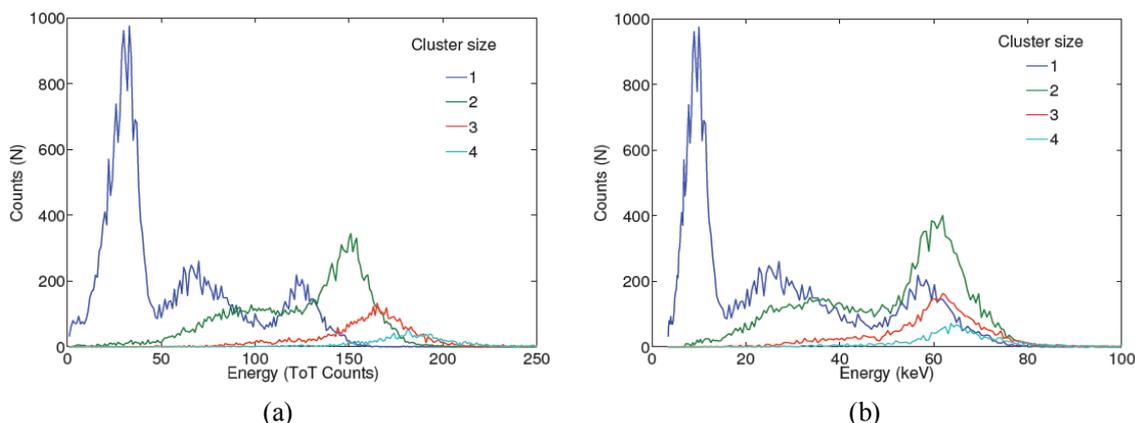


Figure 2-32 : Alignement des spectres de fluorescence du tungstène (a) avant puis (b) après calibration (FROJDH, 2011).

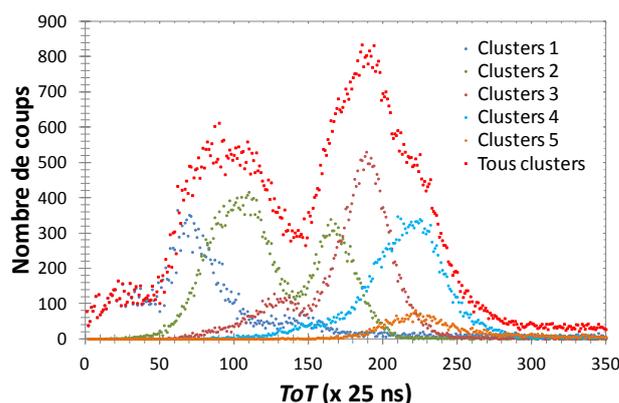


Figure 2-33 : Position du pic d'absorption totale de ^{241}Am (59,5 keV) et des pics de fluorescence du Cd et du Te (situés autour de 26 keV et quasiment confondus ici) pour différentes tailles de *clusters* avant calibration (résultats obtenus au laboratoire).

Le décalage des pics en fonction de la taille des *clusters* s'explique par la forme de la courbe de calibration donnant la correspondance entre énergie et valeurs ToT (figure 2-34). Cette courbe, dont on trouve de nombreux exemples dans la littérature (JAKUBEK & al., 2008; PONCHUT & al., 2013) se caractérise par une large zone linéaire précédée d'une zone non linéaire à basse énergie, le point de rupture entre les deux zones étant très dépendant du réglage des paramètres internes de la puce de lecture. La figure 2-35 met en évidence le phénomène à l'origine du décalage des pics dans le cas d'un dépôt d'énergie de 60 keV souligné par une accolade rouge sur la figure. La valeur de ToT correspondant au dépôt de ces 60 keV dans un pixel unique est matérialisée par un segment de même couleur. Dans le cas où le dépôt de 60 keV est réparti entre deux pixels à hauteur de 40 keV pour le premier pixel (vert foncé) et 20 keV pour le second (vert clair), il apparaît que la valeur de ToT résultante est supérieure à ce qu'elle était dans le cas d'un pixel unique (les deux segments verts mis bout à bout sont plus hauts que le segment rouge). La calibration en énergie a également pour effet de compenser la non linéarité à basse énergie entre le temps passé au-dessus du seuil et l'énergie (FILIPENKO & al., 2013).

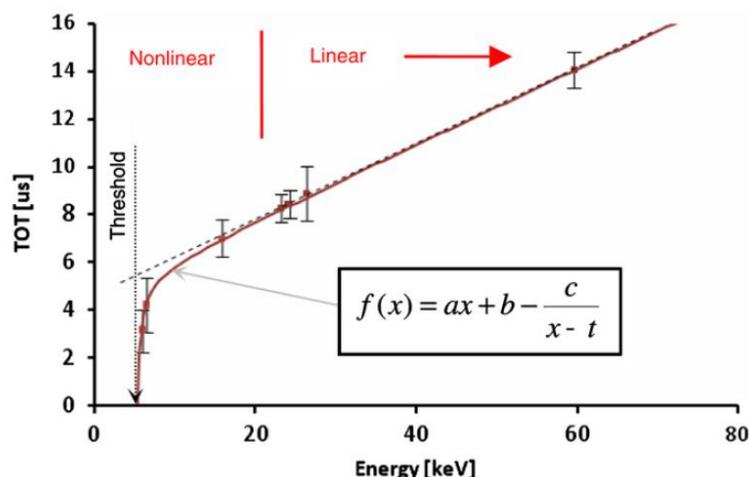


Figure 2-34 : Courbe de calibration obtenue avec une puce Timepix hybridée à un substrat de 300 μm de silicium (JAKUBEK, 2011).

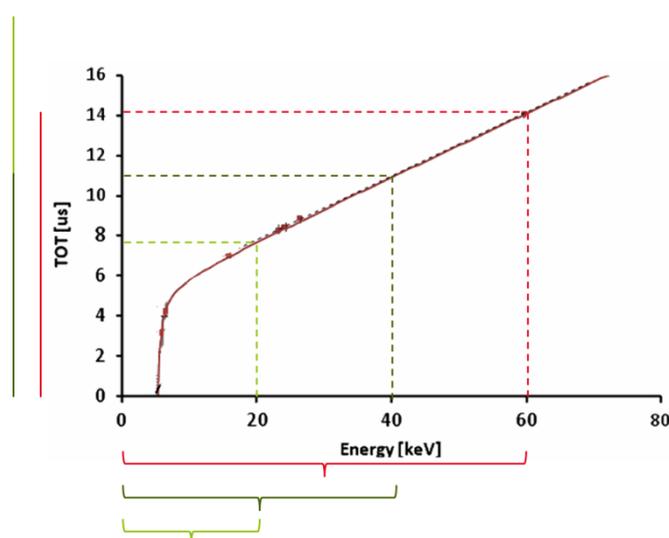


Figure 2-35 : Influence de la forme de la courbe de calibration sur la position des pics sur les spectres en fonction de la taille des *clusters*. Un dépôt d'énergie de 60 keV ne se traduit pas par la même valeur de ToT selon qu'il s'effectue dans un seul pixel (rouge sur la figure) ou dans deux pixels distincts (vert clair et vert foncé) (JAKUBEK, 2011) pour la courbe).

3.2. Etat de l'art et méthode retenue

Trois méthodes peuvent être utilisées pour tracer la courbe de calibration en énergie :

- La première consiste à générer des **impulsions de test** au moyen d'un condensateur puis à les injecter directement à l'entrée des préamplificateurs. Les composants permettant l'utilisation de cette fonctionnalité ne sont toutefois pas présents sur les cartes électroniques de lecture et de support de nos puces Timepix. Cette méthode présente en outre l'inconvénient de ne pas prendre en compte les caractéristiques du substrat de détection (inhomogénéités, etc.) puisque les charges sont générées en aval.
- La deuxième méthode repose sur l'utilisation d'un ensemble de **sources radioactives**. La calibration est réalisée à partir des pics d'absorption totale caractéristiques des différents

radioéléments émetteurs et éventuellement des pics de fluorescence obtenus après traversée de divers matériaux (JAKUBEK & al., 2007; JAKUBEK, 2011). Cette méthode exige de disposer d'un choix relativement étendu de sources radioactives et peut s'avérer délicate, notamment lorsque la résolution du système de détection ne permet pas de distinguer facilement les différents pics de fluorescence (comme c'est le cas pour les pics de fluorescence du cadmium et du tellure constitutifs de notre substrat semi-conducteur de tellure de cadmium).

- La dernière méthode, qui a finalement été retenue, repose quant à elle sur l'utilisation de **faisceaux de photons monoénergétiques** produits par des dispositifs dédiés. Les tubes à rayons X sont les plus couramment utilisés (PONCHUT & al., 2011). C'est la source monoénergétique accordable SOLEX du Laboratoire National Henri Becquerel de Saclay (CEA, DRT, LIST, LNHB), décrite dans la section 3.3, qui a été employée pour la calibration de nos puces de lecture. C'est la première fois qu'un tel dispositif était utilisé pour la calibration de détecteurs Timepix.

3.3. SOLEX

L'installation SOLEX appartient au Laboratoire National Henri Becquerel (LNHB) du CEA, qui est le laboratoire national de métrologie des rayonnements ionisants chargé de la réalisation de références (étalons primaires, étalons de transfert, etc.) dans ce domaine. Les activités du laboratoire portent d'une part sur la métrologie de la dose (énergie déposée par unité de masse), et d'autre part sur la métrologie de la radioactivité (nombre moyen de transitions spontanées d'un radionucléide par seconde). SOLEX est situé sur le site du CEA de Saclay.

Le terme SOLEX est l'acronyme de *Source Of Low-Energy X-rays*, soit littéralement source de rayons X à basse énergie. SOLEX peut également être qualifié de « source X monochromatique accordable ». Il délivre en effet des faisceaux de photons X monoénergétiques entre 0,6 keV et 28 keV avec une dispersion en énergie de l'ordre de 0,1 % (MENESGUEN & al., 2012). Comme le montre la figure 5, les photons sont produits par un tube à rayons X, et la sélection en énergie est opérée par un cristal suivant la loi de Bragg :

$$n \cdot \lambda = 2 \cdot d_{hkl} \cdot (1 - T) \cdot \sin \theta \quad 2-8$$

avec n l'ordre de la réflexion, λ la longueur d'onde d'émission, d_{hkl} la distance interréticulaire du cristal, T un terme correctif dû à l'indice de réfraction et θ l'angle d'émission.

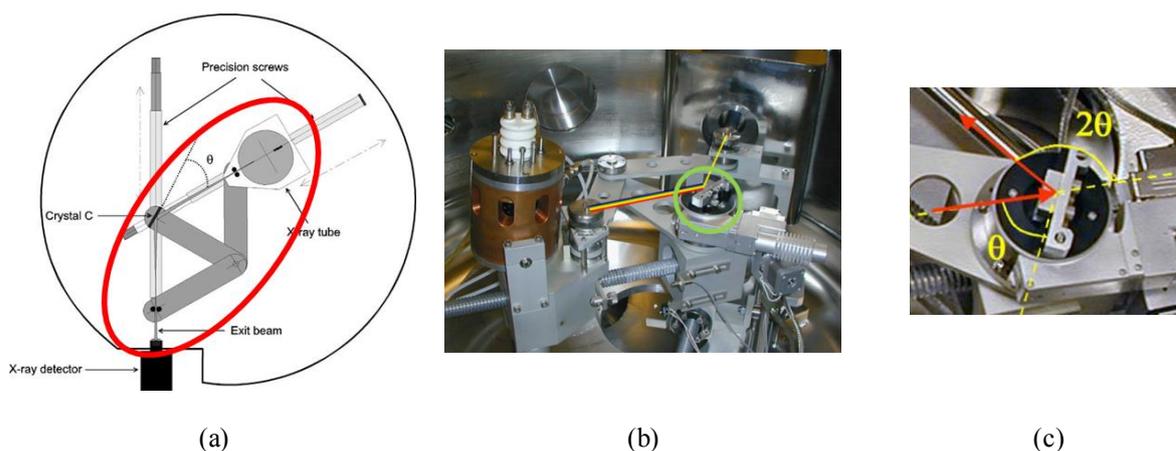


Figure 2-36 : (a) Vue de dessus du dispositif expérimental SOLEX (BONNELLE & al., 2004). (b) Cœur du dispositif expérimental (les éléments photographiés sont entourés en rouge sur le schéma (a)). Une rotation de 180° doit être opérée entre les deux images). (c) Zoom sur le cristal permettant la sélection en énergie du faisceau (entouré en vert sur l'image (b)).

3.4. Protocole expérimental

Comme le montre la figure 2-37, le détecteur Timepix à calibrer (dans l'ovale rouge) est placé perpendiculairement à l'axe du faisceau (en jaune) à une trentaine de centimètres de sa sortie. Des acquisitions sont réalisées par pas de 1 keV entre 8 keV et 28 keV. En moyenne, 1500 *frames* d'une durée individuelle allant de 30 ms à 100 ms sont acquis pour chaque mesure (la durée des *frames* est ajustée en fonction du flux de photons, variable en fonction de l'énergie).

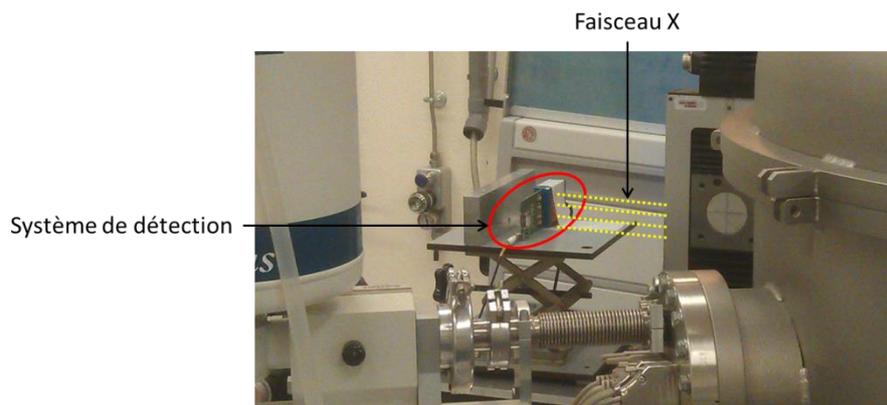


Figure 2-37 : Dispositif expérimental mis en œuvre à SOLEX pour la calibration en énergie des détecteurs Timepix.

3.5. Analyse des données

La première étape de l'analyse des données recueillies pour une configuration donnée [puce de lecture/tension de polarisation/énergie du faisceau] consiste à tracer le **spectre** donnant le nombre de coups en fonction de la valeur de ToT. Afin de s'affranchir du décalage

de la position du centroïde des pics en fonction de la taille des *clusters* (cf. 3.1), seuls les *clusters* de taille unitaire sont utilisés, suivant la méthodologie recommandée par J. Jakubek (JAKUBEK, 2011). Le pic dû à ces pixels uniques constitue la référence sur laquelle devront s'aligner les pics associés aux différentes tailles de *clusters* à l'issue de la calibration. La figure 2-38 montre la réponse brute de la puce pour des faisceaux incidents compris entre 18 keV (en violet) et 22 keV (en bleu clair). La valeur du centroïde des pics augmente avec l'énergie du faisceau incident.

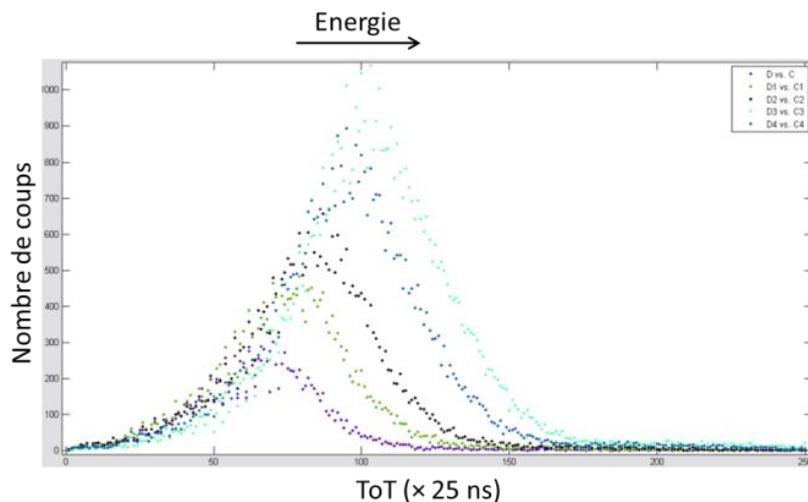


Figure 2-38 : Décalage de la réponse brute de la puce de lecture 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ I04-W0083 vers les grandes valeurs de ToT pour des énergies croissantes (de 18 keV à 22 keV).

La deuxième étape consiste à déterminer la **valeur de ToT** à associer à l'énergie étudiée. Lorsque le pic présente une forme gaussienne, cette valeur est donnée par le centroïde de l'ajustement (*fit*) gaussien qui lui est appliqué. Or, comme le montre la figure 2-39, les pics issus des mesures sur SOLEX ne sont pas gaussiens mais fortement dissymétriques. La traîne à haute énergie (particulièrement visible sur le pic à 10 keV obtenu à -110 V avec la puce 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ I04-W0083) est imputable à l'empilement. La traîne à basse énergie ne peut s'expliquer par la variation d'efficacité de collection de charges en fonction de la profondeur d'interaction dans le CdTe (REDUS & al., Characterization of CdTe detectors for quantitative X-ray spectroscopy, 2009) à laquelle l'effet petit pixel dû à la pixellisation du détecteur permet de contrevenir (MANACH, 2005). L'hypothèse la plus probable est alors suggérée par M. Campbell & al. (CAMPBELL & al., 2008), qui évoquent un motif fixe du bruit apparaissant lorsque le seuil est inférieur à 2000 électrons et responsable d'une traîne à basse énergie (figure 2-40). L'équivalence en électrons de notre valeur de THL (400) n'ayant pas été établie, nous ne pouvons néanmoins pas conclure définitivement sur ce point.

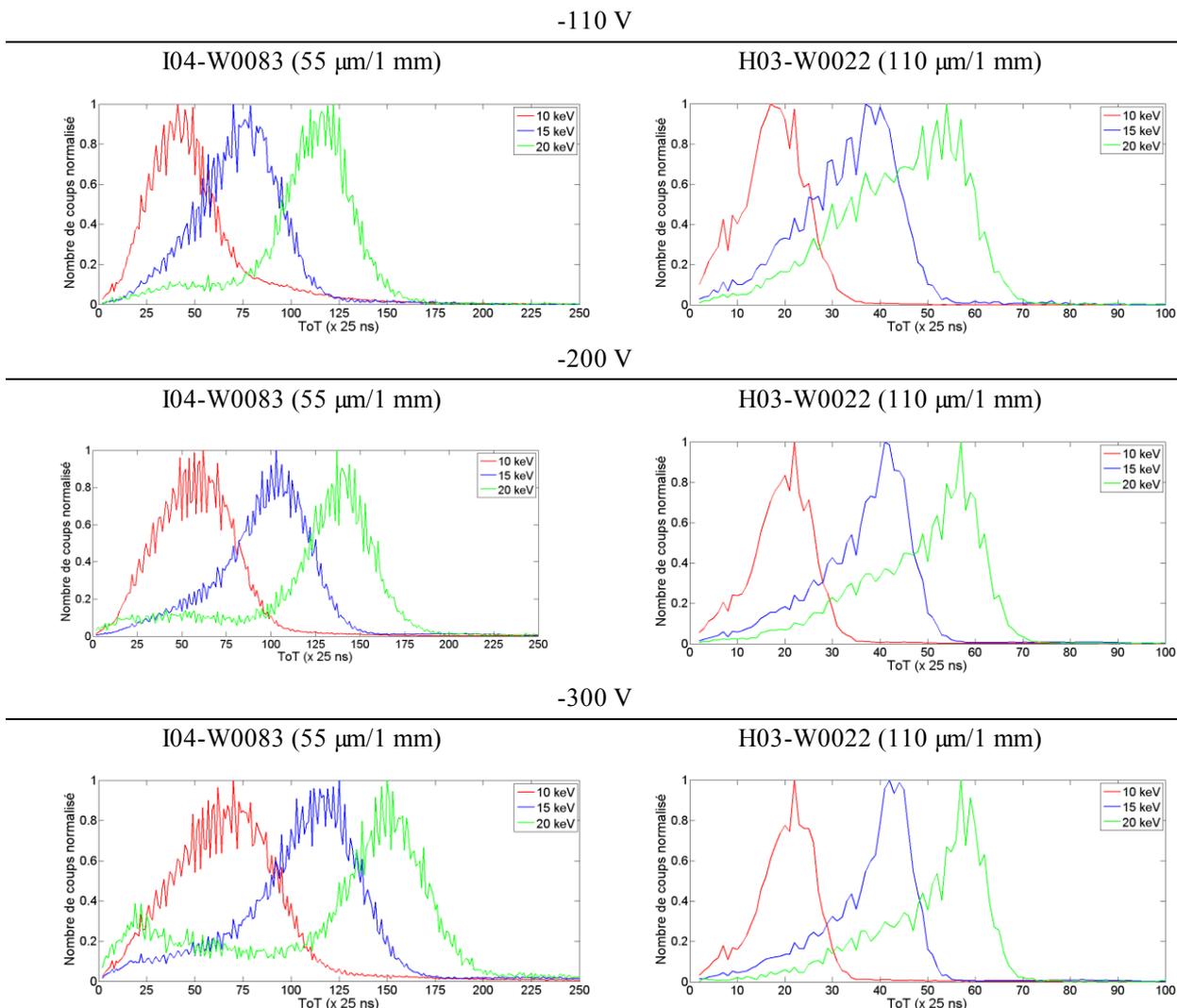


Figure 2-39 : Spectres normalisés en amplitude obtenus pour les *clusters* de taille unitaire avec les puces I04-W0083 (55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$) et H03-W0022 (110 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$) pour des faisceaux monoénergétiques de 10 keV, 15 keV et 20 keV sur SOLEX.

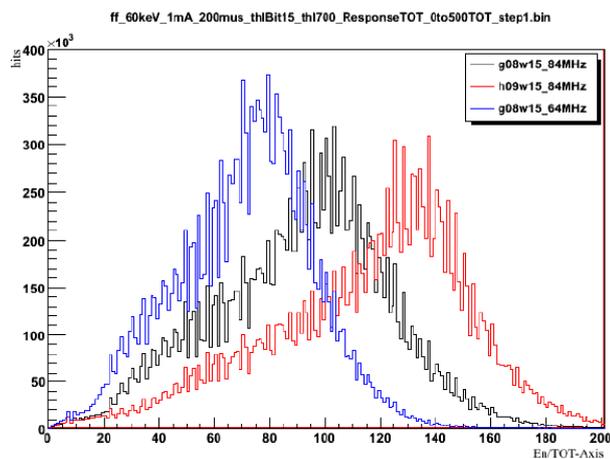


Figure 2-40 : Spectres obtenus à 60 keV pour un seuil inférieur à 2000 électrons (CAMPBELL & al., 2008).

La dissymétrie des pics rend délicat le choix de la méthode d'ajustement à leur appliquer. Une fois établi que l'effet petit pixel annulait la dissymétrie observée dans les détecteurs de CdTe non pixellisés, il nous paraît inadéquat de recourir aux modèles spécifiques au CdTe qui intègrent l'équation de Hecht⁴⁸ donnant l'efficacité de collecte de charges en fonction de la profondeur d'interaction, ou encore à la combinaison d'une Gaussienne et d'une exponentielle fréquemment utilisée comme alternative (REDUS & al., Characterization of CdTe detectors for quantitative X-ray spectroscopy, 2009). Le langage de programmation Matlab que nous utilisons pour l'analyse des données propose une *toolbox* nommée « *Curve Fitting Tool* » dédiée à l'ajustement de courbes par des fonctions diverses. Plusieurs méthodes sont testées pour déterminer la position du centroïde :

- La première consiste à réaliser l'ajustement à partir d'une seule **fonction gaussienne**, puis à relever la position du centroïde. La figure 2-41 montre que de très légères variations du choix de la fenêtre sur laquelle est réalisé l'ajustement entraînent alors une variation de la position du centroïde de plusieurs pourcents. Il semble par conséquent pertinent de chercher une méthode moins dépendante des paramètres fixés par l'utilisateur.
- La deuxième est une méthode alternative à l'ajustement gaussien qui consiste à déterminer les **valeurs de ToT** pour lesquelles il est enregistré le plus de coups (REDUS & al., 2007; REDUS & al., Characterization of CdTe detectors for quantitative X-ray spectroscopy, 2009). Une série de tests a été réalisée en sélectionnant uniquement la valeur de ToT correspondant au nombre de coups maximum ou en effectuant la moyenne sur les deux, les cinq ou les dix valeurs pour lesquelles il est enregistré le plus de coups. Les écarts observés entre ces différentes procédures sont de l'ordre de 1 % à 4 %.
- La dernière méthode repose sur l'utilisation d'autant de **fonctions gaussiennes** que nécessaire pour que l'ajustement soit parfaitement satisfaisant sur le plan visuel (figure 2-42). La fonction résultant de la combinaison de ces gaussiennes est ensuite analysée par un programme Matlab développé par nos soins qui relève la valeur de ToT correspondant au maximum de la fonction. C'est cette méthode qui est finalement retenue.

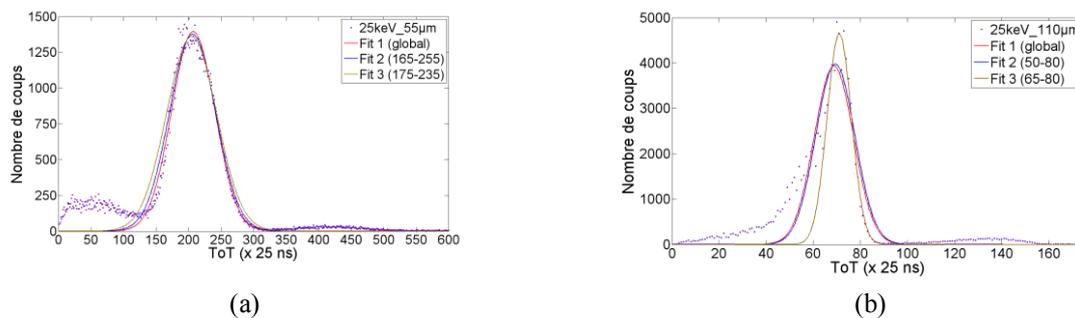


Figure 2-41 : Ajustements au moyen d'une seule Gaussienne sur les pics à 25 keV obtenus avec les détecteurs (a) 55 µm/1 mm (I04-W0083) et (b) 110 µm/1 mm (H03-W0022) polarisés à -300 V.

⁴⁸ L'efficacité de collection de charge en fonction de la profondeur d'interaction est donnée par l'équation :

$$\eta(x) = \frac{\lambda_e}{L} \left(1 - e^{-\frac{x}{\lambda_e}}\right) + \frac{\lambda_h}{L} \left(1 - e^{-\left(L-\frac{x}{\lambda_h}\right)}\right)$$

avec L l'épaisseur du détecteur, x la profondeur d'interaction et λ_e et λ_h respectivement le libre parcours moyen des électrons et des trous.

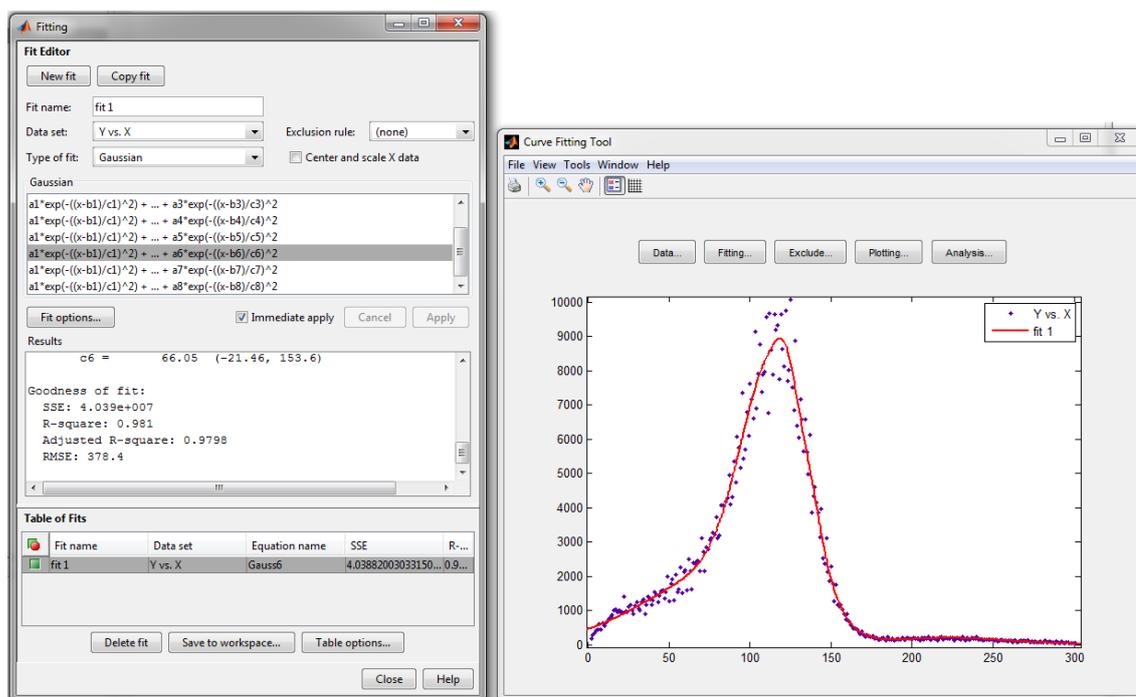


Figure 2-42 : Ajustement basé sur l'utilisation de plusieurs Gaussiennes du spectre obtenu avec la puce 104-W0083 (55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$) polarisée à -300 V avec un faisceau monoénergétique à 15 keV.

Lorsque tous les couples de valeurs (énergie, ToT) sont établis, l'étape suivante consiste à tracer les **courbes** donnant la valeur de ToT en fonction de l'énergie. Les **équations** de calibration sont enfin obtenues en ajustant ces courbes à l'aide de la *toolbox Curve Fitting Tool* de Matlab suivant l'équation recommandée par (JAKUBEK & al., 2008) et systématiquement adoptée dans la littérature (FROJDH, 2011; PONCHUT & al., 2013) :

$$ToT = a \cdot E + b - \frac{c}{E - t} \quad 2-9$$

où E désigne l'énergie et où a , b , c et t sont des paramètres.

Pour appliquer la calibration à des données expérimentales, il faut obtenir l'équation donnant l'énergie en fonction de la valeur de ToT ($E = f(ToT)$) à partir de l'équation 2-9 donnant la valeur de ToT en fonction de l'énergie ($ToT = f(E)$). C'est la fonction *solve* de *Matlab* dédiée à la résolution d'équations qui est utilisée pour cela.

3.6. Indicateurs de performance

Comme nous l'avons vu dans la section 3.1, la calibration en énergie répond au double objectif d'établir la correspondance entre valeurs de ToT et énergie des photons gamma incidents et de corriger les erreurs d'alignement entre les spectres induits par des *clusters* de tailles différentes. Afin d'évaluer l'apport de la calibration en énergie d'un point de vue quantitatif, il nous faut donc mettre en place des indicateurs dédiés à ces deux objectifs :

- La validité de la conversion en énergie est établie grâce au rapport entre l'énergie donnée par le spectre et l'énergie attendue. Un rapport de 1 traduit une conversion parfaite. Une

valeur inférieure indique une sous-estimation de l'énergie et une valeur supérieure une surestimation.

- La dispersion de la position des pics est quantifiée grâce à la formule suivante :

$$\sum_i \left(\frac{p_i - p_1}{p_1} \right)^2 \quad 2-10$$

avec p_i et p_1 les positions des centroïdes des pics associés respectivement aux *clusters* de taille i et 1. Une diminution de la valeur de l'indicateur traduit un resserrement des pics, la valeur nulle reflétant un alignement parfait.

L'indicateur de dispersion de la position des pics délivre déjà une information sur la résolution en énergie, cette dernière étant d'autant plus réduite (et donc plus satisfaisante) qu'il diminue. Le calcul de la résolution sera également effectué mais les valeurs obtenues seront toutefois à prendre avec précaution du fait de l'ajustement des pics rendu difficile par leur forme non-gaussienne, en particulier avant calibration.

3.7. Résultats

La calibration porte sur les détecteurs Timepix 55 $\mu\text{m}/1 \text{ mm}$ I04-W0083 et 110 $\mu\text{m}/1 \text{ mm}$ H03-W0022. Deux campagnes de mesures se sont déroulées en 2012 et 2013. Au cours de ces deux campagnes, la calibration a été réalisée pour trois valeurs de la tension de polarisation du substrat semi-conducteur : -110 V, -200 V et -300 V. Dans un premier temps (3.7.1), nous nous arrêterons sur les courbes de calibration obtenues à l'issue de la première campagne de mesures avec une polarisation de -110 V et sur le raisonnement mené pour identifier la cause des différences observées entre les résultats obtenus et les résultats attendus. Le paragraphe suivant (3.7.2) sera dédié à la seconde campagne de mesures ayant permis de valider les hypothèses formulées et de tracer les courbes de calibration pour des tensions de polarisation allant jusqu'à -300 V. Les derniers paragraphes seront consacrés à l'évaluation des performances de la calibration selon les indicateurs établis dans le paragraphe 3.6 : conversion ToT/énergie (3.7.3), alignement des pics en fonction de la taille des *clusters* (3.7.4) et résolution en énergie (3.7.5). Dans le dernier paragraphe (3.7.6), nous tenterons enfin d'identifier les facteurs susceptibles de dégrader les performances de la calibration en énergie.

3.7.1. Calibration avec une tension de polarisation de -110 V

Les mesures ont été réalisées avec le réglage des puces préconisé dans la section 2.4 et pour une fréquence d'horloge de 40 MHz. La campagne de mesure menée avec une tension de polarisation de -110 V a permis de reconstruire la partie linéaire des courbes de calibration des deux détecteurs étudiés. La figure 2-43 et la figure 2-44 montrent respectivement les portions de courbe obtenues avec les puces 55 $\mu\text{m}/1 \text{ mm}$ I04-W0083 et 110 $\mu\text{m}/1 \text{ mm}$ H03-W0022. Une mesure supplémentaire a été réalisée avec une source d' ^{241}Am pour valider la pente de la droite. Le réglage de la puce reste inchangé pour cette mesure et seuls les *clusters* de taille unitaire sont pris en compte. Le point obtenu à 60 keV se place dans l'alignement des autres. La figure 2-45 présente les spectres obtenus avec la puce 55 $\mu\text{m}/1 \text{ mm}$ I04-W0083 avant puis

après calibration dans le cas d'un faisceau monoénergétique de photons à 20 keV, puis d'une source d' ^{241}Am . Les couleurs mettent en évidence la contribution des *clusters* en fonction de leur taille. Au lieu du resserrement attendu, la calibration accentue le décalage entre les pics dus aux différentes tailles de *clusters* au point de faire apparaître des pics distincts sur les spectres, ce qui prouve que l'équation utilisée n'est pas correcte. De plus, les droites de calibration présentent une ordonnée à l'origine (*offset*) négative (particulièrement marquée pour la puce 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ I04-W0083), ce qui n'a jamais été rapporté dans la littérature.

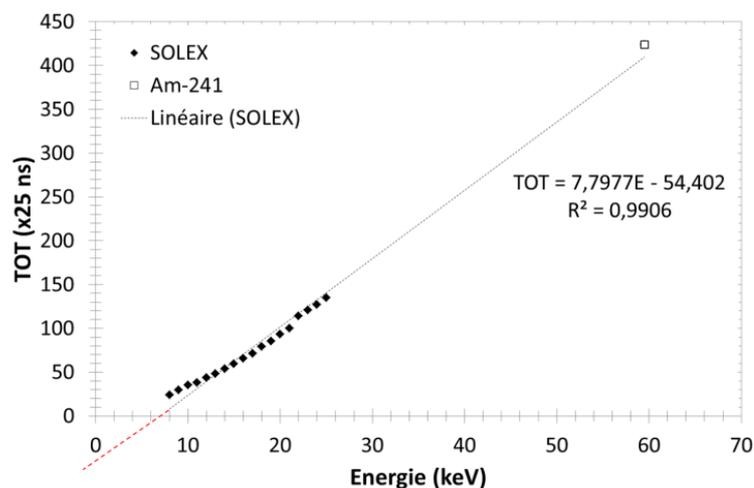


Figure 2-43 : Courbe de calibration obtenue lors de la campagne de mesures sur SOLEX pour la puce 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ I04-W0083. La ligne pointillée rouge souligne l'ordonnée à l'origine négative.

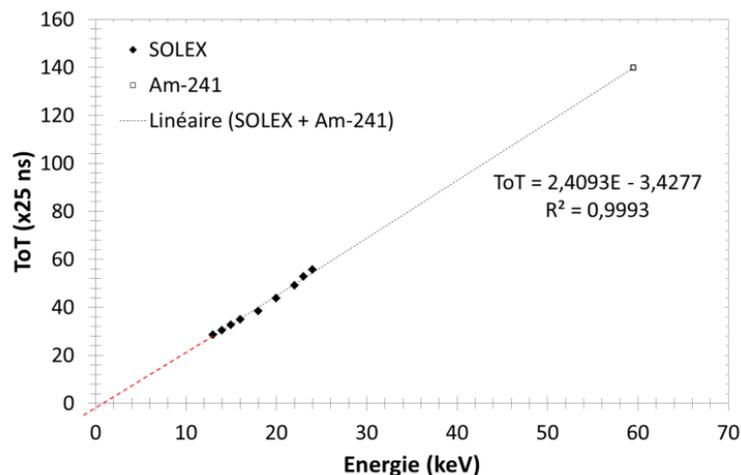


Figure 2-44 : Courbe de calibration obtenue lors de la campagne de mesures sur SOLEX pour la puce 110 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ H03-H0022. La ligne pointillée rouge souligne l'ordonnée à l'origine négative.

Faisceau monoénergétique (20 keV)

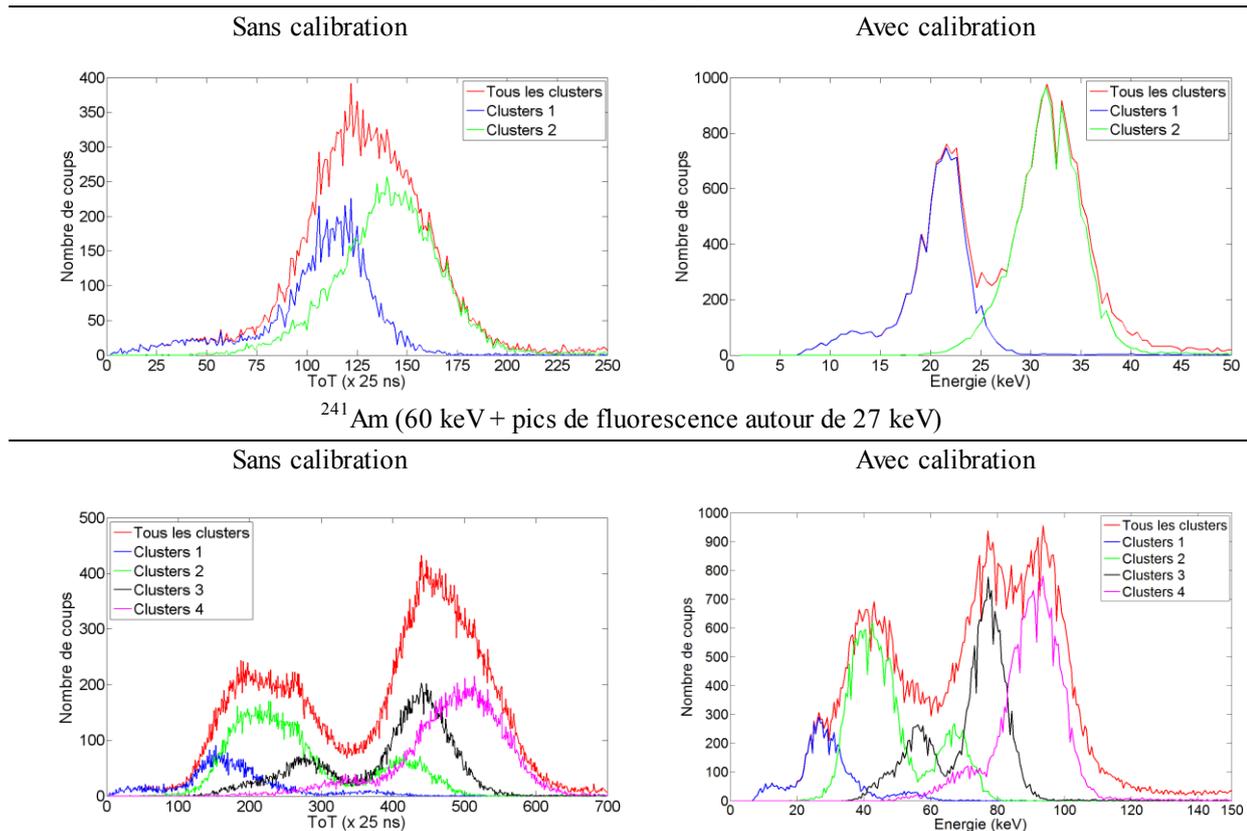


Figure 2-45 : Exemple de spectres obtenus avant et après calibration avec la puce I04-W0083 (55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$) suite à la première campagne de mesure sur SOLEX.

Deux hypothèses sont envisagées pour expliquer l'écart entre les résultats observés et les résultats attendus. La première s'interroge sur la pertinence de l'extrapolation de la zone linéaire à basse énergie à laquelle il a été fait recours pour le tracé des spectres de la figure 2-45, en remplacement de la zone non-linéaire manquante. D'après nos résultats, cette dernière zone doit se situer en-deçà de 8 keV (équivalent à une valeur de ToT de 20 environ) pour la puce 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ I04-W0083 et en-deçà de 13 keV (équivalent à une valeur de ToT de 28 environ) pour la puce 110 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ H03-W0022. Il est donc probable qu'elle ait une forte influence en particulier dans le cas du faisceau monoénergétique à 20 keV (partie supérieure de la figure 2-45). Mais le décalage des pics en fonction de la taille des *clusters* étant observé de la même manière à 60 keV (partie inférieure de la figure 2-45), l'hypothèse étudiée n'est valide que si les valeurs de ToT se répartissent dans les *clusters* multiples de telle sorte que la zone non-linéaire soit largement impliquée : dans le cas des *clusters* de taille 2 il faudrait ainsi que le dépôt de charge soit très important dans un pixel et très faible dans l'autre. La figure 2-46 présente la répartition des pixels dans les *clusters* de taille 2 du pic d'absorption totale de l' ^{241}Am avec la puce 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ I04-W0083. La dissymétrie entre les pixels formant les *clusters* de taille 2 y apparaît relativement faible puisque les valeurs de ToT les plus probables sont respectivement de l'ordre de 180 dans les pixels où le dépôt d'énergie est le plus faible et de 245 dans les pixels où il est le plus élevé. Seules 2 % sont situées en-deçà de la valeur de ToT 20 et appartiennent donc potentiellement à la zone non-

linéaire. Cette première hypothèse ne permet donc pas d'expliquer le décalage des pics en fonction de la taille des *clusters*.

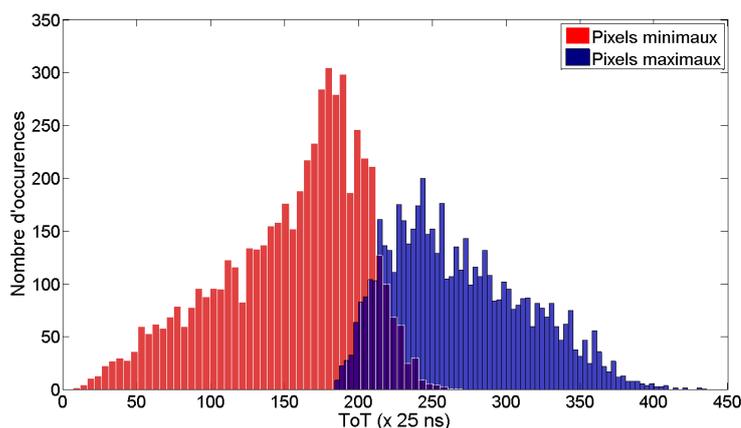


Figure 2-46 : Répartition des pixels dans les *clusters* de taille deux du pic d'absorption totale de ^{241}Am avec la puce $55\ \mu\text{m}/1\ \text{mm}\ \text{I04-W0083}$.

La seconde hypothèse postule que la tension de polarisation du substrat semi-conducteur de $-110\ \text{V}$ est insuffisante pour permettre une collecte complète des charges. Les courbes de calibration se trouvent alors faussées, ce qui explique en particulier leurs *offsets* négatifs. Cette hypothèse a été vérifiée au LCAE. La campagne de mesure avec une tension de polarisation de $-110\ \text{V}$ a en effet été réalisée en premier et il était indispensable d'identifier l'origine des problèmes de calibration avant la programmation d'une deuxième campagne de mesures sur l'installation SOLEX dont les disponibilités sont limitées. Une source de ^{241}Am a été utilisée et un ajustement au moyen d'une fonction gaussienne a été réalisé, permettant d'obtenir deux couples de valeurs (ToT, énergie) à $60\ \text{keV}$ et à $27\ \text{keV}$ (approximation de l'énergie moyenne des pics de fluorescence) pour plusieurs valeurs de la tension de polarisation. A partir de chaque couple de points, des droites peuvent être tracées qui présentent une large incertitude en raison de l'approximation réalisée pour les pics de fluorescence mais permettent néanmoins de dégager des tendances sur l'allure des courbes de calibration.

La figure 2-47 montre que l'augmentation de la valeur absolue de la tension de polarisation a peu d'influence sur le point associé au pic d'absorption totale à $60\ \text{keV}$ mais permet de faire « remonter » le point associé au pic de fluorescence jusqu'à obtenir un *offset* positif au-delà de $110\ \text{V}$ (en valeur absolue). Le déplacement du point associé au pic de fluorescence avec l'augmentation de la valeur absolue de la tension de polarisation est beaucoup plus sensible avec la puce $55\ \mu\text{m}/1\ \text{mm}$, comme en témoigne encore la figure 2-48. Ce déplacement s'explique par la diffusion de charges, qui est d'autant plus importante que la tension de polarisation est basse et qui donne lieu à de faibles dépôts dans un grand nombre de pixels. Dans le cas du pic de fluorescence, la charge initiale étant faible, de nombreuses impulsions se trouvent en-dessous du seuil, phénomène plus marginal dans le cas du pic d'absorption totale.

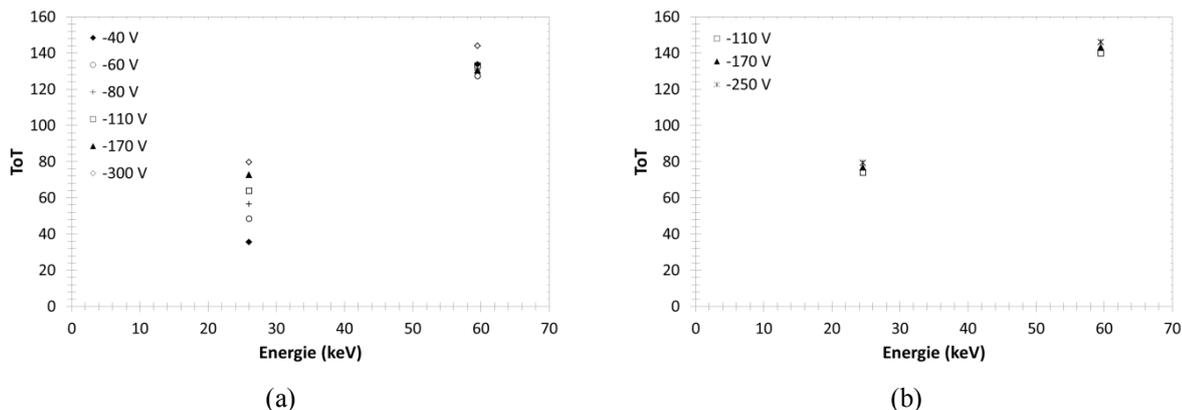


Figure 2-47 : Influence de la tension de polarisation sur la courbe de calibration pour les puces (a) 55 µm/1 mm D03-W0083 et (b) 110 µm/1 mm H03-W0022.

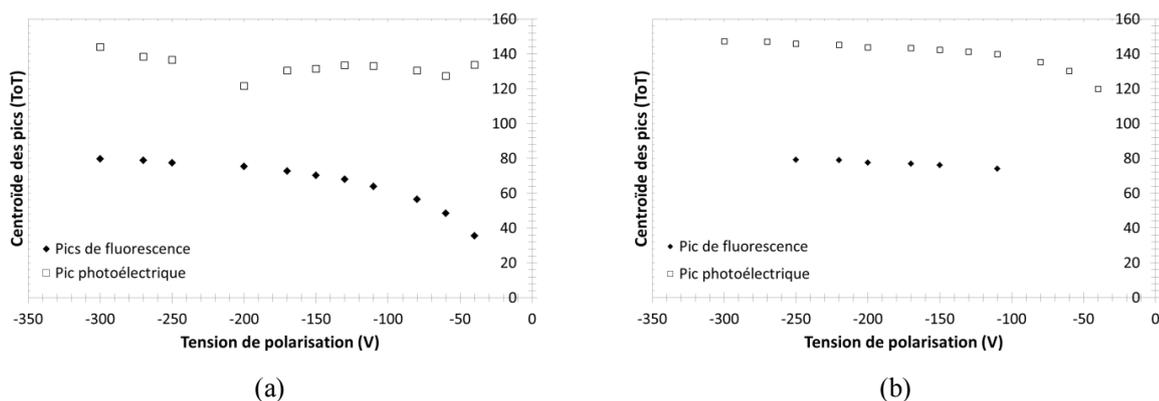


Figure 2-48 : Position du centroïde des pics obtenus avec une source d' ^{241}Am en fonction de la tension de polarisation pour les puces (a) 55 µm/1 mm D03-W0083 et (b) 110 µm/1 mm H03-W0022.

L'examen qualitatif de l'influence de la tension de polarisation sur l'allure de la courbe de calibration est suivi d'une étape quantitative. Les équations associées à chacune des droites présentées sur la figure 2-47 sont déterminées, puis appliquées à des données obtenues avec une source d' ^{241}Am . Pour la puce 55 µm/1 mm D03-W0083 à -170 V, la valeur de l'indicateur de dispersion des pics passe de 0,1303 à 0,0080 avant et après calibration. La répercussion sur les spectres est illustrée sur la figure 2-49.

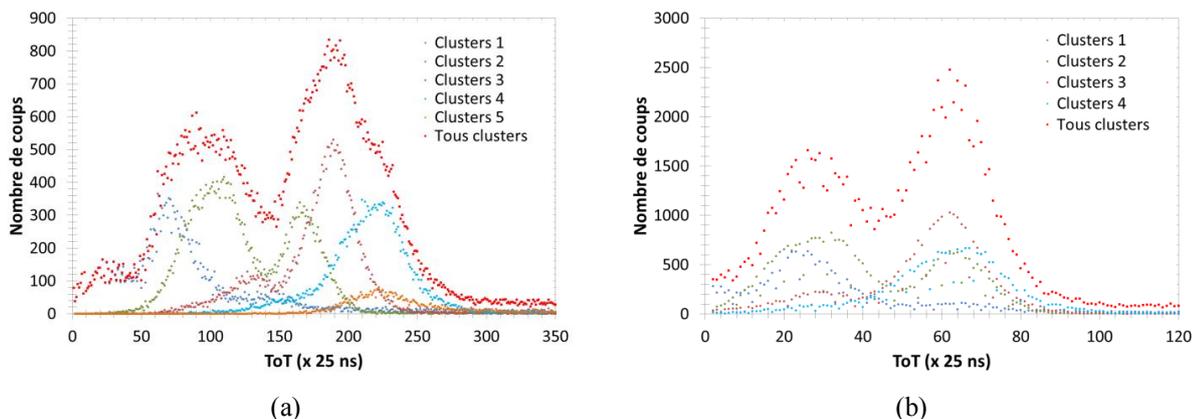


Figure 2-49 : Spectres obtenus avec une source d' ^{241}Am pour une tension de polarisation de -170 V (a) avant puis (b) après calibration avec la puce 55 µm/1 mm D03-W0083.

Les tests de calibration réalisés avec des sources radioactives valident cette seconde hypothèse et prouvent qu'en ne permettant qu'une collecte incomplète des charges, une tension de polarisation trop basse (< 110 V en valeur absolue) ne permet pas de réaliser de manière satisfaisante la calibration du système de détection. Ceci a montré la nécessité d'une nouvelle campagne de mesures pour la calibration des détecteurs Timepix du laboratoire. Celle-ci s'est déroulée sur l'installation SOLEX en avril 2013.

3.7.2. Calibration avec des tensions de polarisation de -110 V à -300 V

Les courbes de calibration obtenues avec les deux puces étudiées pour des tensions de polarisation de -110 V, -200 V et -300 V sont présentées sur la figure 2-50 et la figure 2-51. Les équations correspondantes apparaissent dans le tableau 2-8. A l'inverse des résultats obtenus lors de la première campagne de mesures, l'allure des courbes est cette fois très proche de celle observée dans la littérature, particulièrement avec la puce 110 $\mu\text{m}/1$ mm H03-W0022. Les résultats obtenus avec la puce 55 $\mu\text{m}/1$ mm I04-W0083 sont cohérents avec les résultats issus de la première campagne de mesure et avec les tests menés pour valider la seconde hypothèse expliquant l'insuffisance de la tension de polarisation, puisque l'inflexion à basse énergie est très peu visible à -110 V et à -200 V. Les équations du tableau 2-8 traduisent cependant des divergences avec la littérature qui ne rapporte jamais de coefficient t négatif ni de valeurs de b et c aussi élevées. Il est toutefois difficile de trouver une configuration expérimentale similaire à la fois en termes de substrat semi-conducteur (nature, épaisseur), de pas de pixellisation et de fréquence d'horloge.

Comme nous l'avons anticipé grâce à nos mesures avec une source d' ^{241}Am (3.7.1), l'augmentation de la valeur absolue de la tension de polarisation entraîne une augmentation des valeurs de ToT associées à chaque énergie sur les courbes de calibration. Cette augmentation est particulièrement sensible à basse énergie. Le phénomène s'inverse au-delà de 75 keV avec la puce I04-W0083 puisqu'à partir de cette énergie c'est pour la plus petite valeur absolue de la tension de polarisation que les valeurs de ToT sont les plus élevées.

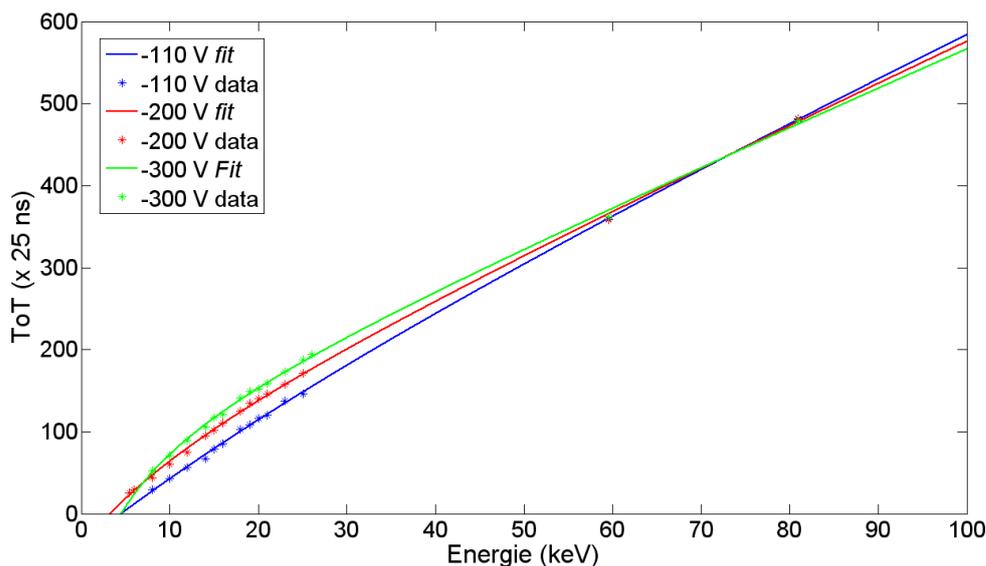


Figure 2-50 : Courbes de calibration obtenues sur SOLEX avec la puce 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ I04-W0083 à -110 V, -200 V et -300 V.

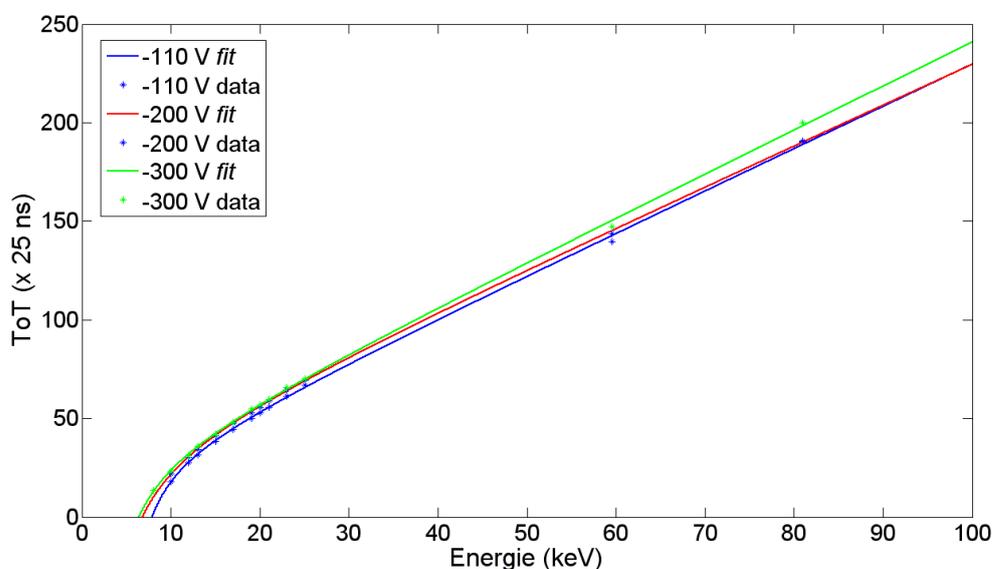


Figure 2-51 : Courbes de calibration obtenues sur SOLEX avec la puce 110 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ H03-W0022 à -110 V, -200 V et -300 V.

Puce	I04-W0083 (55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$)	H03-W0022 (110 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$)
Polarisation (V)		
-110	$ToT = 4,9 \cdot E + 171,7 - \frac{12060}{E + 57,71}$	$ToT = 2,1 \cdot E + 18,2 - \frac{120,4}{E - 4,5}$
-200	$ToT = 4,9 \cdot E + 100,9 - \frac{2222}{E + 15,71}$	$ToT = 4,9 \cdot E + 100,9 - \frac{2222}{E + 15,71}$
-300	$ToT = 4,7 \cdot E + 114,2 - \frac{1414}{E + 5,963}$	$ToT = 2,2 \cdot E + 21,8 - \frac{166,4}{E - 1,8}$

Tableau 2-8 : Equations des courbes de calibration obtenues avec les puces 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ I04-W0083 et 110 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ H03-W0022 à -110 V, -200 V et -300 V.

3.7.3. Conversion en énergie

Le tableau 2-9 présente les valeurs de l'indicateur de conversion en énergie pour les deux puces étudiées, en fonction de la tension de polarisation et à différentes énergies réparties sur la gamme d'intérêt pour la caméra gamma GAMPIX. La tendance globale est à la surestimation de l'énergie suite à la calibration. Les seules exceptions sont relevées à basse énergie (10 keV). Nous nous serions attendus à ce que la calibration soit plus performante à haute énergie, où la zone non-linéaire nous semble devoir être moins influente, mais aucune tendance ne peut être dégagée clairement. Les valeurs de l'indicateur se rapprochent globalement de l'unité avec l'augmentation de la tension de polarisation, ce qui confirme la nécessité de garantir une tension de polarisation suffisamment élevée (en valeur absolue) pour permettre une collecte complète des charges. Enfin, l'écart à l'unité est beaucoup plus réduit avec la puce 110 μm , ce qui est la preuve d'une calibration plus efficace.

	Tension de polarisation (V)					
	-110		-200		-300	
Puce	I04-W0083	H03-W0022	I04-W0083	H03-W0022	I04-W0083	H03-W0022
Energie (keV)						
10	0,988	0,980	0,946	1,012	0,885	0,946
20	-	1,003	1,091	1,013	1,121	1,015
60	1,318	1,035	1,190	1,067	1,124	1,012
81	1,312	1,017	1,151	1,034	1,095	1,027
662	1,163	1,073	1,122	1,081	1,153	1,043

Tableau 2-9 : Rapport entre l'énergie mesurée après calibration et l'énergie réelle des rayonnements gamma.

3.7.4. Alignement des pics en fonction de la taille des *clusters*

Les tableaux 2-10 et les tableaux 2-11 présentent respectivement les valeurs de l'indicateur d'alignement pour les deux puces 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ I04-W0083 et 110 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ H03-W0022 avant puis après calibration en énergie pour plusieurs valeurs d'énergie et de tension de polarisation. La taille maximale des *clusters* prise en compte pour le calcul de l'indicateur, correspondant à la taille maximale pour laquelle une statistique significative est enregistrée, diminue lorsque la taille des pixels augmente. L'indicateur est ainsi calculé à partir des *clusters* de taille 1 et 2 à 20 keV (puce 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ I04-W0083 uniquement), des *clusters* de taille 1 à 4 et 1 à 3 à 59,5 keV pour les puces 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ I04-W0083 et 110 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ H03-W0022 respectivement, des *clusters* de taille 1 à 6 et 1 à 3 à 81,0 keV pour les puces I04-W0083 et H03-W0022 respectivement, et des *clusters* de taille 1 à 16 et 1 à 9 à 661,5 keV pour les puces I04-W0083 et H03-W0022 respectivement.

En l'absence de calibration, il est difficile de dégager une tendance sur les valeurs de l'indicateur en faisant varier l'énergie pour une puce et une tension de polarisation données. Pour la puce I04-W0083, un écartement progressif des pics dus aux différentes tailles de *clusters* est cependant observés jusqu'à 81,0 keV, suivi d'une amélioration à 662 keV. Il est également difficile de conclure quant à l'influence de la tension de polarisation pour une puce et une énergie données. Un resserrement des pics avec l'augmentation de la tension de polarisation est ainsi observé à 20 keV avec la puce I04-W0083 ou à 81,0 keV avec

la puce H03-W0022, mais cette tendance ne se retrouve pas à d'autres énergies. L'indicateur est en revanche systématiquement inférieur avec la puce H03-W0022 qu'avec la puce I04-W0083 pour une tension de polarisation et une énergie données. Le gain attendu de la calibration en termes de résolution en énergie — directement conditionnée par le resserrement des pics — est donc moindre avec cette puce.

La calibration en énergie entraîne globalement un resserrement des pics. Les exceptions sont rencontrées à basse énergie (inférieure à 81,0 keV) avec la puce I04-W0083. L'efficacité de la calibration augmente globalement avec l'énergie (la dégradation observée à 20 keV avec la puce I04-W0083 n'est pas expliquée). Avec la puce I04-W0083, le gain apporté par la calibration augmente avec la tension de polarisation, ce qui n'est pas le cas avec la puce H03-W0022. C'est respectivement à -300 V et à -200 V que les pics sont les plus resserrés avec les puces I04-W0083 et H03-W0022. Les valeurs de l'indicateur sont toujours très supérieures avec la puce I04-W0083 (d'un facteur 160 à 81,0 keV et à -300 V). Il en découle une résolution en énergie moindre, comme illustré dans la section 3.7.5.

Tension (V)		-110	
Energie (keV)	Sans calibration	Avec calibration	Rapport
20	0,0568	0,1584	0,3586
60	0,1792	0,2647	0,6770
81	0,4500	0,4377	1,0281
662	0,0136	0,0080	1,7000

Tension (V)		-200	
Energie (keV)	Sans calibration	Avec calibration	Rapport
20	0,0368	0,0374	0,9840
60	0,3219	0,1571	2,0490
81	0,5396	0,1978	2,7280
662	0,0222	0,0034	6,5294

Tension (V)		-300	
Energie (keV)	Sans calibration	Avec calibration	Rapport
20	0,0246	0,0312	0,7885
60	0,3564	0,0829	4,2992
81	0,6247	0,0949	6,5827
662	0,0208	0,0002	104,0000

Tableaux 2-10 : Indicateur d'alignement pour la puce I04-W0083 (55 μm) avant et après calibration pour plusieurs valeurs de l'énergie et de la tension de polarisation. La dernière colonne indique le rapport entre les indicateurs calculés avant et après calibration.

Tension (V)		-110	
Energie (keV)	Sans calibration	Avec calibration	Rapport
60	0,0111	0,0033	3,3636
81	0,0055	0,0019	2,8947
662	0,0091	0,4377	1,0281

Tension (V)		-200	
Energie (keV)	Sans calibration	Avec calibration	Rapport
60	0,0258	0,00013	198,4615
81	0,0200	0,00006	333,3333
662	0,0037	0,00001	370,0000

Tension (V)		-300	
Energie (keV)	Sans calibration	Avec calibration	Rapport
60	0,0181	0,0092	19,6739
81	0,0176	0,0006	29,3333
662	0,0043	0,0006	7,1667

Tableaux 2-11 : Indicateur d'alignement pour la puce H03-W0022 (110 μ m) pour plusieurs valeurs de l'énergie et de la tension de polarisation.

Afin d'illustrer les résultats présentés précédemment, la figure 2-52 et la figure 2-53 présentent pour les deux puces étudiées les spectres obtenus pour différentes tailles de *clusters*, avant puis après calibration à 20 keV, 59,5 keV et 81,0 keV et à -300 V. Les pics d'absorption totale sont plus gaussiens après calibration. Deux lignes de fluorescence apparaissent également plus clairement (^{241}Am avec la puce I04-W0083).

Faisceau monoénergétique (20 keV)

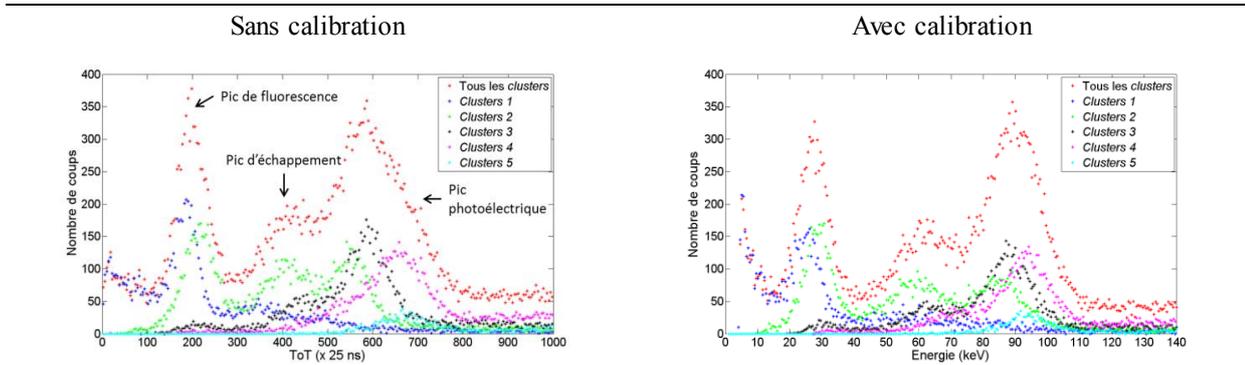
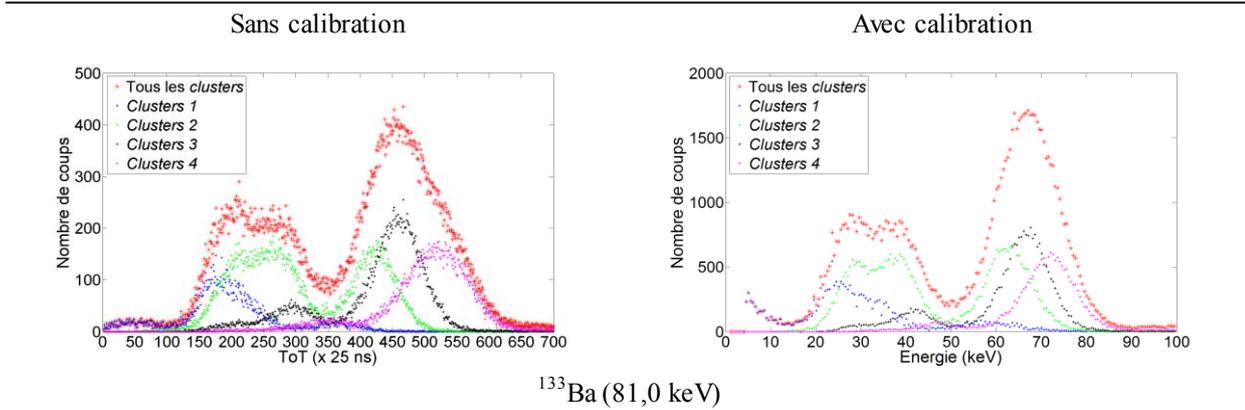
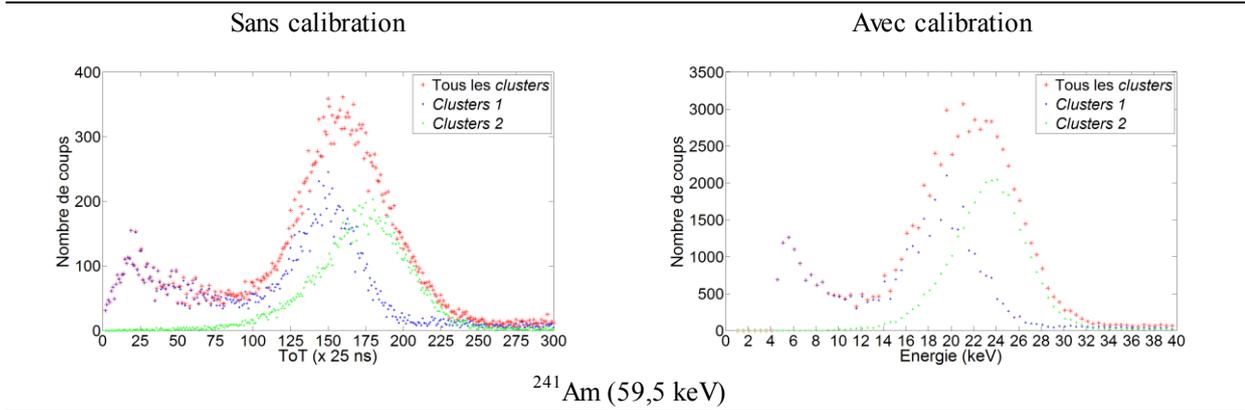


Figure 2-52 : Spectres à 20 keV, 59,5 keV et 81,0 keV pour différentes tailles de *clusters* avant puis après calibration en énergie avec la puce I04-W0083 (55 μm) polarisée à -300 V.

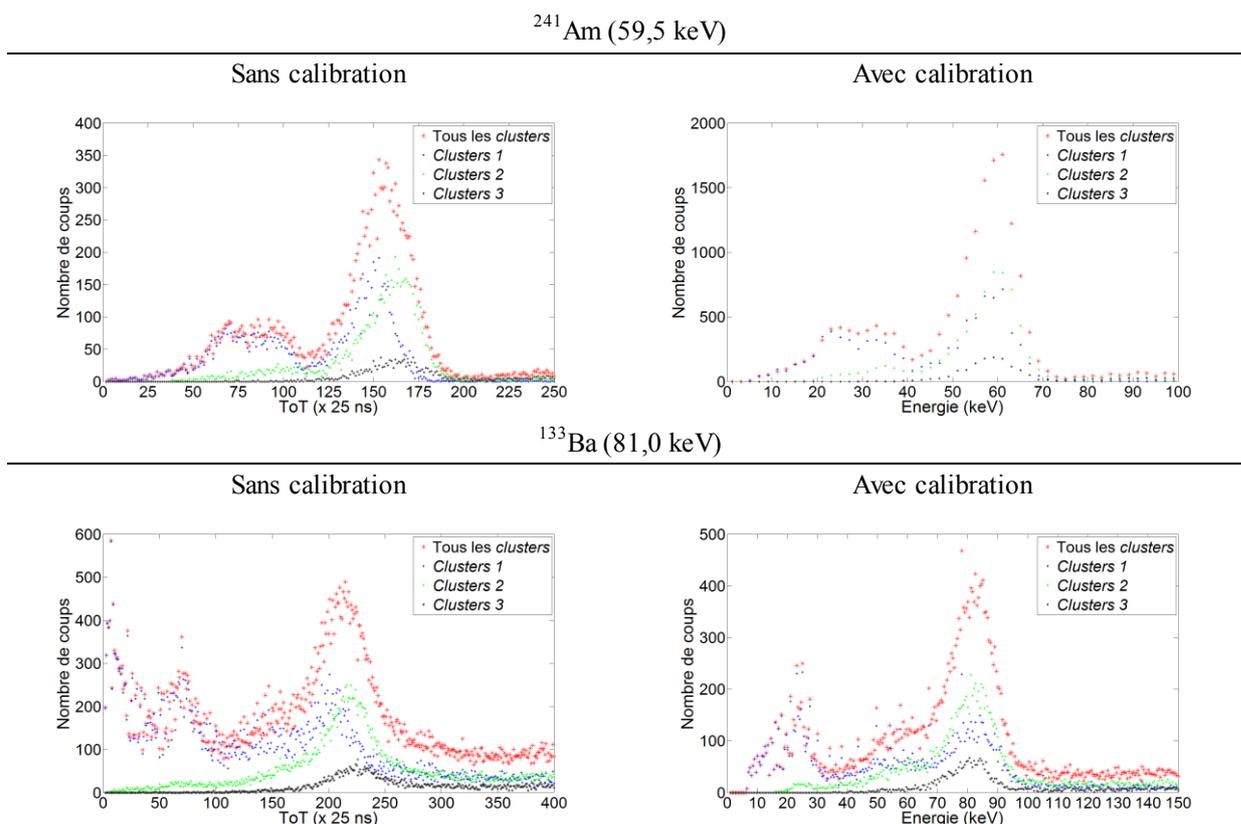


Figure 2-53 : Spectres à 59,5 keV et 81,0 keV pour différentes tailles de *clusters* avant puis après calibration en énergie avec la puce H03-W0022 (110 μm) polarisée à -300 V.

3.7.5. Résolution en énergie

A titre de comparaison, le tableau 2-12 présente quelques valeurs de résolution en énergie avec les deux puces étudiées, avant puis après calibration pour une tension de polarisation de -300 V. Le calcul prend en compte toutes les tailles de *clusters*. Il est important de souligner à nouveau la difficulté d'ajuster les pics avant calibration, ces derniers présentant une forme non-gaussienne. Comme le laissait entendre l'indicateur d'alignement des pics dus aux différentes tailles de *clusters*, nous constatons une amélioration globale de la résolution apportée par la calibration. Quelle que soit l'énergie étudiée, la résolution en énergie est meilleure avec la puce 110 $\mu\text{m}/1$ mm H03-W0022.

Energie (keV)	Résolution (%)			
	Puce I04-W0083 (55 μm)		Puce H03-W0022 (110 μm)	
	Avant calibration	Après calibration	Avant calibration	Après calibration
59,5	33	25	23	19
81,0	22	27	35	31
661,5	23	14	10	12

Tableau 2-12 : Résolutions en énergie avant et après calibration pour les puces I04-W0083 (55 μm) et H03-W0022 (110 μm) en fonction de l'énergie (300 V).

3.7.6. Facteurs de dégradation des résultats

Les imperfections qui subsistent en termes de conversion en énergie et de résolution en énergie peuvent s'expliquer par la présence de « faux » *clusters* de taille unitaire. Notre étude est en effet limitée aux *clusters* de taille unitaire dans le but de nous affranchir du décalage entre les pics dus à différentes tailles de *clusters*. Néanmoins, des *clusters* comptabilisés comme *clusters* de taille unitaire sont en réalité plus grands, le dépôt d'énergie n'étant supérieur au seuil bas que dans un seul pixel. Ils contribuent ainsi à élargir le pic à partir duquel sont déterminés les couples (valeur de ToT , énergie) et introduisent une incertitude sur la valeur de ToT retenue. Il est bon de souligner que la puce Medipix3, dont il sera question dans le chapitre 4, permet un regroupement *hardware* des pixels éclairés susceptible de limiter l'influence de ces faux *clusters*.

4. Optimisation du pas de pixellisation

La version actuelle de GAMPIX dédiée à l'imagerie intègre un détecteur Timepix avec un pas de pixellisation de 55 μm . Le choix d'un pas de pixellisation aussi fin a été déterminé par la solidité de l'assemblage substrat/puce électronique qu'il garantit et qui est l'un des prérequis pour un système industriel (chapitre 1 :3.1). Afin que le mode spectro-imageur développé puisse éventuellement être mis en œuvre dans les systèmes GAMPIX déjà existants sans remplacement du détecteur, l'essentiel des travaux présentés dans ce mémoire ont été réalisés avec un tel détecteur 55 μm . Néanmoins, l'augmentation du pas de pixellisation sur la caméra gamma industrielle iPIX constituerait une évolution tout à fait envisageable à moyen terme si un gain en termes de performances spectrométriques avec l'augmentation du pas de pixellisation était avéré. C'est pourquoi nous avons intégré à cette partie consacrée au développement et à l'optimisation des performances spectrométriques de Timepix l'étude de l'influence du pas de pixellisation. Le détecteur Timepix intégrant un substrat de CdTe de 1 mm d'épaisseur est couramment proposé avec des pas de pixellisation de 55 μm et 110 μm , mais des multiples supérieurs de 55 μm (220 μm , 440 μm , etc.) sont également réalisables en pratique.

L'étude de l'influence du pas de pixellisation sur les performances spectrométriques se déroule en deux temps :

- Une phase de **simulation numérique** de la réponse du détecteur à diverses sources de rayonnements est réalisée au moyen du code Monte Carlo MCNPX. Il est alors possible de simuler le comportement des détecteurs du laboratoire, mais également de tester d'autres configurations, et en particulier celle d'un détecteur non pixellisé qui constitue la référence en termes de résolution en énergie.
- Une phase **expérimentale** mettant en œuvre les détecteurs 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ I04-W0083 et 110 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ H03-W0022 du laboratoire avec leurs réglages optimaux (2). Cette étape permet de valider les résultats de simulation obtenus sur les configurations du laboratoire et de chercher à interpréter les différences observées.

Les simulations ont été réalisées avec le souci de prendre en compte les caractéristiques d'un détecteur réel, et en particulier les fluctuations sur la production de charges dans le substrat (2). Ceci est rendu possible par le traitement « *Gaussian Energy Broadening* » (GEB) de la carte « *Special Treatments for Tallies* » (FT) de MCNPX, qui introduit un élargissement gaussien des pics en énergie par échantillonnage de l'énergie à l'aide de la fonction suivante :

$$f(E) = C \cdot e^{-\left(\frac{E-E_0}{A}\right)^2} \quad 2-11$$

$$f(E) = C \cdot e^{-\left(\frac{E-E_0}{A}\right)^2} \quad 2-12$$

avec E l'énergie à laquelle est calculée l'élargissement, E_0 l'énergie calculée par le *tally*⁴⁹ sans élargissement, C une constante de normalisation et A la largeur de la Gaussienne. La grandeur A , qui représente la largeur de la gaussienne, étant liée à la largeur à mi-hauteur par la relation suivante :

$$A = \frac{FWHM}{2 \cdot \sqrt{2}} \quad 2-13$$

la mise en œuvre de ce traitement nécessite de disposer d'un certain nombre de couples de valeurs (E , $FWHM$) pour le détecteur étudié (HAKIMABAD & al., 2007). Ces données nous ont été fournies par l'article de D. Demir & al. (DEMIR, 2010). A titre d'exemple, la figure 2-54 montre les spectres simulés obtenus avec une source d'²⁴¹Am et un détecteur 55 µm/1 mm sans, puis avec le traitement d'élargissement gaussien des pics. Plusieurs lignes de fluorescence et d'échappement apparaissent distinctement en l'absence du traitement. Après l'application du traitement, en revanche, il ne subsiste qu'un pic regroupant toutes les lignes de fluorescences et un pic regroupant toutes les lignes d'échappement.

⁴⁹ Dans la syntaxe du code MCNPX, un *tally* est l'évaluation d'une grandeur (courant, flux, énergie, etc.) que spécifie le numéro du *tally* (par exemple le *tally* F2 donne le flux moyen à travers une surface).

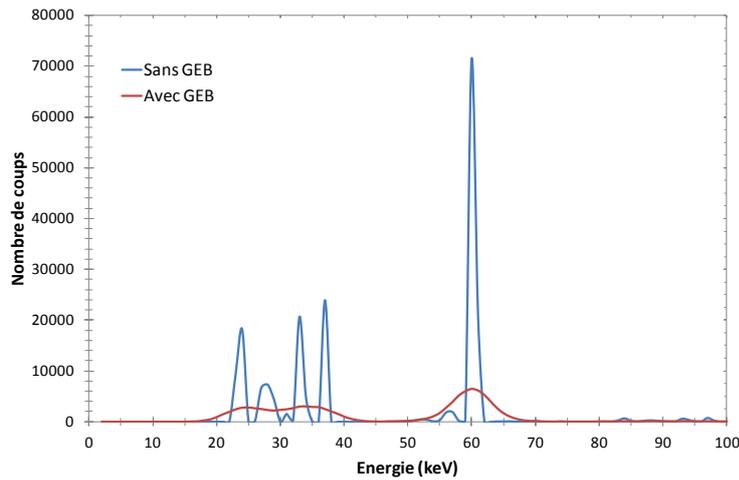


Figure 2-54 : Spectres obtenus par simulation numérique avec une source d' ^{241}Am avec un détecteur de CdTe 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ avec et sans traitement *GEB*.

La figure 2-55 montre les résultats de simulation obtenus pour un détecteur non pixellisé et pour les deux configurations du laboratoire (55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ et 110 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$). Ces résultats peuvent être comparés avec les spectres de la figure 2-56 obtenus expérimentalement. Les premières différences observées se rapportent à la résolution en énergie. Les simulations font ressortir distinctement les pics de fluorescence et d'échappement quel que soit le pas de pixellisation, ce qui n'est pas le cas de l'expérience pour laquelle ils ne sont différenciés qu'avec la puce 110 μm . D'autre part, la résolution en énergie calculée sur les pics d'absorption totale est légèrement supérieure par simulation. Les autres divergences portent sur l'importance de la fluorescence. Des différences sur le rapport entre l'amplitude des pics d'absorption totale et l'amplitude des pics de fluorescence sont observées, en particulier dans la configuration 110 μm . Le rapport passe ainsi dans ce cas de 4,7 par simulation à 1,5 expérimentalement. Par ailleurs, toujours pour ce pas de pixellisation, le rapport entre l'amplitude des pics de fluorescence et d'échappement est inversé sur les spectres simulé et expérimental. Ces dernières observations vont dans le sens d'une minimisation de l'impact de la fluorescence par la simulation qui peut s'expliquer par la gestion du transport de charge par MCNPX aboutissant à une non-prise en compte de la diffusion de charge. Cette minimisation explique en partie les meilleures valeurs de résolution en énergie obtenues, celles-ci s'expliquant par ailleurs par le fait que le code MCNPX ne tient pas compte de l'électronique de traitement, qui amène pourtant des facteurs de dégradation de la résolution comme le montrent la formule 2-4 et les tests rapportés dans les paragraphes 2.2 et 2.3.

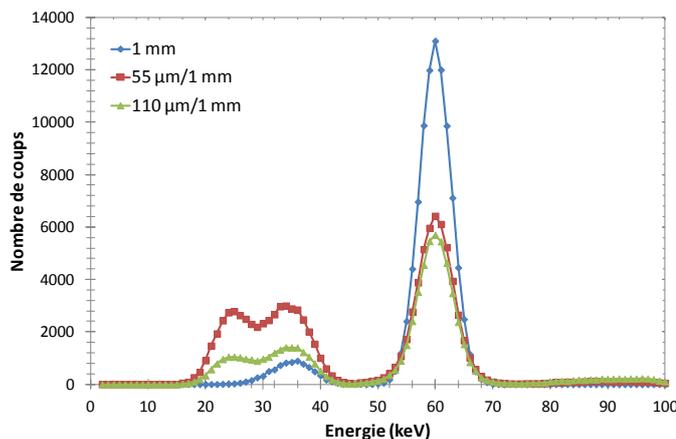


Figure 2-55 : Spectres simulés d' ^{241}Am pour les configurations de détecteurs du laboratoire et pour un détecteur non pixellisé.

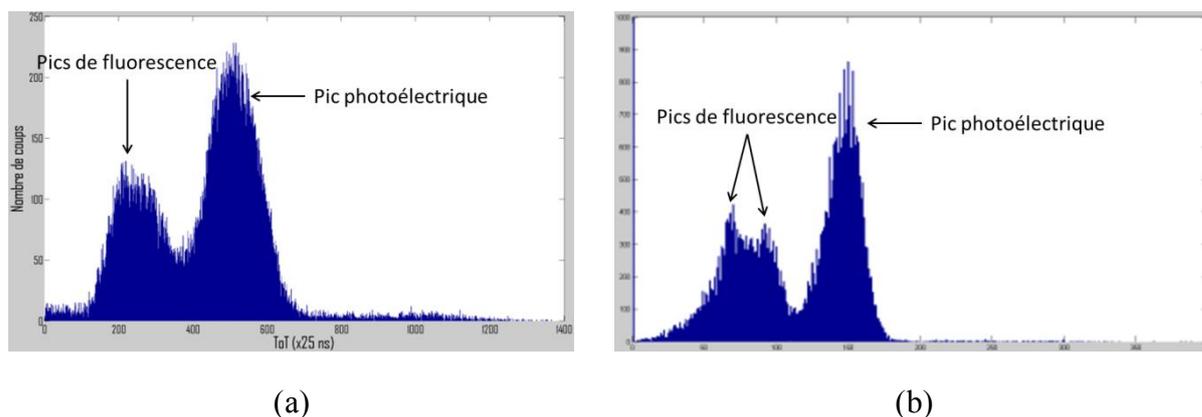


Figure 2-56 : Spectres d' ^{241}Am obtenus avec les détecteurs Timepix (a) 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ I04-W0083 et (b) 110 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ H03-W0022.

La figure 2-57 présente des résultats de simulation obtenus avec une source de ^{137}Cs . Pour des raisons de lisibilité, nous ne présentons que les résultats obtenus pour des pas de pixellisation supérieurs à ceux des détecteurs du laboratoire, mais il n’y a pas de différence significative entre les spectres obtenus pour des pas de pixellisation compris entre 55 μm et 440 μm . Le fait que l’augmentation du pas de pixellisation n’ait pas d’influence sur les spectres est interprété comme la preuve que les dépôts d’énergie se produisent à des endroits éloignés de la matrice et non pas seulement dans des *clusters* de pixels voisins. Ceci explique la forte proportion de *clusters* de taille unitaire ($\sim 25\%$) observée sur l’histogramme de la figure 2-6 dans le cas du ^{60}Co , ces *clusters* ne signifiant pas que le dépôt d’énergie d’un photon dans le détecteur s’est concentré dans un seul pixel. Les résultats expérimentaux présentés sur la figure 2-58 montrent que l’augmentation du pas de pixellisation permet de faire ressortir plus nettement les éléments caractéristiques du ^{137}Cs que sont le pic d’absorption totale à 662 keV et le front Compton associé. Ceci s’explique notamment par la limitation des pertes dans les zones inter-pixels et dans les pixels dans lesquels les dépôts sont inférieurs au seuil de détection lorsque le pas de pixellisation augmente.

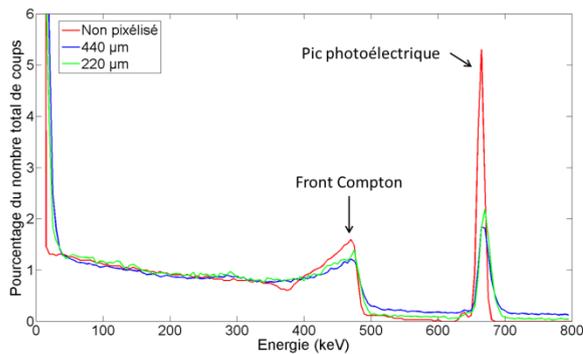


Figure 2-57 : Spectres simulés de ^{137}Cs pour différents pas de pixellisation du détecteur et pour un détecteur non pixellisé.

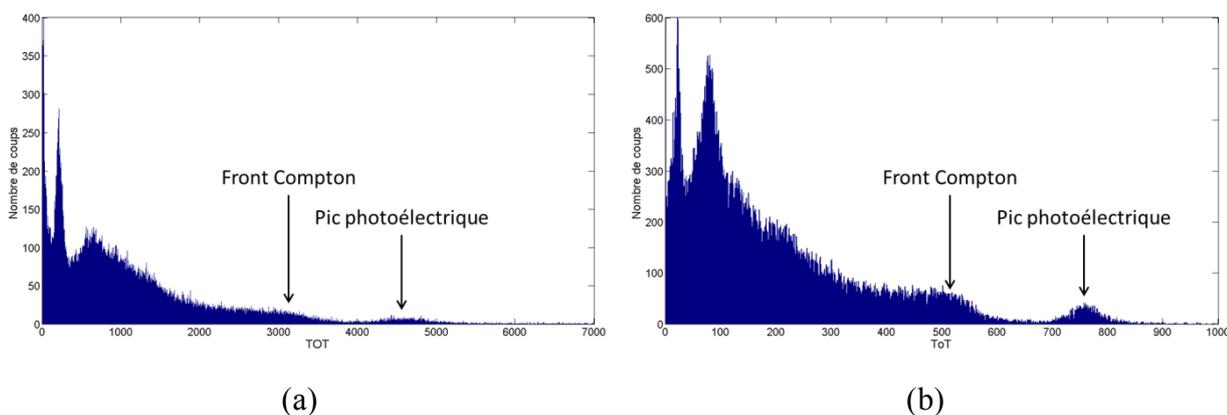


Figure 2-58 : Spectres de ^{137}Cs obtenus avec les détecteurs Timepix (a) $55\ \mu\text{m}/1\ \text{mm}$ I04-W0083 et (b) $110\ \mu\text{m}/1\ \text{mm}$ H03-W0022.

La figure 2-59 montre les résultats de simulation obtenus avec une source de ^{60}Co émettant deux photons à 1,17 MeV et 1,33 MeV. L'effet Compton, dominant à ces énergies, donne naissance à deux fronts Compton d'énergie respective 963 keV et 1,12 MeV. La simulation montre que les deux fronts Compton apparaissent de plus en plus nettement avec l'augmentation du pas de pixellisation. Ceci est confirmé par les mesures expérimentales présentées sur la figure 2-60.

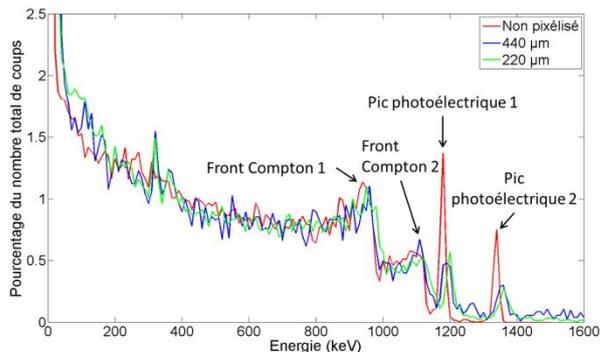


Figure 2-59 : Spectres simulés de ^{60}Co pour différents pas de pixellisation du détecteur et pour un détecteur non pixellisé.

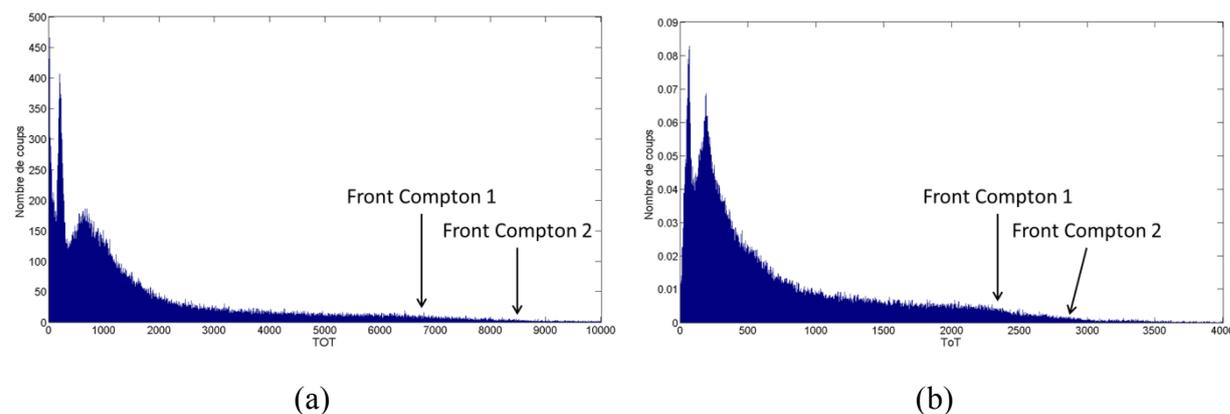


Figure 2-60 : Spectres de ^{60}Co obtenus avec les détecteurs Timepix (a) 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ I04-W0083 et (b) 110 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ H03-W0022.

Les simulations et les mesures expérimentales réalisées avec différents pas de pixellisation sur toute la gamme d'énergie d'intérêt pour la caméra gamma GAMPIX montrent que l'augmentation de la taille des pixels a une influence positive sur la résolution en énergie, ce qui s'explique par plusieurs facteurs :

- La réduction de la surface totale que représentent les zones inter-pixels sur la matrice qui limite les pertes de signal dans ces zones,
- L'augmentation de la surface de collecte de chaque pixel qui réduit le nombre de pixels dans lesquels le signal est inférieur au seuil de détection et n'est donc pas pris en compte,
- La réduction du nombre de chaînes électroniques, qui présentent toutes des réponses légèrement différentes du fait de la dispersion des caractéristiques des transistors qui les constituent. Ces transistors ont en particulier des comportements qui diffèrent vis-à-vis du bruit de grenaille⁵⁰.

Il est important de souligner que l'augmentation du pas de pixellisation dans une optique d'optimisation des performances spectrométriques reste conditionnée au maintien de la fiabilité mécanique du détecteur Timepix. Une autre voie d'amélioration serait la datation des événements survenant sur la matrice de détection, qui permettrait la prise en compte conjointe des événements simultanés. Le gain devrait être particulièrement significatif à haute énergie, lorsque le dépôt d'énergie n'intervient pas forcément dans des *clusters* de pixels voisins, mais est réparti sur l'ensemble de la matrice. La puce Timepix n'intègre pas cette fonctionnalité, mais elle sera disponible sur la puce Timepix3 actuellement en cours de développement. On peut également souligner que la puce Caliste HD, qui sera présentée dans le chapitre quatre de ce mémoire, bénéficie d'une telle fonctionnalité.

⁵⁰ Le bruit de grenaille, encore appelé bruit de Schottky, bruit quantique, ou *shot noise* en anglais, est causé par le fait que le courant électrique qui traverse les composants n'est pas continu mais constitué de porteurs de charge élémentaires (on parle de granularité de la charge).

CHAPITRE 3 : INTEGRATION DE L'INFORMATION SPECTROMETRIQUE DANS LE TRAITEMENT DES DONNEES

Jusqu'à présent, la caméra gamma GAMPIX permet la localisation spatiale des points chauds radioactifs. Les données sont acquises en utilisant le mode Medipix de la puce de lecture Timepix, puis traitées par un programme écrit en MATLAB et intégrant un algorithme de déconvolution. En vue de la mise en place d'un mode spectro-imageur pour GAMPIX, l'optimisation des performances spectrométriques de Timepix a été réalisée (chapitre 2). Celle-ci est passée par la démonstration de l'intérêt du mode de fonctionnement ToT et par un réglage *hardware* des paramètres de la puce. La deuxième étape du travail consiste à intégrer l'information spectrométrique dans le traitement des données. L'objectif est d'obtenir une image décodée associée à chacun des radioéléments étudiés (^{241}Am , ^{137}Cs , etc.). Pour ce faire, deux approches sont considérées et évaluées dans la suite de ce chapitre :

- La première consiste à opérer une **reconstruction spatiale sélective** avec l'énergie comme critère de sélection (1). Des fenêtrages en énergie caractéristiques de chacun des radioéléments étudiés sont appliqués aux données. L'algorithme de reconstruction par déconvolution traditionnel est ensuite appliqué aux données fenêtrées.
- La seconde fait appel à des **algorithmes de classe espérance-maximisation** (2). Avec cette méthode, les différentes fenêtres en énergie définies ne sont plus considérées indépendamment les unes des autres au moment du décodage, comme cela était le cas précédemment.

Toutes les données traitées dans la suite du chapitre ont été obtenues avec une tension de polarisation du substrat semi-conducteur de -110 V. Nous avons montré précédemment (chapitre 2, 2.1) qu'une tension de -300 V était préférable pour optimiser la résolution en énergie. Néanmoins, notre étude sur la prise en compte de l'information spectrométrique porte sur des radioéléments émettant à des énergies suffisamment distinctes pour que nous ne soyons pas sensibles à cet inconvénient.

1. Reconstruction spatiale sur bandes d'énergie

Nous avons vu dans le chapitre précédent (chapitre 2, 1) que deux approches étaient proposées par la puce Timepix pour obtenir une information spectrométrique. Ces dernières sont basées respectivement sur la taille des *clusters* et sur l'utilisation du mode ToT. La reconstruction spatiale par bandes d'énergie est testée avec les deux approches. Dans cette partie, nous commençons par exposer la méthode utilisée pour définir les bandes d'énergie dans les deux cas (1.1). Les critères sur lesquels sera fondée l'évaluation des performances sont ensuite justifiés (1.2). La description du dispositif expérimental (1.3) précède la présentation des résultats obtenus (1.4 et 1.5). La démarche comparative adoptée permet enfin de conclure sur l'approche la plus adéquate (1.6).

1.1. Méthode

Dans cette section, la mise en œuvre d'une reconstruction spatiale sur bandes d'énergie basée respectivement sur la taille des *clusters* (1.1.1) et le mode ToT (1.1.2) est abordée.

1.1.1. Taille des *clusters*

Les fenêtrages sont mis en place à partir des histogrammes de la taille des *clusters* associés à chaque radionucléide étudié. Ces histogrammes fournissent une information sur la taille moyenne des *clusters*, sur la dispersion autour de cette valeur moyenne et sur les zones de recouvrement entre radionucléides. A partir de ces informations, des fenêtres caractéristiques pour chacun des radionucléides étudiés sont définies. Des tests de reconstruction sur données expérimentales sont ensuite réalisés, permettant l'ajustement de la largeur de ces fenêtres par approches successives. Afin d'apprécier les différences entre les radionucléides, les histogrammes associés à l' ^{241}Am et au ^{60}Co sont présentés sur la figure 3-1, tandis que des informations sur la taille moyenne et la répartition des *clusters* pour les radionucléides étudiés dans le cadre de cette thèse sont données dans le tableau 3-1. Les fenêtrages retenus sont présentés dans le tableau 3-2. Afin de minimiser les zones de recouvrements entre radionucléides, la taille moyenne des *clusters* et les valeurs les plus fréquemment rencontrées ne sont pas forcément incluses dans les fenêtrages.

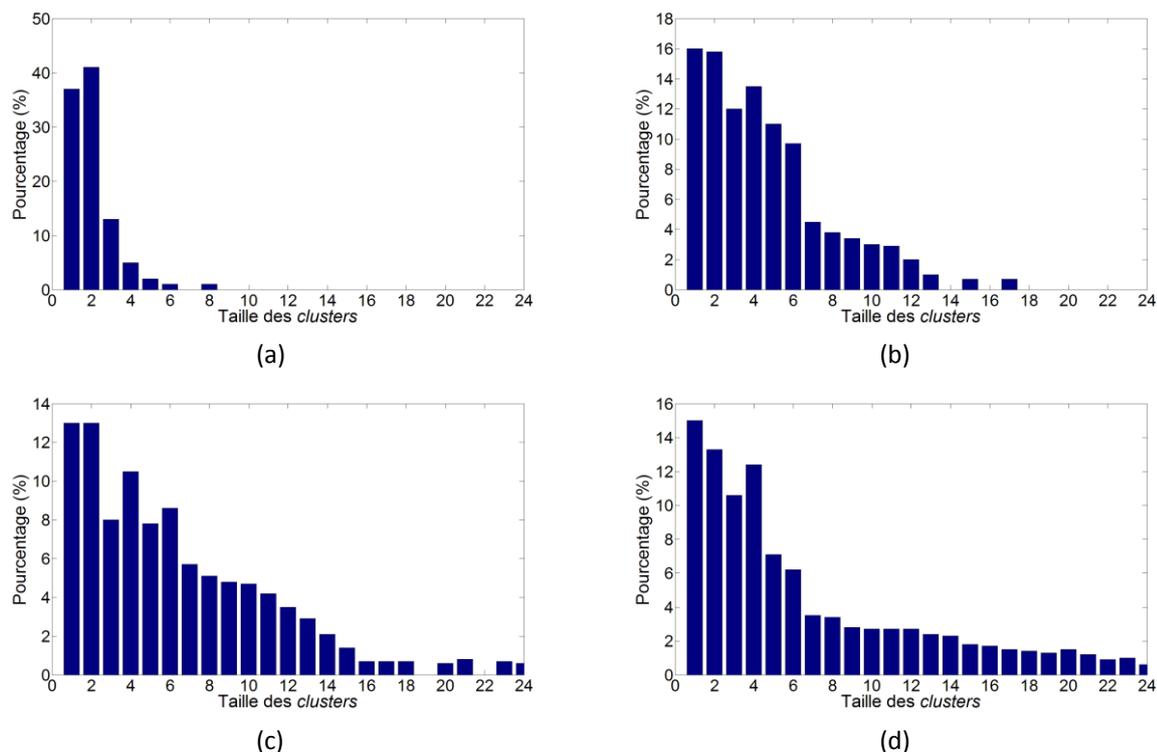


Figure 3-1 : Histogrammes de la taille des *clusters* associés (a) à l' ^{241}Am , (b) au ^{133}Ba , (c) au ^{137}Cs et (d) au ^{60}Co .

Radionucléide	Taille moyenne des <i>clusters</i> (pixels)	Probabilité en fonction de la taille des <i>clusters</i> (%)		
		0-4	4-10	> 10
²⁴¹ Am	2,8	90,1	9,8	0,1
¹³³ Ba	3,9	70,4	28,4	1,2
¹³⁷ Cs	4,4	59,9	35,4	4,7
⁶⁰ Co	7,0	54,6	30,8	14,6

Tableau 3-1 : Taille moyenne des *clusters* et probabilités en fonction de la taille des *clusters* pour les radionucléides étudiés.

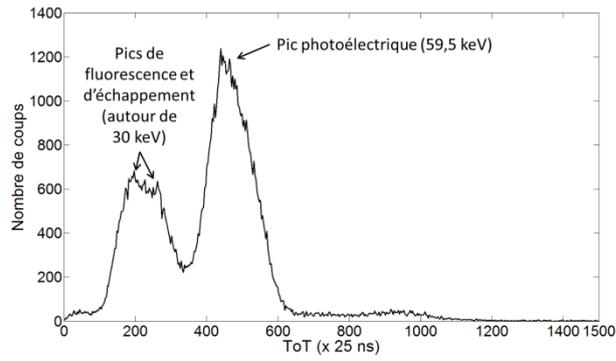
Radionucléide	Fenêtrage (pixels par <i>cluster</i>)
²⁴¹ Am	0-3
¹³³ Ba	7-10
¹³⁷ Cs	10-100
⁶⁰ Co	12-100

Tableau 3-2 : Fenêtrages sur la taille des *clusters* pour les tests en mode spectro-imageur.

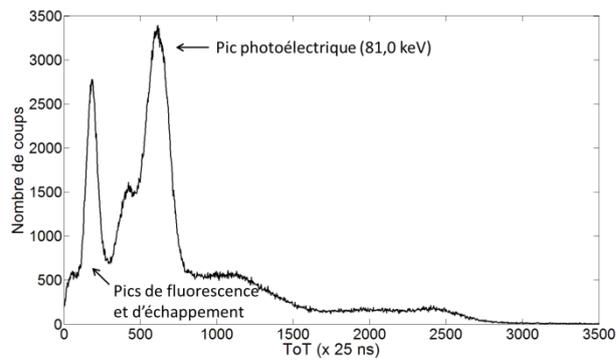
1.1.2. Mode *Time over Threshold*

Les fenêtrages sont définis à partir des spectres en énergie. Ceux-ci peuvent donner le nombre de coups en fonction des valeurs temporelles de ToT ou des valeurs en énergie obtenues après calibration. Dans le cadre de notre étude visant à comparer les performances obtenues avec les approches portant sur la taille des *clusters* et sur le mode ToT, nous nous sommes intéressés à des radioéléments suffisamment distincts en énergie pour ne pas avoir besoin du gain en résolution en énergie apporté par la calibration, et nous avons donc travaillé sur les valeurs de ToT. La prise en compte de la calibration serait en revanche nécessaire pour séparer des radionucléides plus proches en énergie, tels que le ¹³⁴Cs (604 keV) et le ¹³⁷Cs (662 keV), fréquemment rencontrés dans des problématiques de décontamination et de démantèlement de type Fukushima.

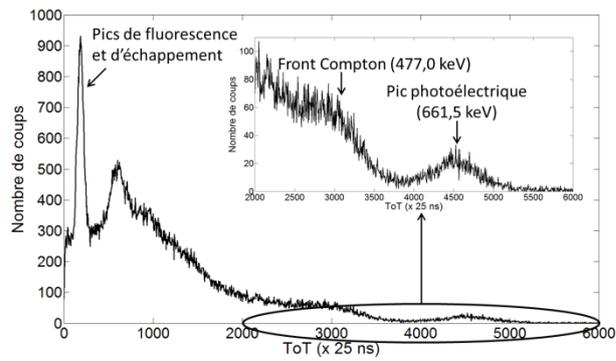
Tout comme pour l'approche basée sur l'étude de la taille des *clusters*, les fenêtrages sont définis après examen des spectres ToT obtenus pour chacun des radionucléides étudiés. Les valeurs de ToT correspondant aux éléments caractéristiques des différents radionucléides (pics d'absorption totale, fronts Compton, etc.) sont relevées et comparées afin de déterminer les recouvrements éventuels dus à la résolution en énergie du détecteur. Les fenêtrages ainsi définis sont appliqués à des données expérimentales pour être précisés par approches successives. La figure 3-2 met en évidence les éléments caractéristiques des spectres des quatre radionucléides étudiés, tandis que le tableau 3-3 synthétise les fenêtrages retenus. Du fait du recouvrement entre spectres, ceux-ci ne contiennent pas forcément les éléments caractéristiques. La fenêtre du ¹³⁷Cs se trouve ainsi sur le plateau Compton car l'influence du ⁶⁰Co est trop importante au niveau du pic d'absorption totale.



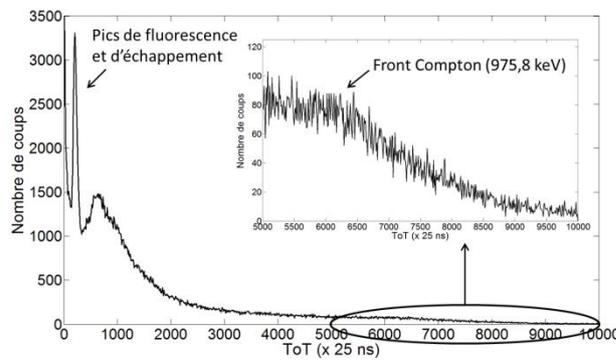
^{241}Am



^{133}Ba



^{137}Cs



^{60}Co

Figure 3-2 : Spectres des radioéléments étudiés et mise en évidence des formes caractéristiques au sein des différents spectres.

Radionucléide	Fenêtrage (valeurs de ToT)
²⁴¹ Am	400-500
¹³³ Ba	600-800
¹³⁷ Cs	1000-2000
⁶⁰ Co	5000-15000

Tableau 3-3 : Fenêtrages ToT pour les tests en mode spectro-imageur.

1.2. Critères d'évaluation

Nous avons basé notre étude sur deux critères d'évaluation dont le choix est justifié ci-dessous : la capacité de discrimination (1.2.1) et la sensibilité (1.2.2).

1.2.1. Capacité de discrimination

La discrimination de sources de natures différentes simultanément présentes dans le champ de vue est l'une des fonctionnalités principales d'une caméra gamma disposant d'un mode spectro-imageur. C'est pourquoi nous avons choisi la capacité de discrimination comme premier critère d'évaluation de notre dispositif. Ce paramètre a été évalué de manière qualitative : les résultats sont jugés satisfaisants si toutes les sources ressortent sur les images reconstruites associées. Les sources doivent en outre apparaître de manière ponctuelle et les images doivent être dénuées d'artefacts pouvant faire penser à la présence d'autres points chauds de même nature.

1.2.2. Sensibilité

L'une des spécifications pour GAMPIX se rapporte à la rapidité de localisation des sources radioactives, la caméra étant par exemple destinée à être déployée par les primo-intervenants dans des situations post-accidentelles pour le balisage des zones contaminées. C'est pourquoi le second critère d'évaluation retenu est la sensibilité, qui représente la durée d'acquisition minimale pour qu'une source soit détectée, c'est-à-dire qu'elle apparaisse sans artefacts sur l'image gamma décodée. L'évaluation de la sensibilité se fait également de manière qualitative, par examen visuel des images reconstruites. Dans l'exemple de la figure 3-3, nous considérerons que la limite de sensibilité correspond à l'image de droite. Outre la comparaison des deux approches de fenêtrage en énergie testées, ce paramètre permettra d'évaluer la perte de sensibilité induite par le fenêtrage (par rapport à une reconstruction sans fenêtrage).

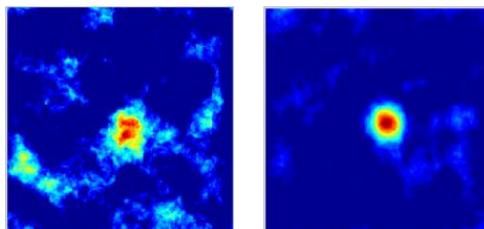


Figure 3-3 : Exemple d'images reconstruites avec GAMPIX.

1.3. Protocole expérimental

Pour l'évaluation des critères énoncés précédemment (1.2), la puce Timepix est réglée avec les valeurs de paramètres déterminées dans le deuxième chapitre (2). Nous avons utilisé les sources décrites dans le tableau 2-2 qui couvrent l'ensemble de la gamme d'énergie d'intérêt pour GAMPIX. Ces sources sont disposées sur une table d'expérimentation graduée située devant la caméra.

La capacité de discrimination est évaluée en utilisant un masque de rang 7 et de 4 mm d'épaisseur permettant de couvrir toute la gamme d'énergie étudiée. L'épaisseur de ce masque n'est cependant pas optimale pour la détection du ^{60}Co , ce qui nous impose des temps d'acquisition allant jusqu'à 3000 s lorsque ce radioélément est présent. Deux ou trois sources sont placées simultanément dans le champ de vue de la caméra. La distance entre les sources et la caméra varie entre 50 cm et 150 cm et l'écart latéral par rapport à l'axe de la caméra est compris entre 0 et 50 cm.

L'évaluation de la sensibilité se fait pour plusieurs configurations du masque codé : rang 7, épaisseur 4 mm ; rang 7, épaisseur 8 mm ; rang 13, épaisseur 2 mm. Les sources testées sont placées face à la caméra à un mètre de distance.

Toutes les acquisitions ont été réalisées avec des *frames* d'une seconde. La durée totale des acquisitions varie entre 300 s et 3000 s en fonction de la configuration expérimentale considérée. Toutes les acquisitions ont été répétées trois fois afin de contrôler la reproductibilité des résultats.

1.4. Performances en discrimination

Dans cette section, nous présentons trois exemples répondant à des problématiques différentes : la mise en évidence du potentiel offert par le fenêtrage en énergie (1.4.1), la séparation de sources réparties sur toute la gamme d'énergie couverte par GAMPIX (1.4.2) et, enfin, la discrimination de radionucléides proches en énergie (1.4.3).

1.4.1. Discrimination $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$

Cet exemple montre la capacité de l'approche de fenêtrage sur la taille des *clusters* à séparer les sources d' ^{241}Am et de ^{137}Cs placées dans la configuration de la figure 3-4. La durée de l'acquisition est de 740 s. Des résultats similaires sont obtenus avec l'approche de fenêtrage sur les valeurs de ToT.

Le tableau 3-4 montre les images reconstruites obtenues avant et après fenêtrage. L'image reconstruite à haute énergie (taille des *clusters* comprise entre 7 et 100) illustre la capacité du fenêtrage en énergie à faire apparaître des sources radioactives qui sont invisibles sur l'image reconstruite sans fenêtrage du fait de leur faible intensité relativement à d'autres points chauds. Dans notre cas, trois éléments défavorisent la détection de la source de ^{137}Cs au profit de la source d' ^{241}Am : la moindre activité de la source de ^{137}Cs (26 MBq *versus* 73 MBq), l'autocollimation (voir définition dans le chapitre 1, 3.8.1) à laquelle sont soumis les photons de ^{137}Cs du fait du décentrage de la source de 30 cm par rapport à l'axe gamma, et

enfin l'efficacité de détection limitée du substrat d'1 mm d'épaisseur de CdTe pour les photons de 662 keV (< 5 %). L'image reconstruite à basse énergie (*clusters* de taille inférieure à 3) montre quant à elle que le fenêtrage en énergie peut permettre de filtrer le bruit, constitué ici à la fois par les photons provenant de la source de ^{137}Cs et par les rayons cosmiques qui déposent leur énergie sous la forme de longues traînées formées de plus de trois pixels consécutifs.

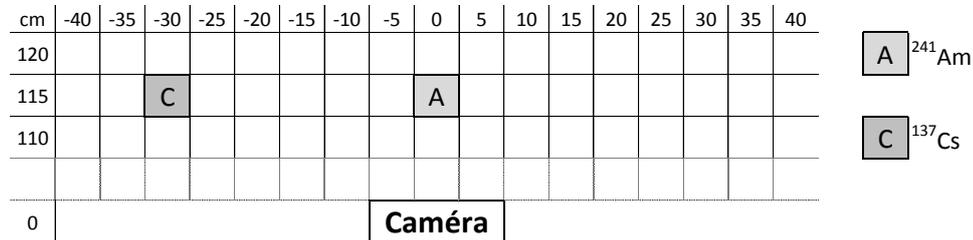


Figure 3-4 : Disposition des sources d' ^{241}Am et de ^{137}Cs sur la table d'expérimentation.

Source(s) recherchée(s)	Toutes	^{241}Am	^{137}Cs
Fenêtrage sur la taille des clusters	Aucun	0-3	7-100
Image reconstruite			

Tableau 3-4 : Reconstruction spatiale sélective des sources d' ^{241}Am et de ^{137}Cs par fenêtrage sur la taille des *clusters*.

1.4.2. Discrimination $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}/^{60}\text{Co}$

Cet exemple traite de la discrimination entre trois radionucléides répartis sur l'ensemble de la gamme d'énergie couverte par GAMPIX et permet notamment de comparer la capacité de discrimination des deux approches (taille des *clusters* et mode ToT) à haute énergie (^{137}Cs et ^{60}Co). Les sources d' ^{241}Am , de ^{137}Cs et de ^{60}Co sont disposées comme sur la figure 3-5 et l'acquisition est réalisée sur 3000 s. Les résultats présentés dans le tableau 3-5 prouvent que les trois sources peuvent être séparées par un fenêtrage sur les valeurs de ToT. La séparation du ^{137}Cs et du ^{60}Co est en revanche impossible avec un fenêtrage sur la taille des *clusters*. Ceci s'explique par le fait que les spectres de ^{137}Cs et de ^{60}Co (cf. figure 3-2.c et d) présentent des éléments distinctifs très clairs (le ^{137}Cs n'induit par exemple pas de comptage au-delà de 6000 coups ToT, contrairement au ^{60}Co), tandis que les histogrammes sur la taille des *clusters* (cf. figure 3-1.c et d) des deux radionucléides présentent de larges zones de recouvrement.

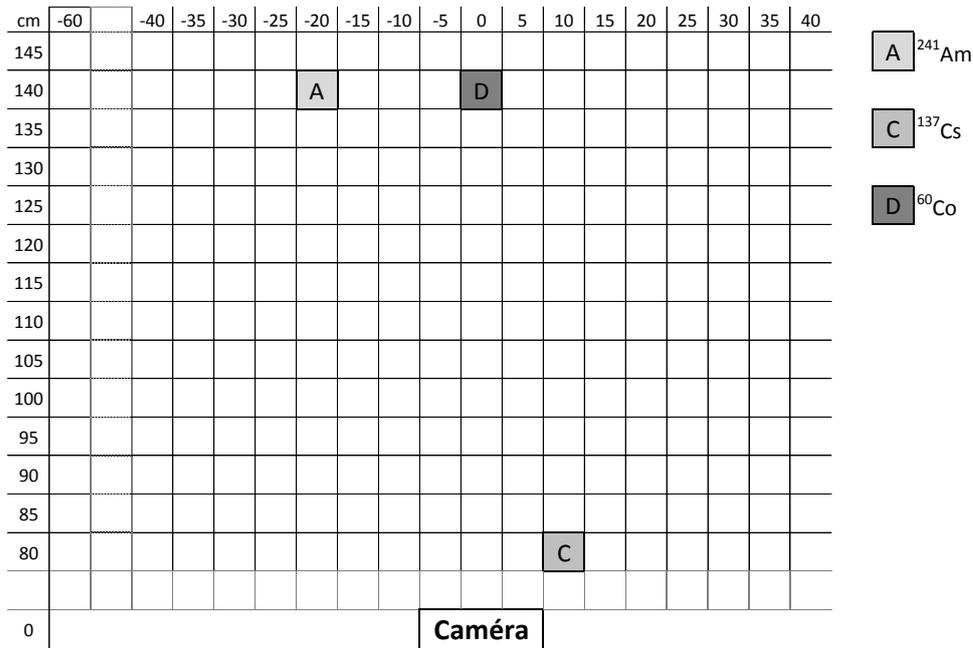


Figure 3-5 : Disposition des sources d'²⁴¹Am, de ¹³⁷Cs et de ⁶⁰Co sur la table d'expérimentation.

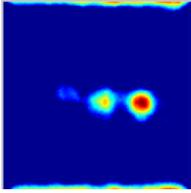
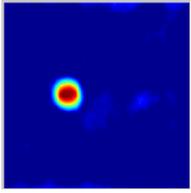
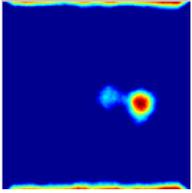
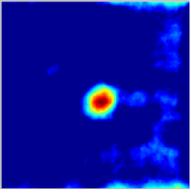
Source(s) recherchée(s)	Toutes	²⁴¹ Am	¹³⁷ Cs	⁶⁰ Co
Fenêtrage en énergie	Aucun	400-500	1000-2000	5000-15000
Image reconstruite				

Tableau 3-5 : Reconstruction spatiale sélective des sources d'²⁴¹Am, de ¹³⁷Cs et de ⁶⁰Co par fenêtrage sur les valeurs de ToT.

1.4.3. Discrimination ²⁴¹Am/¹³³Ba/¹³⁷Cs

Dans cet exemple, il est question de la séparation de radioéléments émettant à des énergies proches (ici ²⁴¹Am et ¹³³Ba). La disposition des sources est montrée sur la figure 3-6 et les résultats sont exposés dans le tableau 3-6. La capacité des deux types de fenêtrage en énergie à discriminer des radionucléides éloignés en énergie (ici ²⁴¹Am et ¹³⁷Cs) est confirmée. On notera cependant que les images obtenues par fenêtrage sur la taille des *clusters* sont plus bruitées : davantage d'artefacts sur l'image d'²⁴¹Am et source plus étendue sur l'image de ¹³⁷Cs. Ceci s'explique par la présence de zones de recouvrement entre les différents histogrammes de la taille des *clusters* (cf. figure 3-1), qui existent dans une moindre mesure sur les spectres en énergie (cf. figure 3-2). Seul le fenêtrage sur les valeurs de ToT est en revanche apte à séparer l'²⁴¹Am du ¹³³Ba. Les similitudes entre les histogrammes de la taille des *clusters* deviennent en effet prégnantes pour des radionucléides proches en énergie, tandis que la résolution en énergie du détecteur est suffisante pour faire ressortir clairement les éléments caractéristiques de chacun des radionucléides sur leurs spectres respectifs (cf. figure 3-2.a et b).

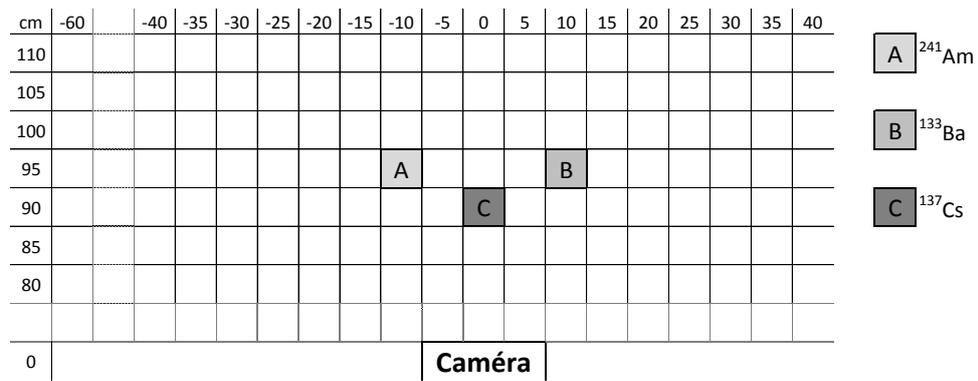


Figure 3-6 : Disposition des sources d'²⁴¹Am, de ¹³³Ba et de ¹³⁷Cs sur la table d'expérimentation.

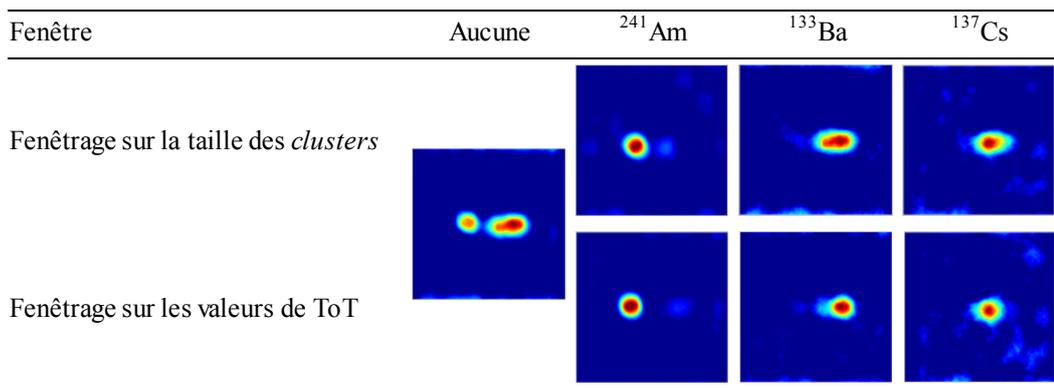


Tableau 3-6 : Reconstruction spatiale sélective des sources d'²⁴¹Am, de ¹³³Ba et de ¹³⁷Cs par fenêtrage sur la taille des clusters et sur les valeurs de ToT.

1.5. Performances en sensibilité

Le tableau 3-7 et le tableau 3-8 synthétisent les résultats obtenus dans le cadre de l'étude de la sensibilité réalisée selon le protocole décrit dans la section 1.3. Les pourcentages placés sous les valeurs de sensibilité lorsque des fenêtrages sont appliqués indiquent l'augmentation du temps d'acquisition nécessaire pour détecter la source. Un allongement de la durée d'acquisition traduit une dégradation de la sensibilité. Pour chacune des sources, les valeurs en gras correspondent à la configuration masque codé/type de fenêtrage en énergie permettant d'obtenir les meilleures performances en sensibilité.

Les résultats obtenus mettent en évidence l'influence du masque codé sur les valeurs de sensibilité. C'est ainsi le masque de rang 7 et d'épaisseur 4 mm qui produit les meilleurs résultats pour des énergies inférieures à 100 keV (²⁴¹Am, ¹³³Ba), tandis que le masque de rang 7 et d'épaisseur 8 mm est plus efficace au-delà (¹³⁷Cs, ⁶⁰Co) car plus apte à arrêter les photons très énergétiques. Une dégradation de la sensibilité est induite par le passage du rang 7 au rang 13. L'épaisseur de 2 mm du masque de rang 13 s'avère en outre insuffisante pour garantir l'opacité des parties pleines du masque codé sur l'ensemble de la gamme d'énergie étudiée (60 keV-1,25 MeV), ce qui contribue également à détériorer la sensibilité. La comparaison des résultats obtenus au cours de cette étude avec ceux présentés dans le premier chapitre (3.8.1) montre que les conclusions quant aux performances relatives des masques codés ne sont pas affectées par le fenêtrage.

Le fenêtrage en énergie induit dans la plupart des cas une perte de sensibilité supérieure à 20 % s'expliquant par la faible fraction d'événements retenue pour la reconstruction spatiale. Cette perte de sensibilité n'est pas gênante à basse énergie du fait des très faibles temps d'acquisition requis par GAMPIX (de 1 s à 2 s pour une source d' ^{241}Am de 73 MBq avec un masque de rang 7). A haute énergie, la perte de sensibilité peut être limitée par le choix du masque le plus adapté. Les meilleures sensibilités sont obtenues pour un fenêtrage sur les valeurs de ToT plutôt que pour un fenêtrage sur la taille des *clusters*.

	Rang 7, épaisseur 4 mm			Rang 7, épaisseur 8 mm		
	Sans fenêtrage	Fenêtrage sur la taille des <i>clusters</i>	Fenêtrage sur les valeurs de ToT	Sans fenêtrage	Fenêtrage sur la taille des <i>clusters</i>	Fenêtrage sur les valeurs de ToT
^{241}Am	1 s	1 s 0 %	1 s 0 %	1 s	2 s + 100 %	2 s + 100 %
^{133}Ba	4 s	15 s + 275 %	7 s + 75 %	10 s	25 s + 150 %	12 s + 20 %
^{137}Cs	60 s	130 s + 117 %	100 s + 67 %	20 s	180 s + 800 %	80 s + 300 %
^{60}Co	300 s	400 s + 33 %	1500 s + 400 %	60 s	125 s + 108 %	650 s + 983 %

Tableau 3-7 : Sensibilité de GAMPIX avec un masque de rang 7 en fonction du fenêtrage.

	Sans fenêtrage	Fenêtrage sur la taille des <i>clusters</i>	Fenêtrage sur les valeurs de ToT
^{241}Am	3 s	4 s + 33 %	4 s + 33 %
^{133}Ba	14 s	100 s + 614 %	17 s + 21 %
^{137}Cs	300 s	> 600 s > + 100 %	> 600 s > + 100 %
^{60}Co	Non visible	Non visible	Non visible

Tableau 3-8 : Sensibilité de GAMPIX avec un masque de rang 13 et d'épaisseur 2 mm en fonction du fenêtrage.

1.6. Bilan sur les méthodes de fenêtrage

L'objet de ce chapitre est l'intégration de l'information spectrométrique dans le traitement des données. Dans cette partie, nous avons mis en place et évalué une méthode consistant à réaliser une sélection en énergie des données avant reconstruction spatiale au moyen de l'algorithme de déconvolution traditionnel. Deux méthodes ont été testées pour la mise en place des fenêtres en énergie : le fenêtrage sur la taille des *clusters* et le fenêtrage sur les valeurs de ToT.

Nos travaux ont montré la pertinence de l'approche consistant à réaliser successivement la sélection des données en fonction de l'énergie et la reconstruction spatiale. Avec la méthode de fenêtrage en énergie sur la taille des *clusters*, il est possible de séparer des radionucléides émettant à des énergies très différentes (par exemple ^{241}Am et ^{137}Cs) à la condition que plusieurs radioéléments n'appartiennent pas à la gamme des hautes énergies (par exemple ^{137}Cs et ^{60}Co). La méthode de fenêtrage sur les valeurs de ToT s'est quant à elle montrée capable de discriminer les radionucléides étudiés dans toutes les configurations expérimentales que nous avons testées, y compris lorsque les différentes sources émettent dans la même gamme d'énergie. La supériorité du fenêtrage utilisant les valeurs de ToT sur le fenêtrage basé sur la taille des *clusters* a donc été démontrée de manière expérimentale.

Des tests de sensibilité ont par ailleurs été réalisés : ces derniers ont montré que le masque constituant le meilleur compromis sur toute la gamme d'énergie d'intérêt dans le mode spectro-imageur était le masque de rang 7 et d'épaisseur 4 mm. Les tests ont également permis de quantifier la perte de sensibilité induite par le fenêtrage, qui est dans la majorité des cas supérieure à 20 %. Cette limitation nous a amené à envisager d'autres solutions pour la mise en œuvre du mode spectro-imageur qui sont présentées dans la section 2 de ce chapitre.

2. Algorithmes espérance-maximisation

Dans cette partie, nous examinerons le problème de localisation et d'identification de radioéléments que nous avons à résoudre sous l'angle d'un problème inverse. Après mise en équation (2.1), nous verrons que la résolution de ce problème nécessite de disposer de deux éléments principaux : un algorithme de reconstruction performant (2.2) et une base de données contenant la réponse du système à toutes les configurations expérimentales (2.3). Nous procéderons ensuite à l'évaluation des algorithmes que nous aurons choisis et adaptés sur données simulées (2.4), puis sur données expérimentales (2.5).

2.1. Mise en équations du problème à résoudre

Le problème que nous cherchons à résoudre consiste à localiser et à déterminer l'activité des sources radioactives présentes dans le milieu expérimental en fonction de leur nature. Dans un premier temps, nous allons nous attacher à un radionucléide donné et nous allons considérer qu'il est seul présent dans le milieu expérimental. Le problème se limite alors à la localisation et au calcul de l'activité des points chauds. Si nous réalisons le maillage de l'environnement en V voxels⁵¹ à une certaine distance du détecteur, le problème revient finalement à déterminer les valeurs d'activité dans chacun des voxels permettant d'obtenir les comptages observés dans les différents pixels du détecteur.

⁵¹ Nous avons choisi d'utiliser le terme « voxel » par analogie avec le vocabulaire utilisé en tomographie. Néanmoins, dans notre cas, ces voxels doivent s'entendre comme des pixels d'espace à deux dimensions.

Ce problème peut être posé comme un problème inverse⁵² similaire à celui rencontré notamment en tomographie d'émission. Le comptage c_i dans un pixel donné du détecteur est alors exprimé de la manière suivante :

$$c_i = \sum_{j=1}^N \varepsilon_{ij} \cdot a_j \quad 3-1$$

où a_j désigne l'activité du voxel j et ε_{ij} l'efficacité de détection du détecteur i pour des photons en provenance du voxel j . Sous une forme matricielle permettant la prise en compte de la totalité du problème, nous pouvons alors écrire :

$$\begin{pmatrix} c_1 \\ \vdots \\ c_P \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & \cdots & \varepsilon_{1V} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \varepsilon_{P1} & \cdots & \varepsilon_{PV} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_V \end{pmatrix} \quad 3-2$$

soit, en désignant par C le vecteur signal contenant les comptages dans les P pixels du détecteur, par A le vecteur activité contenant les activités dans chacun des V voxels et par H la matrice contenant les efficacités de détection :

$$C = H \cdot A \quad 3-3$$

La matrice H est traditionnellement désignée sous le terme de projecteur.

Le calcul du terme A du problème tel qu'il vient d'être posé nécessite de disposer de trois éléments :

- Les **comptages** c_i dans les P pixels du détecteur sont fournis par la mesure. Ils constituent l'image brute obtenue à la fin d'une acquisition réalisée avec la puce de lecture Timepix en mode Medipix (mode comptage).
- Les **efficacités de détection** ε_{ij} peuvent être obtenues par la mesure mais le dispositif expérimental requis est complexe. Il doit notamment permettre un déplacement millimétré des sources entre les voxels successifs. Cette méthode est également coûteuse en temps du fait du grand nombre V de voxels à parcourir. La solution la plus simple fait par conséquent appel à la simulation numérique, au moyen notamment d'un code Monte Carlo de transport de particules de type MCNPX.
- L'**algorithme**⁵³ permettant le calcul des activités a_j à partir des données de comptage c_i et des efficacités ε_{ij} doit faire l'objet d'un choix rigoureux, afin que les valeurs reconstruites soient cohérentes avec la physique du problème.

Les deux sections suivantes seront dédiées à la présentation des algorithmes pour le calcul des activités (2.2) et à la mise en place des projecteurs contenant les valeurs d'efficacité (2.3).

⁵² Dans le cadre d'un problème inverse, on cherche à déterminer les causes d'un phénomène à partir de l'observation expérimentale de ses effets.

⁵³ Un algorithme est défini comme une suite d'opérations permettant de résoudre un problème.

2.2. Algorithmes de reconstruction

Le choix des algorithmes de reconstruction que nous utiliserons est déterminé par les spécificités de notre problématique (nature des données, etc.) (2.2.1). Dans cette section, les algorithmes espérance-maximisation qui seront retenus seront présentés (2.2.2) et les avantages qu'ils offrent pour répondre à notre problématique exposés (2.2.3). Une description mathématique des algorithmes sera enfin proposée (2.2.4).

2.2.1. Choix d'algorithmes pour la résolution de problèmes inverses

Les méthodes de résolution de problèmes inverses ont fait l'objet d'une attention toute particulière de la part de la communauté scientifique et ont donné lieu à de nombreux travaux. Les problèmes dans lesquels les données sont entachées d'une incertitude sont souvent mal conditionnés⁵⁴. C'est notamment vrai dans le cas de l'imagerie gamma qui nous intéresse ici : les données résultent du comptage d'évènements nucléaires et sont donc soumises à une incertitude statistique, de même que les valeurs d'efficacité déterminées par simulation Monte Carlo qui constituent le projecteur. Des algorithmes de reconstruction analytiques procédant par inversion directe produisent alors des résultats instables et divergeants. Nous reprenons ici un exemple quantitatif donné par F. Tola dans le rapport (TOLA, 2006).

Dans un premier temps, le cas idéal où les données sont dénuées de bruit est considéré. Le projecteur H contient alors les valeurs suivantes :

$$H = \begin{pmatrix} 10 & 7 & 8 & 7 \\ 7 & 5 & 6 & 5 \\ 8 & 6 & 10 & 9 \\ 7 & 5 & 9 & 10 \end{pmatrix} \quad 3-4$$

Le vecteur de mesures s'écrit :

$$c = \begin{pmatrix} 32 \\ 23 \\ 33 \\ 31 \end{pmatrix} \quad 3-5$$

La solution du problème exprimé dans l'équation 3-3 est alors :

$$a = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad 3-6$$

⁵⁴ Un problème est dit mal conditionné lorsqu'il existe une grande dépendance de la solution aux données du problème et qu'une petite variation des données entraîne par conséquent une grande variation de la solution.

S'il est maintenant introduit un léger bruit, le projecteur et le vecteur de mesure s'écrivent respectivement :

$$H' = \begin{pmatrix} 10 & 7 & 8,1 & 7,2 \\ 7,08 & 5,04 & 6 & 5 \\ 8 & 5,98 & 9,89 & 9 \\ 6,99 & 4,99 & 9 & 9,98 \end{pmatrix} \quad 3-7$$

et

$$c' = \begin{pmatrix} 32,1 \\ 22,9 \\ 33,1 \\ 30,9 \end{pmatrix} \quad 3-8$$

Cette transformation minime du projecteur suffit à rendre $H^T \cdot H$ quasi singulière⁵⁵ et la solution par inversion devient :

$$a' = \begin{pmatrix} 332,9 \\ -550,5 \\ 143,9 \\ -84,6 \end{pmatrix} \quad 3-9$$

Cette solution est aberrante du point de vue physique puisqu'il ne peut être envisagé d'activité négative.

Pour surmonter les problèmes rencontrés lors de l'utilisation d'algorithmes de reconstruction analytiques, nous nous tournons vers des algorithmes de reconstruction statistiques itératifs de type espérance-maximisation (EM pour *Expectation Maximization*) (DEMPSTER & al.).

2.2.2. Présentation des algorithmes espérance-maximisation utilisés

Il existe plusieurs types d'algorithmes espérance-maximisation ayant des approches différentes pour reconstruire, dans notre cas, les activités a contenues dans chacun des V voxels. Le théorème de Bayes qui énonce la relation suivante entre probabilités conditionnelles est utile pour appréhender ces différences :

$$P(a|c) = \frac{P(c|a) \cdot P(a)}{P(c)} \quad 3-10$$

Nous avons conservé les notations utilisées depuis le début de la partie. De là, $P(a)$ désigne la probabilité d'avoir les activités a dans les V voxels, $P(c)$ la probabilité d'avoir le comptage c dans les P pixels, $P(a|c)$, la probabilité d'avoir a , sachant c , et $P(c|a)$ la probabilité d'avoir c , sachant a .

L'algorithme espérance-maximisation du **maximum de vraisemblance** (MLEM pour *Maximum Likelihood Expectation Maximization*) vise à maximiser la vraisemblance $L(a|c)$ qui

⁵⁵ Une matrice carrée est dite singulière si elle n'est pas inversible.

quantifie l'accord entre les valeurs d'activité estimées \hat{a}^{56} et les comptages observés c . La vraisemblance est assimilable au terme $P(c|a)$ de l'équation de Bayes dans le cas de variables aléatoires discrètes⁵⁷.

L'algorithme espérance-maximisation du **maximum a posteriori** (MAPEM pour *Maximum A Posteriori Expectation Maximization*) a quant à lui pour objectif de maximiser l'*a posteriori*, assimilable à $P(a|c)$ dans le cas de variables aléatoires discrètes. L'*a posteriori* intègre, outre la vraisemblance $P(c|a)$, une opinion *a priori* $P(a)$ sur les valeurs d'activités a . Le théorème de Bayes met bien en évidence la transformation de l'opinion *a priori* sur les valeurs d'activités a (terme $P(a)$) à partir de l'expérience (terme $P(c|a)$) en une opinion *a posteriori* (terme $P(a|c)$) :

$$P(a|c) \propto P(c|a) \cdot P(a) \quad 3-11$$

En l'absence d'*a priori*, comme dans le cas de l'approche MLEM, $P(a) = 1$.

Dans les algorithmes EM, l'étape de maximisation, qu'il s'agisse de la vraisemblance ou de l'*a posteriori*, ne peut être réalisée de manière triviale. Une solution est d'ajouter aux variables incomplètes constituées par les observations (dans notre cas les comptages c dans les différents pixels du détecteur) des variables complètes cachées x . Dans notre cas, celles-ci représentent la contribution de chaque voxel aux comptages c enregistrés dans les différents pixels du détecteur.

Comme nous l'avons vu, les algorithmes EM sont des algorithmes itératifs convergeant vers la solution permettant de maximiser la vraisemblance (ML) ou l'*a posteriori* (MAP). Chaque itération de l'algorithme se décompose en deux étapes qui lui ont donné son nom :

- Une étape d'**espérance** (*expectation step*) au cours de laquelle l'algorithme calcule l'espérance pour les variables complètes cachées ($\hat{x}^{(k)}$) en utilisant les valeurs du paramètre à déterminer ($a^{(k-1)}$) obtenues à l'itération précédente.
- Une étape de **maximisation** (*maximization step*) au cours de laquelle l'algorithme calcule les nouvelles valeurs du paramètre $a^{(k)}$ permettant de maximiser la vraisemblance ou l'*a posteriori*.

2.2.3. Avantages de l'approche espérance-maximisation pour nos applications

L'approche espérance-maximisation dans ses deux déclinaisons (MLEM et MAPEM) présente plusieurs avantages pour nos applications d'imagerie gamma :

- La **distribution statistique du comptage** C dans les pixels du détecteur est prise en compte. Le comptage dépend du nombre de photons émis par les sources radioactives de l'environnement pendant la durée de la mesure. Ce nombre d'émission suit une loi de Poisson et il en va donc de même pour le comptage.

⁵⁶ L'accent circonflexe placé sur le a indique qu'il s'agit d'un estimateur de a .

⁵⁷ La vraisemblance est définie comme $L(a|c) = \prod_{i=1}^P \prod_{j=1}^V f(c_i|a_j) = f(c|a)$. Or, dans le cas où C est une variable aléatoire discrète, comme c'est le cas lorsqu'elle exprime des valeurs de comptage : $f(c|a) = P(c|a)$. On en déduit $L(a|c) = P(c|a)$.

- Une **contrainte de positivité** pour les activités reconstruites, qui leur assure un sens physique, est amenée par l'intégration de la nature poissonnienne des données.
- Les **caractéristiques du détecteur** sont prises en compte dans la reconstruction. Il s'agit par exemple des variations d'efficacité (donc de sensibilité) entre les différents pixels du détecteur en fonction de la position du point chaud (variations causées par la projection du masque codé). Jusqu'à maintenant, ces variations de sensibilité étaient compensées après la déconvolution par le biais d'une image dite de blanc intégrant les variations de sensibilité de la caméra gamma avec la position des sources. La figure 3-7 présente les images de blanc associées à l' ^{241}Am et au ^{137}Cs . On peut voir que la diminution de l'efficacité avec l'excentrement est plus sensible à l' ^{241}Am . La figure 3-8 montre les images reconstruites de deux sources d' ^{241}Am avant (figure 3-8.a) puis après (figure 3-8.c) correction avec l'image de blanc de la figure 3-8.b. Les approches itératives considérées ici permettent d'intégrer directement la correction à l'étape de reconstruction.

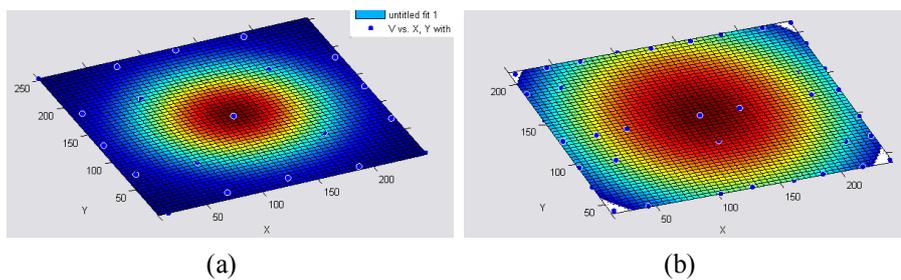


Figure 3-7 : Images de blanc pour la compensation des variations d'efficacité de la matrice de détection dans le cas (a) de l' ^{241}Am et (b) du ^{137}Cs .

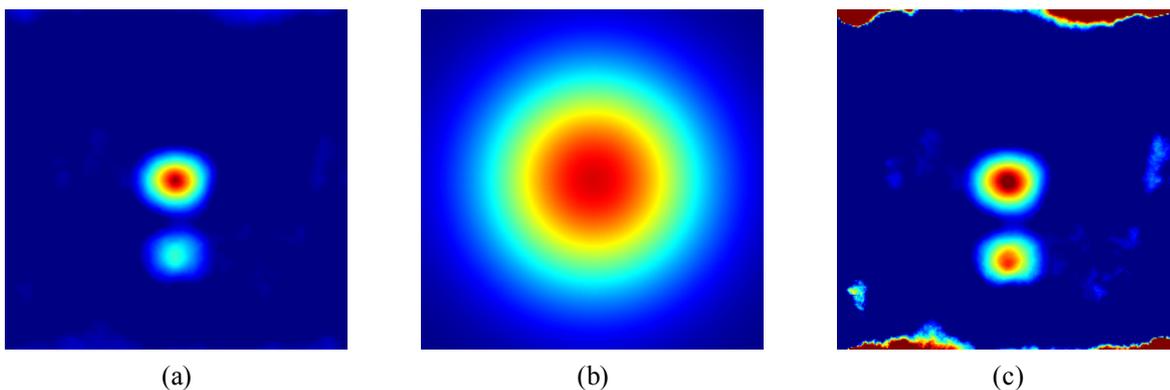


Figure 3-8 : (a) Image reconstruite sans correction de blanc. (b) Image de blanc. (c) Image reconstruite après application de la correction de blanc.

- Les **artefacts de reconstruction** observés avec la méthode de déconvolution standard lorsque les sources sont positionnées dans le champ de vue partiellement codé de la caméra gamma disparaissent (figure 1-43 et figure 1-44). La modélisation de la réponse du système d'imagerie gamma permet en effet de prendre en compte les contributions des sources présentes aussi bien dans le champ de vue partiellement codé que dans le champ de vue totalement codé.

- La **résolution angulaire** est améliorée par rapport à celle obtenue avec l'algorithme de déconvolution standard. La figure 3-9 en donne un exemple. Avec l'algorithme de déconvolution, seul le masque codé de rang 13 dévoile l'embranchement du tuyau (figure 3-9.a), tandis que l'algorithme espérance-maximisation produit des résultats similaires avec un masque de rang 7 (figure 3-9.c). Il est donc possible de profiter du gain en sensibilité apporté par le masque de rang 7 tout en maintenant les performances en résolution angulaire du masque de rang 13.

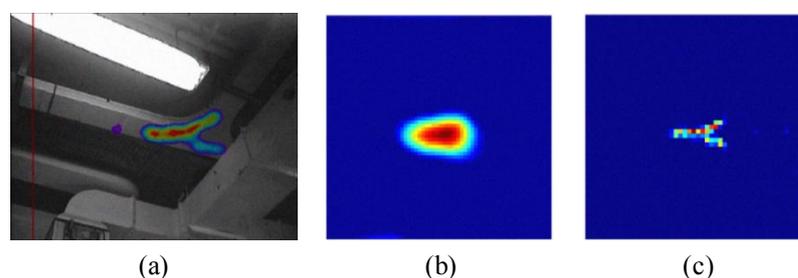


Figure 3-9 : Images reconstruites de l'embranchement d'un tuyau (a) avec un masque de rang 13 et d'épaisseur 2 mm et l'algorithme de déconvolution standard (superposition des images gamma et visible), (b) avec un masque de rang 7 et d'épaisseur 4 mm et l'algorithme de déconvolution standard, (c) avec un masque de rang 7 et d'épaisseur 4 mm et un algorithme de classe espérance-maximisation. Les résultats ont été obtenus sur un site en démantèlement.

- **Plusieurs radionucléides** de nature différente peuvent être pris en compte simultanément. Une seule utilisation de l'algorithme de reconstruction permet en effet d'obtenir les images reconstruites associées à plusieurs radioéléments. Pour rappel, dans la méthode de fenêtrage en énergie, l'algorithme de déconvolution était appliqué successivement aux données contenues dans chacune des fenêtres en énergie définies par l'utilisateur.
- Un *a priori* sur la valeur des activités peut être utilisé (approche MAPEM) afin d'optimiser les performances de la reconstruction.

2.2.4. Description des algorithmes espérance-maximisation utilisés

Dans la suite de la section, les algorithmes MLEM (2.2.4.1) et MAPEM (2.2.4.2) sont successivement abordés.

2.2.4.1. Algorithme MLEM

Dans cette section, nous allons dans un premier temps écrire l'équation permettant la maximisation de la vraisemblance. Nous décrivons ensuite le fonctionnement de l'algorithme en suivant le déroulement d'une itération constitué des deux étapes d'espérance et de maximisation.

A partir de la définition des jeux de données incomplet et complet donnée dans la section 2.2.2, le comptage c_i dans le pixel i du détecteur peut être écrit de la manière suivante :

$$c_i = \sum_{j=1}^V x_{ij} \quad 3-12$$

avec x_{ij} le nombre de coups induits dans le pixel i par le voxel j .

Nous avons vu précédemment (2.2.2) que l'objectif de l'algorithme MLEM était de maximiser la fonction de vraisemblance $L(a|c)$. Il existe des garanties théoriques de parvenir à la maximisation de $L(a|c)$ par la maximisation de $L(a|x)$ qui sont détaillées dans (CHEN & GUPTA, 2010). L'équation à résoudre est donc la suivante⁵⁸ :

$$\hat{a}_{ML} = \operatorname{argmax} L(a|x) \quad 3-13$$

\hat{a}_{ML} représente l'estimateur du maximum de vraisemblance de l'activité.

La vraisemblance $L(a|x)$ s'écrit :

$$L(a|x) = \prod_{i=1}^P \prod_{j=1}^V P(x_{ij}|a_j) \quad 3-14$$

avec $P(x_{ij}|a_j)$ la probabilité d'avoir x_{ij} , sachant a_j , c'est-à-dire la probabilité que x_{ij} coups soient induits par le voxel j d'activité a_j dans le pixel i du détecteur.

Le comptage x_{ij} suit une loi de Poisson. Le paramètre g_i d'une telle loi correspond au nombre moyen d'occurrences pendant la durée d'une mesure :

$$g_i = \varepsilon_{ij} a_j \quad 3-15$$

avec ε_{ij} l'efficacité de détection du pixel i pour des photons en provenance du voxel j et a_j l'activité du voxel j .

D'après la loi de Poisson, la probabilité d'obtenir le comptage x_{ij} , sachant l'activité a_j , s'écrit alors :

$$P(x_{ij}|a_j) = \frac{(\varepsilon_{ij} a_j)^{x_{ij}}}{x_{ij}!} \exp(-\varepsilon_{ij} a_j) \quad 3-16$$

En remplaçant $P(x_{ij}|a_j)$ dans l'équation 3-14, on obtient :

$$L(a|x) = \prod_{i=1}^P \prod_{j=1}^V \frac{(\varepsilon_{ij} a_j)^{x_{ij}}}{x_{ij}!} \exp(-\varepsilon_{ij} a_j) \quad 3-17$$

L'étape de maximisation sera plus aisée si elle est effectuée sur le logarithme népérien de cette fonction. On définit donc la fonction de log-vraisemblance :

⁵⁸ L'argument du maximum, noté argmax, est l'ensemble des points en lesquels une expression atteint sa valeur maximale.

$$\begin{aligned}
 l(a|x) &= \ln l(a|x) \\
 &= \sum_{i=1}^P \sum_{j=1}^V \ln(\varepsilon_{ij} a_j)^{x_{ij}} + \ln[\exp(-\varepsilon_{ij} a_j)] \\
 &\quad - \ln(x_{ij}!) \\
 &= \sum_{i=1}^P \sum_{j=1}^V x_{ij} \ln(\varepsilon_{ij} a_j) - \varepsilon_{ij} a_j - \ln(x_{ij}!)
 \end{aligned} \tag{3-18}$$

Lorsque cette fonction est maximale, sa dérivée s'annule. Cette dérivée est appelée fonction score :

$$S(a|x) = \frac{\partial l(a|x)}{\partial a} \tag{3-19}$$

L'estimateur du maximum de vraisemblance est donc tel que :

$$S(\hat{a}_{ML}|x) = 0 \tag{3-20}$$

soit :

$$\sum_{i=1}^P \sum_{j=1}^V x_{ij} \frac{\varepsilon_{ij}}{\varepsilon_{ij} a_j} - \varepsilon_{ij} = 0 \tag{3-21}$$

Comme cela a été dit précédemment (2.2.2), l'algorithme MLEM consiste en une succession d'étapes d'espérance et de maximisation :

- Au cours de l'étape d'**espérance**, l'espérance $\hat{x}_{ij}^{(k)}$ est calculée à l'itération k courante en utilisant les valeurs d'activité $a_j^{(k)}$ obtenues lors de l'étape de maximisation de l'itération précédente. L'espérance dans le pixel i du détecteur s'exprime à partir de la fraction $p_{ij}^{(k)}$ des événements dans le pixel i dus à des photons émis depuis le voxel j et du nombre y_i d'événements observés dans le détecteur :

$$\hat{x}_{ij}^{(k)} = p_{ij}^{(k)} y_i \tag{3-22}$$

De plus, la fraction $p_{ij}^{(k)}$ s'écrit :

$$p_{ij}^{(k)} = \frac{\varepsilon_{ij} a_j^{(k)}}{\sum_{t=1}^V \varepsilon_{it} a_t} \tag{3-23}$$

En remplaçant $p_{ij}^{(k)}$ par son expression dans l'équation 3-22, il vient :

$$\hat{x}_{ij}^{(k)} = \frac{\varepsilon_{ij} a_j^{(k)}}{\sum_{t=1}^V \varepsilon_{it} a_t} y_i \tag{3-24}$$

- L'étape de **maximisation** voit le remplacement de l'espérance par sa valeur dans la fonction score (3-21). Pour le voxel j :

$$S(a_j|x) = \sum_{i=1}^P \frac{\varepsilon_{ij} a_j^{(k)}}{\sum_{t=1}^N \varepsilon_{it} a_t} y_i \frac{\varepsilon_{ij}}{\varepsilon_{ij} a_j^{(k+1)}} - \varepsilon_{ij} = 0 \quad 3-25$$

ce qui donne finalement :

$$a_j^{(k+1)} = \frac{a_j^{(k)} \sum_{i=1}^P y_i \frac{\varepsilon_{ij}}{\sum_{t=1}^N \varepsilon_{it} a_t}}{\sum_{i=1}^P \varepsilon_{ij}} \quad 3-26$$

La figure 3-10 décrit le déroulement de l'algorithme MLEM. L'initialisation des paramètres $a^{(0)}$ est un point très important. Il est habituel d'utiliser pour tous les voxels une activité moyenne calculée comme suit :

$$a_j^{(0)} = \frac{\sum_{i=1}^P y_i}{\sum_{i=1}^P \sum_{j=1}^V \varepsilon_{ij}} \quad 3-27$$

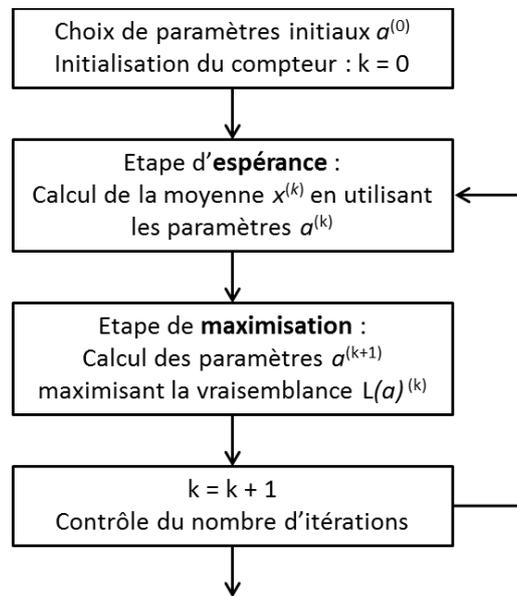


Figure 3-10 : Logigramme de l'algorithme MLEM.

2.2.4.2. Algorithme MAPEM

Comme expliqué dans la section 2.2.2, l'approche MAPEM consiste à maximiser l'*a posteriori* :

$$\hat{a}_{MAP} = \operatorname{argmax} P(a|x) \quad 3-28$$

avec l'*a posteriori* :

$$P(a|x) = \prod_{i=1}^P \prod_{j=1}^V P(a_i|x_{ij}) \quad 3-29$$

D'après le théorème de Bayes (équation 3-10), cette équation peut être réécrite de la manière suivante :

$$P(a|x) = \prod_{i=1}^P \prod_{j=1}^V P(x_{ij}|a_j)P(a) \quad 3-30$$

Après remplacement de $P(x_{ij}|a_j)$ par son expression (3-16) et calcul du logarithme népérien, on obtient :

$$P(a|x) = \sum_{i=1}^P \sum_{j=1}^V x_{ij} \ln(\varepsilon_{ij} a_j) - \varepsilon_{ij} a_j - \ln(x_{ij}!) + \ln P(a) \quad 3-31$$

La maximisation revenant à annuler la dérivée, l'équation à résoudre est finalement :

$$\sum_{i=1}^P \sum_{j=1}^V x_{ij} \frac{\varepsilon_{ij}}{\varepsilon_{ij} a_j} - \varepsilon_{ij} + \frac{\partial P(a)}{\partial a} = 0 \quad 3-32$$

Au cours d'une itération de l'algorithme, l'étape du calcul de l'espérance $\hat{x}_{ij}^{(k)}$ ne se trouve pas modifiée par rapport à l'approche MLEM et l'expression finale de l'espérance est donnée par l'équation 3-24. En revanche, l'équation 3-32 montre que l'*a priori* intervient au cours de l'étape de maximisation de la vraisemblance.

Le choix de l'*a priori* est crucial avec cette approche. Pour notre problématique d'imagerie gamma, nous avons choisi d'appliquer un *a priori* Dirichlet tel qu'il est décrit par T. Dautremer dans (DAUTREMER, 2014).

2.3. Construction des projecteurs

Comme nous l'avons vu, la construction de la base de données contenant la réponse du système d'imagerie à toutes les configurations des sources radioactives étudiées dans l'environnement est une étape cruciale dans la mise en œuvre des algorithmes EM. Le premier paragraphe de cette section est dédié à la présentation du modèle utilisé dans nos simulations numériques (2.3.1). Nous examinerons ensuite les étapes successives de complexification du projecteur destinées à prendre en compte de plus en plus finement les spécificités de GAMPIX et les contraintes liées à l'environnement expérimental (2.3.2).

2.3.1. Simulations numériques pour la construction du projecteur

La localisation des points chauds radioactifs s'effectue dans un plan perpendiculaire à l'axe de la caméra gamma et séparé de celle-ci par une distance supérieure à la limite de champ lointain⁵⁹. Comme nous l'avons vu, l'approche MLEM impose une taille finie au projecteur et il est par conséquent impossible de stocker une information relative à chacune

⁵⁹ La limite de champ lointain est la limite à partir de laquelle la distance entre la source radioactive et le système d'imagerie gamma ne modifie plus la projection du motif du masque sur le détecteur pixellisé, pour une position de source donnée.

des positions potentielles de la source radioactive dans ce plan⁶⁰. C'est donc un maillage discret qui est réalisé. La surface de ce maillage doit être suffisante pour couvrir le champ de vue totalement codé de la caméra à la distance retenue et le champ de vue partiellement codé peut également être pris en compte. La taille des mailles (voxels) fixe la résolution spatiale minimale pouvant être atteinte suite à l'étape de reconstruction.

La puce de lecture Timepix est une matrice carrée de 256 par 256 pixels de 55 µm de côté (soit 65536 pixels en tout). Nous avons choisi de regrouper ces pixels par 16 en formant des carrés de 4 pixels de côté, de sorte à obtenir une grille de 64 par 64 macro-pixels de 220 µm de côté (soit un nombre total M de 4096 macro-pixels). Le diamètre des trous du masque de rang 7 et d'épaisseur 4 mm que nous utilisons étant de 1,9 mm, soit bien supérieur à 220 µm, nous préservons ainsi la résolution spatiale du système d'imagerie gamma. Par ailleurs, nous avons situé le plan d'observation à une distance d de la caméra égale à un mètre. Le côté du champ de vue est donné par l'équation :

$$x = 2 \cdot d \cdot \tan \frac{\theta}{2} \quad 3-33$$

avec θ l'angle de champ de la caméra. Nous avons opté pour un champ de vue de 54°, couvrant les champs de vue totalement et partiellement codés. Le côté du champ de vue x est donc égal à 102 cm. Le choix de la taille des voxels résulte d'un compromis. En effet, dans la limite de ce que permet le diamètre des trous du masque codé, la résolution angulaire s'améliore avec la diminution de la taille des voxels. Par ailleurs, le temps de calcul du projecteur est d'autant plus long qu'il y a de voxels à simuler. Nous formons finalement un maillage de 51 par 51 voxels carrés de 2 cm de côté (soit un total V de 2601 voxels). Avec un tel découpage, le temps nécessaire à la simulation de la réponse du détecteur à une source radioactive située dans un voxel donné est de l'ordre d'une heure dans le cas de l'²⁴¹Am et de l'ordre de huit heures dans le cas du ⁶⁰Co.

Le projecteur ²⁴¹Am a été construit à partir de la réponse du détecteur à un faisceau de photons monoénergétiques de 60 keV. La prise en compte des photons X de 17 keV émis avec une intensité de proche de 19% aurait en effet faussé nos résultats, puisque la capsule en acier contenant la source d'²⁴¹Am utilisée pour nos mesures absorbe les photons de basse énergie. Lors de mesures sur le terrain, ce rayonnement à 17 keV sera également trop peu énergétique pour être détecté dans la plupart des cas. Quant aux photons d'énergie supérieure à 60 keV, leur probabilité d'émission est tellement faible qu'ils peuvent être négligés. Pour la construction du projecteur ¹³⁷Cs, nous avons considéré un faisceau monoénergétique à 662 keV et avons donc omis les émissions de photons X autour de 35 keV. Ceci est justifié par le rapport d'intensité entre les photons émis à 662 keV et les photons de plus basse énergie (de l'ordre de 25), et par la prédominance de l'effet Compton à 662 keV qui a pour conséquence de noyer les photons de faible énergie dans le fond Compton. Précisons enfin qu'aucune source de bruit n'a été simulée (émetteurs radioactifs naturels de type ⁴⁰K ou issus de la décroissance du ²³²Th, rayonnement cosmique, etc.).

⁶⁰ D'autres approches permettent une reconstruction dans un espace continu. C'est le cas, par exemple, de la méthode bayésienne non paramétrique.

2.3.2. Etapes de complexification du projecteur

Nous allons successivement examiner le cas des projecteurs destinés à la localisation et au calcul de l'activité d'un seul type de radionucléide (par exemple ^{241}Am ou ^{137}Cs) (2.3.2.1), avant de passer au cas où plusieurs radioéléments doivent être discriminés (2.3.2.2).

2.3.2.1. Projecteurs mono-sources

Nous allons d'abord présenter le cas le plus simple dans lequel nous réalisons une seule acquisition dans la position masque du masque codé. Le **projecteur M** (masque) prend alors la forme suivante :

$$H_{mono_M} = \begin{pmatrix} n_{1,1,M} & \cdots & n_{V,1,M} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ n_{1,P,M} & \cdots & n_{V,P,M} \end{pmatrix}$$

Les indices *mono* et *M* de H_{mono_M} indiquent respectivement qu'il s'agit d'un projecteur mono-source et que l'acquisition est réalisée en mode masque. Le nombre $n_{p,v,M}$ représente le nombre de coups dans le pixel *p* lorsque le masque codé est dans la position masque (*M*) et que la source radioactive est placée dans le voxel *v*. Dans le cas de GAMPIX, le projecteur contient à ce stade 4096 lignes (une ligne par macro-pixel) et 2601 colonnes (une colonne par voxel). Nous notons le surdimensionnement du système qui compte environ une fois et demie plus d'observables (le comptage dans les *P* pixels du détecteur) que de variables (l'activité dans les *V* voxels).

Un **projecteur AM** peut être construit de manière similaire mais avec un masque codé se trouvant en position anti-masque. Le décodage des données obtenues en position masque avec un projecteur M et des données obtenues en position anti-masque avec un projecteur AM donne théoriquement des résultats identiques.

La première étape de complexification du projecteur consiste à coupler les informations obtenues en modes masque et anti-masque. Pour cela, les projecteurs M et AM sont concaténés verticalement. Le projecteur résultant prend le nom de **projecteur MAM** (masque/anti-masque) et la forme suivante :

$$H_{mono_MAM} = \begin{pmatrix} n_{1,1,M} & \cdots & n_{V,1,M} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ n_{1,P,M} & \cdots & n_{V,P,M} \\ n_{1,1,AM} & \cdots & n_{V,1,AM} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ n_{1,P,AM} & \cdots & n_{V,P,AM} \end{pmatrix}$$

où $n_{p,v,m}$ représente le nombre de coups dans le pixel *p* lorsque le masque codé est dans la position *m* (*m* désignant la position masque, notée *M*, ou anti-masque, notée *AM*) et que la source radioactive est placée dans le voxel *v*. Dans le cas de GAMPIX, le projecteur P_{mono_MAM} compte 8192 lignes (4096×2) et 2601 colonnes.

En considérant conjointement les acquisitions en positions masque et anti-masque, nous doublons l'information servant à la reconstruction spatiale. Néanmoins, cette approche ne permet pas de prendre en compte l'inversion du motif du masque MURA utilisé par

rotation de 90° (les trous du masque deviennent des pleins et *vice versa*). Comme nous l'avons vu précédemment (chapitre 1, 3.5), cette spécificité du masque permet de s'affranchir du bruit de fond par simple soustraction dans le cas de la méthode de reconstruction actuellement utilisée par la caméra gamma GAMPIX (fonction de corrélation). La prise en compte de cette spécificité avec la méthode MLEM n'est en revanche pas triviale et fait l'objet de la deuxième étape de complexification du projecteur. Dans le cadre d'une collaboration avec le laboratoire LM2S du CEA Saclay, il a été montré que l'ajout de matrices identités associées à chacune des positions masque et anti-masque permettait d'intégrer cette caractéristique d'inversion. Le projecteur résultant est qualifié de **projecteur MAMI** (masque/anti-masque avec matrices identités) et s'écrit comme suit :

$$H_{mono_MAMI} = \begin{pmatrix} n_{1,1,M} & \cdots & n_{V,1,M} & 1 & 0 & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots & 0 & \ddots & 0 \\ n_{1,P,M} & \cdots & n_{V,P,M} & 0 & 0 & 1 \\ n_{1,1,AM} & \cdots & n_{V,1,AM} & 1 & 0 & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots & 0 & \ddots & 0 \\ n_{1,P,AM} & \cdots & n_{V,P,AM} & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

A ce stade, le vecteur résultat contient à la fois l'image reconstruite dans le champ de vue (composantes a_1 à a_V) et l'image de bruit sur le détecteur (composantes b_1 à b_P) :

$$A_{mono_MAMI} = \begin{pmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_V \\ b_1 \\ \vdots \\ b_P \end{pmatrix}$$

avec a_v le nombre de photons gamma émis depuis le voxel v et b_p le nombre de coups liés au bruit dans le pixel p . La mise en forme adéquate des $P^{\text{èmes}}$ derniers éléments du vecteur (sous la forme d'une matrice carrée dans le cas d'un détecteur carré comme Timepix) permet de former l'image de bruit sur le détecteur. Cette image de bruit est commune aux positions masque et anti-masque du masque codé. Elle est due uniquement aux photons parvenant sur le détecteur sans modulation préalable par le masque codé. Ces photons peuvent provenir de sources radioactives situées hors du champ de vue de la caméra ou de points chauds émettant à haute énergie situés dans le champ de vue. Dans ce dernier cas, il s'agit des photons ayant traversé les parties pleines du masque codé et formant la composante continue du signal (qui est identique quelle que soit la position des trous et des pleins du masque codé).

Comme expliqué au début de la section 2.3.2, chaque projecteur mono-source permet de localiser les points chauds d'une nature donnée (par exemple ^{241}Am , ^{133}Ba ou ^{137}Cs). Dans le cas où les radionucléides doivent être à la fois localisés et identifiés, il faut avoir recours à des projecteurs multi-sources combinant les signatures de différents radioéléments.

2.3.2.2. Projecteurs multi-sources

La méthode la plus simple de construction de projecteurs multi-sources consiste à concaténer les projecteurs mono-source de type M ou MAM associés aux radionucléides à étudier. Par analogie avec les projecteurs mono-sources, nous parlons alors de **projecteurs**

multi-sources M ou **MAM**. Le projecteur multi-sources MAM contenant les signatures des radioéléments R_1 à R_n se présente de la manière suivante :

$$H_{multi_MAM} = \begin{pmatrix} n_{1,1,M,R_1} & \cdots & n_{V,1,M,R_1} & \cdots & n_{1,1,M,R_n} & \cdots & n_{V,1,M,R_n} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ n_{1,P,M,R_1} & \cdots & n_{V,P,M,R_1} & \cdots & n_{1,P,M,R_n} & \cdots & n_{V,P,M,R_n} \\ n_{1,1,AM,R_1} & \cdots & n_{V,1,AM,R_1} & \cdots & n_{1,1,AM,R_n} & \cdots & n_{V,1,AM,R_n} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ n_{1,P,AM,R_1} & \cdots & n_{V,P,AM,R_1} & \cdots & n_{1,P,AM,R_n} & \cdots & n_{V,P,AM,R_n} \end{pmatrix}$$

Pour rappel, l'élément $n_{v,p,m,r}$ représente le nombre de coups dans le pixel p lorsque le masque codé est dans la position m et que la source radioactive de nature r est placée dans le voxel v .

Le vecteur résultat se présente comme suit :

$$A_{multi_MAM} = \begin{pmatrix} a_{1,R_1} \\ \vdots \\ a_{P,R_1} \\ \vdots \\ a_{1,R_n} \\ \vdots \\ a_{P,R_n} \end{pmatrix}$$

Il permet de former autant d'images du champ de vue qu'il y a de radionucléides étudiés : l'image reconstruite après mise en forme des composantes a_{1,R_1} à a_{P,R_1} fait apparaître les sources de nature R_1 , celle obtenue à partir des composantes a_{1,R_2} à a_{P,R_2} les points chauds de nature R_2 , etc.

Dans la suite du mémoire, nous présentons les résultats du test d'un projecteur bi-sources MAM visant à discriminer des sources d' ^{241}Am et de ^{137}Cs . Comme nous l'avons vu dans la section 2.3.1, le détecteur contient 4096 macro-pixels et l'espace de reconstruction est divisé en 2601 voxels. Le projecteur bi-sources MAM que nous étudions est par conséquent constitué de 8192 lignes (4096 lignes par position du masque codé) et de 5202 colonnes (2601 colonnes par radionucléide).

La prise en compte de la spécificité de la procédure masque/anti-masque suppose, comme dans le cas des projecteurs mono-source, l'ajout de matrices identités. Le projecteur résultant prend le nom de **projecteur multi-sources MAMI** :

$$H_{multi_MAMI} = \begin{pmatrix} n_{1,1,M,R_1} & \cdots & n_{V,1,M,R_1} & \cdots & n_{1,1,M,R_n} & \cdots & n_{V,1,M,R_n} & 1 & 0 & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & 0 & \ddots & 0 \\ n_{1,P,M,R_1} & \cdots & n_{V,P,M,R_1} & \cdots & n_{1,P,M,R_n} & \cdots & n_{V,P,M,R_n} & 0 & 0 & 1 \\ n_{1,1,AM,R_1} & \cdots & n_{V,1,AM,R_1} & \cdots & n_{1,1,AM,R_n} & \cdots & n_{V,1,AM,R_n} & 1 & 0 & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & 0 & \ddots & 0 \\ n_{1,P,AM,R_1} & \cdots & n_{V,P,AM,R_1} & \cdots & n_{1,P,AM,R_n} & \cdots & n_{V,P,AM,R_n} & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Comme dans le cas du projecteur MAMI, le vecteur résultat permet de former une image reconstruite par radionucléide étudié. Il contient en outre une image de bruit (composantes b_1 à b_p) :

$$A_{multi_MAMI} = \begin{pmatrix} a_{1,R_1} \\ \vdots \\ a_{P,R_1} \\ \vdots \\ a_{1,R_n} \\ \vdots \\ a_{P,R_n} \\ b_1 \\ \vdots \\ b_p \end{pmatrix}$$

Dans la première partie, nous avons construit des projecteurs mono-source dédiés chacun à un radionucléide donné. Il n'était donc pas nécessaire à ce stade d'inclure dans nos projecteurs l'information sur la valeur des dépôts d'énergie dans le détecteur qui constitue la signature des radioéléments. L'étape de complexification suivante des projecteurs multi-sources destinés à la fois à la localisation et à l'identification des radionucléides consiste à intégrer cette information spectrométrique. Pour cela, nous définissons des fenêtres f_i caractéristiques de chacun des radionucléides étudiés et assemblons les projecteurs M et AM construits sur chacune de ces fenêtres pour tous les radionucléides étudiés. Le projecteur résultant est nommé **projecteur MAME** (masque/anti-masque avec découpage en énergie) :

$$H_{multi_MAME} = \begin{pmatrix} n_{1,1,M,R_1,f_1} & \cdots & n_{V,1,M,R_1,f_1} & & n_{1,1,M,R_n,f_1} & \cdots & n_{V,1,M,R_n,f_1} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ n_{1,P,M,R_1,f_1} & \cdots & n_{V,P,M,R_1,f_1} & & n_{1,P,M,R_n,f_1} & \cdots & n_{V,P,M,R_n,f_1} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ n_{1,1,M,R_1,f_n} & \cdots & n_{V,1,M,R_1,f_n} & & n_{1,1,M,R_n,f_n} & \cdots & n_{V,1,M,R_n,f_n} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ n_{1,P,M,R_1,f_n} & \cdots & n_{V,P,M,R_1,f_n} & & n_{1,P,M,R_n,f_n} & \cdots & n_{V,P,M,R_n,f_n} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ n_{1,1,AM,R_1,f_1} & \cdots & n_{V,1,AM,R_1,f_1} & & n_{1,1,AM,R_n,f_1} & \cdots & n_{V,1,AM,R_n,f_1} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ n_{1,P,AM,R_1,f_1} & \cdots & n_{V,P,AM,R_1,f_1} & & n_{1,P,AM,R_n,f_1} & \cdots & n_{V,P,AM,R_n,f_1} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ n_{1,1,AM,R_1,f_n} & \cdots & n_{V,1,AM,R_1,f_n} & & n_{1,1,AM,R_n,f_n} & \cdots & n_{V,1,AM,R_n,f_n} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ n_{1,P,AM,R_1,f_n} & \cdots & n_{V,P,AM,R_1,f_n} & & n_{1,P,AM,R_n,f_n} & \cdots & n_{V,P,AM,R_n,f_n} \end{pmatrix}$$

L'élément $n_{v,p,m,r,f}$ représente le nombre de coups dans le pixel p lorsque seuls les dépôts appartenant à la fenêtre en énergie f sont pris en compte, que le masque codé est dans la position m et que la source radioactive de nature r est placée dans le voxel v . Le vecteur résultat se présente sous la même forme que dans le cas du projecteur MAM (puisque'il n'y a pas de prise en compte du bruit à ce stade) et permet la formation d'autant d'images reconstruites qu'il y a de radionucléides étudiés.

Les performances de Timepix en termes de résolution en énergie (de l'ordre de 20 % à 60 keV) nous ont incités à utiliser des fenêtres en énergie assez larges. Dans le cas de la discrimination $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ dont il sera question par la suite, l'absence de dépôt d'énergie générés par l' ^{241}Am au-delà de 60 keV est un élément fortement discriminant entre les deux radionucléides. Nous définissons donc deux fenêtres en énergie couvrant respectivement les gammes allant de 15 keV (seuil de coupure considéré dans les simulations) à 60 keV et de 60 keV à 662 keV.

Pour la prise en compte de la spécificité du mode masque/anti-masque permettant la suppression du bruit de fond, nous avons une fois encore recours aux matrices identités. La solution la plus simple consiste à concaténer avec le projecteur MAME un ensemble de matrices identités de dimension P . Le projecteur résultant prend le nom de **projecteur MAMIE** (masque/anti-masque avec matrices identités et découpage en énergie) :

$$H_{\text{multi_MAMIE}} = \begin{pmatrix} n_{1,1,M,R_1,f_1} & \cdots & n_{V,1,M,R_1,f_1} & & n_{1,1,M,R_n,f_1} & \cdots & n_{V,1,M,R_n,f_1} & 1 & 0 & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & 0 & \ddots & 0 \\ n_{1,P,M,R_1,f_1} & \cdots & n_{V,P,M,R_1,f_1} & & n_{1,P,M,R_n,f_1} & \cdots & n_{V,P,M,R_n,f_1} & 0 & 0 & 1 \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ n_{1,1,M,R_1,f_n} & \cdots & n_{V,1,M,R_1,f_n} & & n_{1,1,M,R_n,f_n} & \cdots & n_{V,1,M,R_n,f_n} & 1 & 0 & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & 0 & \ddots & 0 \\ n_{1,P,M,R_1,f_n} & \cdots & n_{V,P,M,R_1,f_n} & & n_{1,P,M,R_n,f_n} & \cdots & n_{V,P,M,R_n,f_n} & 0 & 0 & 1 \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ n_{1,1,AM,R_1,f_1} & \cdots & n_{V,1,AM,R_1,f_1} & & n_{1,1,AM,R_n,f_1} & \cdots & n_{V,1,AM,R_n,f_1} & 1 & 0 & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & 0 & \ddots & 0 \\ n_{1,P,AM,R_1,f_1} & \cdots & n_{V,P,AM,R_1,f_1} & & n_{1,P,AM,R_n,f_1} & \cdots & n_{V,P,AM,R_n,f_1} & 0 & 0 & 1 \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ n_{1,1,AM,R_1,f_n} & \cdots & n_{V,1,AM,R_1,f_n} & & n_{1,1,AM,R_n,f_n} & \cdots & n_{V,1,AM,R_n,f_n} & 1 & 0 & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots & 0 & \ddots & 0 \\ n_{1,P,AM,R_1,f_n} & \cdots & n_{V,P,AM,R_1,f_n} & & n_{1,P,AM,R_n,f_n} & \cdots & n_{V,P,AM,R_n,f_n} & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Dans ce cas, nous obtenons une image de bruit commune à toutes les fenêtres en énergie définies. Ceci revient pour l'instant à considérer que la même image de bruit est obtenue quelle que soit l'énergie des photons, et donc quel que soit le niveau d'opacité du masque codé pour ces photons.

Si nous souhaitons maintenant construire une image de bruit pour chaque fenêtre en énergie, il nous faut associer une matrice identité à chacune des fenêtres pour former le **projecteur MAMPIE**, le « P » inséré devant le « I » indiquant l'ajout de plusieurs matrices identités (une par fenêtre en énergie) :

Le critère d'évaluation principal que nous avons retenu est le même que celui que nous avons appliqué à la méthode de reconstruction spatiale sélective (1) : la capacité de discrimination. Nous étudions par ailleurs la divergence potentielle des algorithmes avec l'augmentation du nombre d'itérations qui est parfois observée lorsqu'aucune condition d'arrêt n'est appliquée à l'algorithme MLEM (telle par exemple que le passage de la différence entre deux estimations successives des données recherchées en-dessous d'un certain seuil). Cette divergence se traduit par une détérioration progressive de la reconstruction au-delà d'un certain nombre d'itérations qui sera évalué le cas échéant.

Il sera souvent question au cours de la présentation des résultats du rapport signal sur bruit. Celui-ci est défini comme le rapport entre le maximum d'intensité dans le point chaud d'intérêt et le maximum d'intensité en dehors de ce point chaud (pouvant se trouver dans un pixel lumineux isolé ou dans un artefact).

2.4.2. Projecteurs mono-sources

Dans ce paragraphe, nous appliquerons successivement les projecteurs mono-source ^{241}Am et ^{137}Cs à des sources simulées d' ^{241}Am (2.4.2.1) puis de ^{137}Cs (2.4.2.2).

2.4.2.1. Source d' ^{241}Am

Les figure 3-11, figure 3-12 et figure 3-13 présentent les images reconstruites après 5, 200 et 1000 itérations de l'algorithme intégrant respectivement les projecteurs mono-source ^{241}Am M, MAM et MAMI. Les résultats permettent de valider cette série de projecteurs. Comme nous pouvions le pressentir dans un environnement de simulation non bruité, aucun bénéfice n'est apporté par la prise en compte du bruit de fond. Seule une légère réduction de la vitesse de convergence est notée dans la configuration MAMI. Dans tous les cas, l'algorithme a convergé au bout de 200 itérations (soit quelques dizaines de seconde de traitement dans notre configuration de calcul) et aucune divergence n'apparaît au-delà. La figure 3-14 nous renseigne par ailleurs sur la capacité de l'algorithme à localiser un point chaud situé en dehors de l'axe du détecteur. Nous notons toutefois une diminution de l'intensité du point chaud par rapport à celle obtenue lorsque la source était située dans l'axe du détecteur ($4,0 \cdot 10^9$ versus $4,8 \cdot 10^9$ au bout de 1000 itérations). La valeur de $4,0 \cdot 10^9$ subsiste au-delà de 1000 itérations, ce qui montre que l'algorithme a convergé. Ce résultat est surprenant si l'on considère l'un des avantages des algorithmes MLEM qui est de prendre en compte les caractéristiques du détecteur et ainsi de compenser notamment la perte de sensibilité pour des sources excentrées.

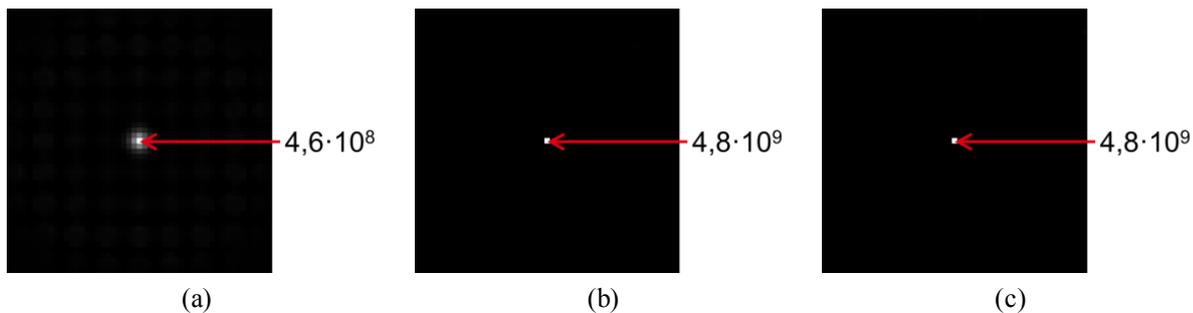


Figure 3-11 : Reconstruction d'un point chaud simulé d' ^{241}Am avec un projecteur mono-source ^{241}Am de type M après (a) 5, (b) 200 et (c) 1000 itérations.

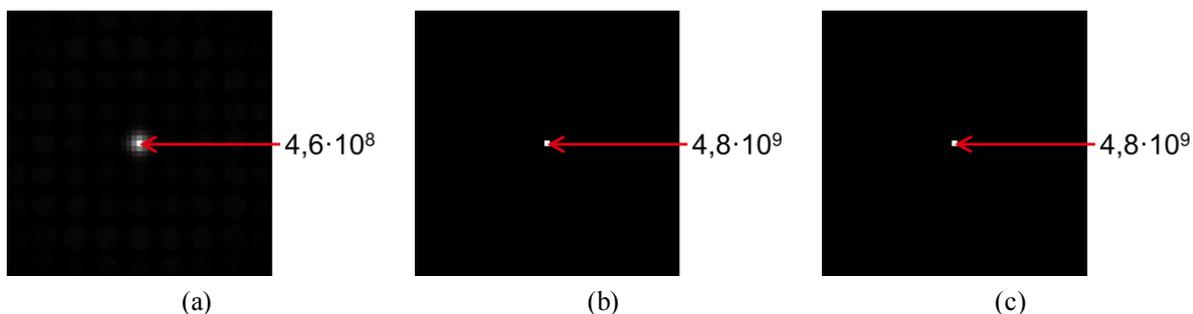


Figure 3-12 : Reconstruction d'un point chaud simulé d' ^{241}Am avec un projecteur mono-source ^{241}Am de type MAM après (a) 5, (b) 200 et (c) 1000 itérations.

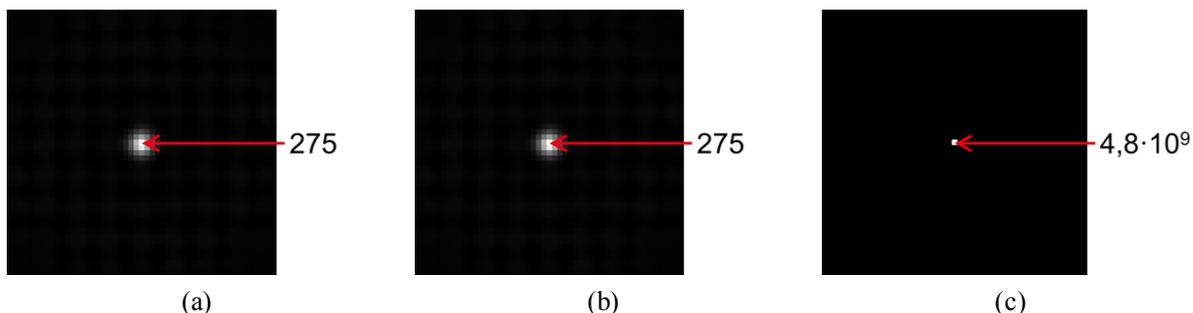


Figure 3-13 : Reconstruction d'un point chaud simulé d' ^{241}Am avec un projecteur mono-source ^{241}Am de type MAMI après (a) 5, (b) 200 et (c) 1000 itérations.

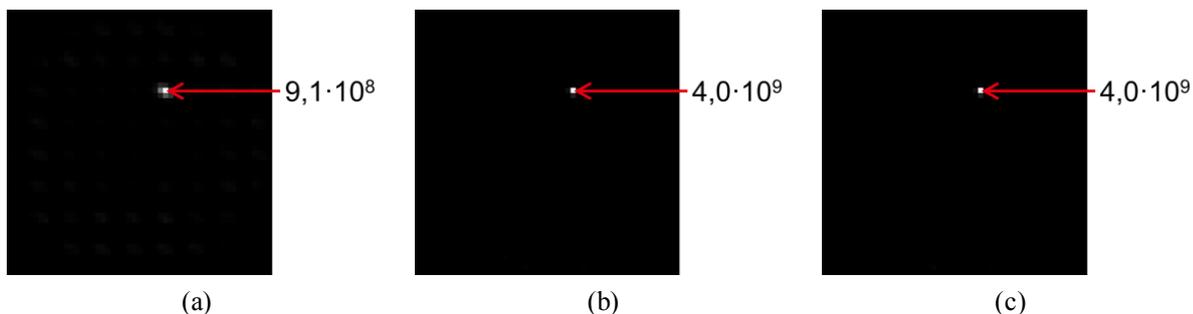


Figure 3-14 : Reconstruction d'un point chaud simulé d' ^{241}Am avec un projecteur mono-source ^{241}Am de type M après (a) 5, (b) 200 et (c) 1000 itérations (source radioactive située à 1 m du détecteur et décentrée de 20 cm selon l'axe des x et de 10 cm selon l'axe des y).

2.4.2.2. Source de ^{137}Cs

Les résultats obtenus avec la série de projecteurs ^{137}Cs M, MAM et MAMI appliquée à des données issues d'une source simulée de ^{137}Cs située dans l'axe de la caméra permettent de tirer les mêmes conclusions que pour ^{241}Am . A titre d'exemple, nous présentons les images reconstruites dans la configuration M du projecteur ^{137}Cs (figure 3-15). Seul un léger ralentissement de la convergence de l'algorithme par rapport aux résultats précédemment obtenus à ^{241}Am est à souligner. L'algorithme a néanmoins convergé systématiquement au bout de 1000 itérations. Ce ralentissement peut s'expliquer par la transparence du masque codé de la caméra gamma, constitué de 4 mm de dénal, pour des photons émis par le ^{137}Cs (662 keV), qui altère le contraste des images brutes et rend donc la localisation plus difficile. La figure 3-16 montre les résultats obtenus dans le cas où la source est excentrée par rapport à l'axe de la caméra. Nous notons un ralentissement de la convergence (intensité de $4,1 \cdot 10^{10}$ au bout de 3000 itérations).

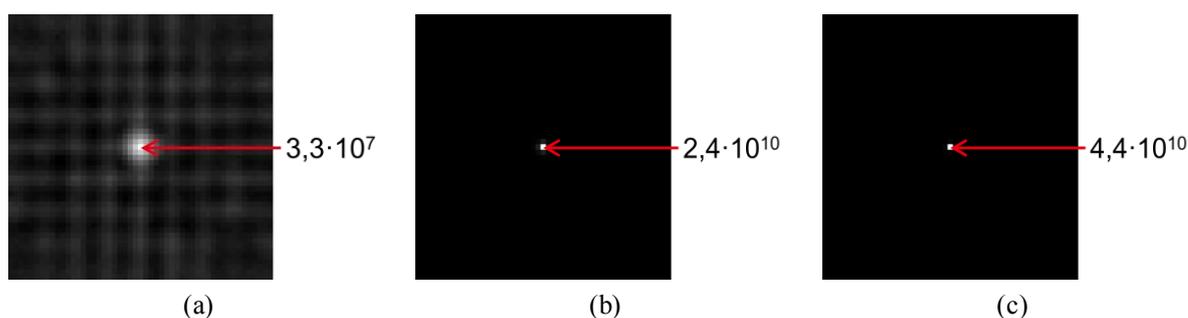


Figure 3-15: Reconstruction d'un point chaud simulé de ^{137}Cs avec un projecteur mono-source ^{137}Cs de type M après (a) 5, (b) 200 et (c) 1000 itérations.

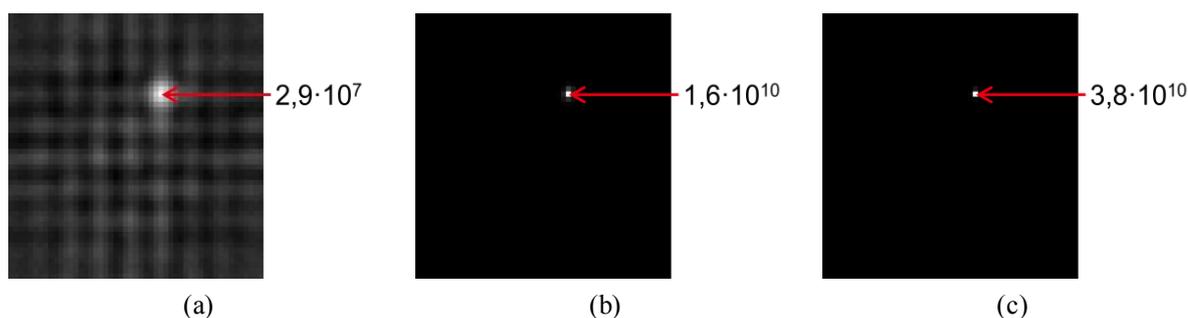


Figure 3-16: Reconstruction d'un point chaud simulé de ^{137}Cs avec un projecteur mono-source ^{137}Cs de type M après (a) 5, (b) 200 et (c) 1000 itérations (source radioactive située à 1 m du détecteur et décentrée de 20 cm selon l'axe des x et de 10 cm selon l'axe des y).

2.4.3. Projecteurs bi-sources

La figure 3-17 présente les images reconstruites sur les fenêtres d' ^{241}Am et de ^{137}Cs au bout de 200 itérations de l'algorithme intégrant un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ de type MAM. La couronne de pixels bruyants apparaissant autour de la source sur l'image de ^{241}Am ainsi que le fond bruyant présent sur l'image de ^{137}Cs (qui subsistent avec l'augmentation du nombre d'itérations) révèlent l'impossibilité de l'algorithme à affecter la totalité de l'activité à un seul point chaud par image. Les deux sources sont néanmoins séparées alors qu'il n'y a pas de prise en compte de l'information spectrométrique dans le

projecteur MAM. Le seul élément pouvant influencer l'algorithme pour la séparation des sources est la transparence du masque codé pour des photons de 662 keV émis par le ^{137}Cs .

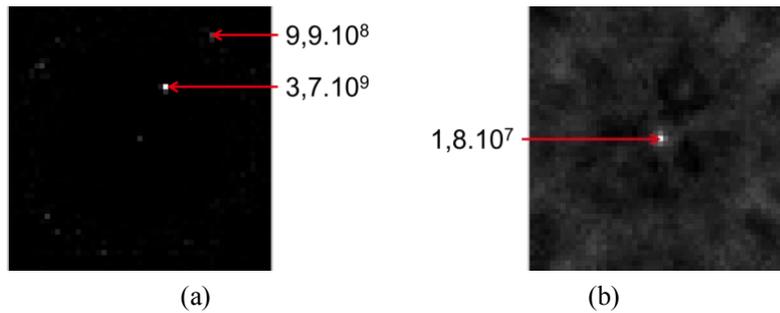


Figure 3-17 : Reconstruction de points chauds simulés d' ^{241}Am et de ^{137}Cs avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ de type MAM (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{137}Cs .

La figure 3-18 présente l'évolution des images reconstruites sur les fenêtres de l' ^{241}Am et du ^{137}Cs avec l'augmentation du nombre d'itérations lorsque l'algorithme intègre un projecteur MAMI. La comparaison de la figure 3-17.a et de la figure 3-18.2.a permet de constater l'influence sur le contraste de la prise en compte du bruit de fond dans un environnement non bruité mais dans une configuration multi-sources. Le rapport signal sur bruit sur l'image ^{241}Am au bout de 200 itérations est en effet passé de 3,7 avec le projecteur MAM à 5,4 avec le projecteur MAMI. Le filtrage du bruit de fond a toutefois nui à la reconstruction de la source de ^{137}Cs dont l'intensité a été divisée par 65000 environ entre les images MAM et MAMI. Ce sont en effet les photons très énergétiques émis par le ^{137}Cs et qui passent à travers les pleins du masque qui ont été filtrés. Par ailleurs, l'examen des images ^{241}Am obtenues après 5, 200 et 1000 itérations de l'algorithme montre une divergence de l'algorithme. Entre 5 et 200 itérations, l'algorithme converge et l'intensité de la source d' ^{241}Am augmente (de 126 à $3,8 \cdot 10^9$). Une légère augmentation du rapport signal sur bruit est également observée entre les deux images (de 5,0 à 5,4). Au bout de 1000 itérations, l'intensité de la source est divisée par deux et le rapport signal sur bruit régresse à 0,5 (le maximum d'intensité sur l'image ^{241}Am est situé à l'emplacement de la source de ^{137}Cs).

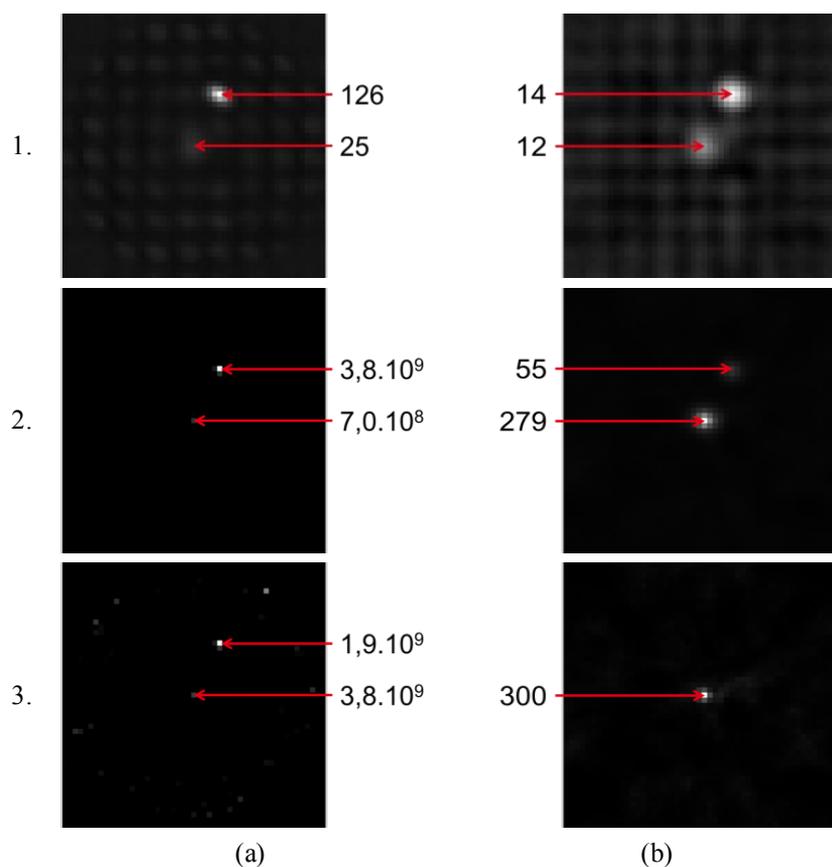


Figure 3-18 : Reconstruction de points chauds simulés d' ^{241}Am et de ^{137}Cs avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ de type MAMI au bout de (1) 5, (2) 200 et (3) 1000 itérations de l'algorithme MLEM. Les deux colonnes correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{137}Cs .

Les résultats présentés sur la figure 3-19 ont été obtenus en prenant en compte l'information spectrométrique fournie par la puce de lecture Timepix (projecteur MAME). Nous constatons que les intensités attendues sont atteintes plus rapidement que dans le cas précédent. Au bout de 5 itérations de l'algorithme, le rapport entre l'intensité des points chauds d' ^{241}Am sur les images MAMI et MAME est ainsi de l'ordre de $5 \cdot 10^6$. Par ailleurs, nous notons qu'il est attribué une intensité beaucoup plus importante au point chaud provenant du ^{137}Cs avec les projecteurs MAM et MAME qu'avec le projecteur MAMI, ce qui confirme l'hypothèse de l'influence des matrices identités énoncée au paragraphe précédent.

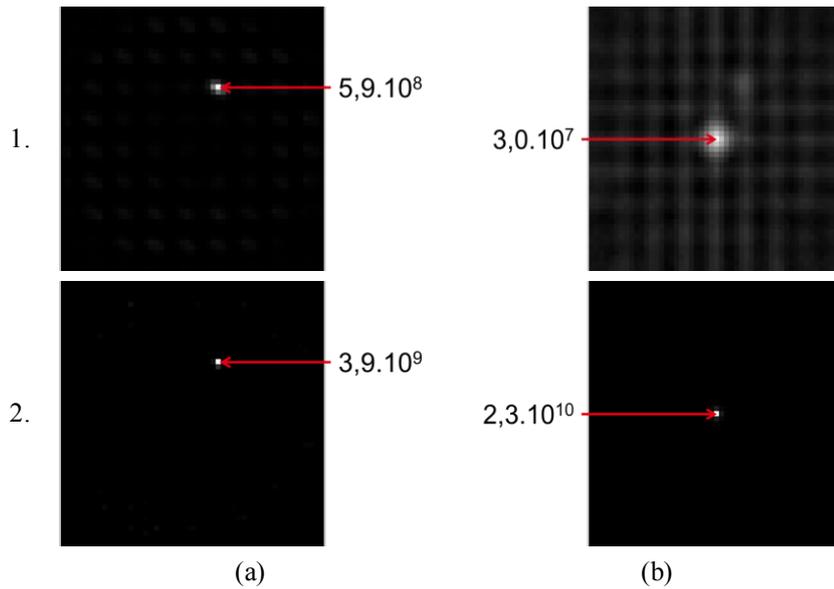


Figure 3-19 : Reconstruction de points chauds simulés d'²⁴¹Am et de ¹³⁷Cs avec un projecteur bi-sources ²⁴¹Am/¹³⁷Cs de type MAME au bout de (1) 5 et (2) 200 itérations de l'algorithme MLEM. Les deux colonnes correspondent respectivement aux fenêtres (a) ²⁴¹Am et (b) ¹³⁷Cs.

La figure 3-20 présente les résultats obtenus au bout de 200 itérations avec un projecteur MAMIE. L'ajout de la matrice identité n'apporte pas d'amélioration notable par rapport à la configuration MAME (figure 3-19.2), ce qui n'est pas surprenant dans notre environnement de simulation non bruité. Par ailleurs, le découpage en énergie nous préserve de la chute d'intensité du point chaud de ¹³⁷Cs qui avait été observée avec le projecteur MAMI (figure 3-18). Une telle chute est en revanche induite par le projecteur MAM2IE (figure 3-21).

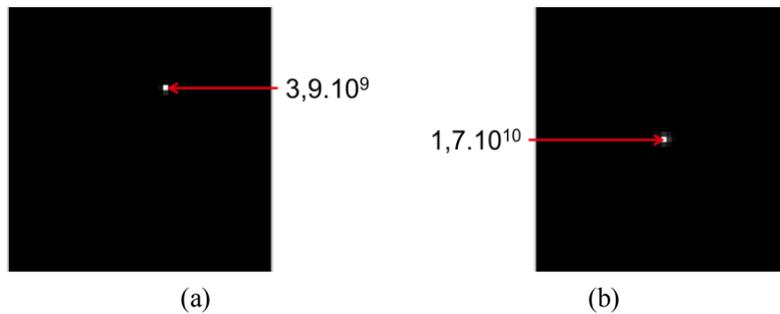


Figure 3-20 : Reconstruction de points chauds simulés d'²⁴¹Am et de ¹³⁷Cs avec un projecteur bi-sources ²⁴¹Am/¹³⁷Cs de type MAMIE (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ²⁴¹Am et (b) ¹³⁷Cs.

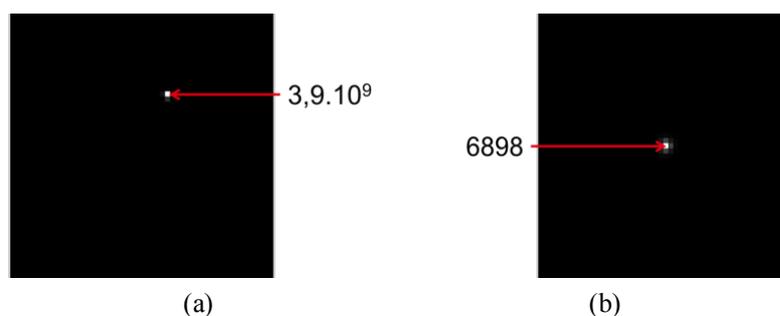


Figure 3-21 : Reconstruction de points chauds simulés d'²⁴¹Am et de ¹³⁷Cs avec un projecteur bi-sources ²⁴¹Am/¹³⁷Cs de type MAM2IE (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ²⁴¹Am et (b) ¹³⁷Cs.

2.5. Evaluation des algorithmes sur données expérimentales

Comme cela est indiqué dans le tableau 2-2, les sources d'²⁴¹Am et de ¹³⁷Cs utilisées pour les tests expérimentaux ont une activité respective de 73 MBq et de 26 MBq à la date des mesures. La durée d'acquisition est respectivement de 600 s avec la source d'²⁴¹Am et de 1500 s avec la source de ¹³⁷Cs. Les critères d'évaluation seront les mêmes que pour les données simulées (2.4.1). Nous considérerons tout d'abord des projecteurs mono-source (2.5.1), puis bi-sources (2.5.2).

2.5.1. Projecteurs mono-sources

Comme dans le cas des données simulées, nous nous attacherons successivement au projecteur mono-source ²⁴¹Am appliqué à des données d'²⁴¹Am (2.5.1.1) puis au projecteur mono-source ¹³⁷Cs appliqué à des données de ¹³⁷Cs (2.5.1.2).

2.5.1.1. Source d'²⁴¹Am

L'ensemble des tests est réalisé en plaçant les sources à un mètre dans l'axe du détecteur. Comme expliqué dans la section 2.3.1, le projecteur d'²⁴¹Am a été construit avec des données comprises entre 0 et 60 keV. Or, l'image brute expérimentale fait état d'un certain nombre de dépôts supérieurs à 60 keV, qui sont en partie dus à l'empilement survenant lorsque plusieurs dépôts d'énergie se produisent dans le même pixel pendant la durée d'acquisition d'un fichier (une *frame*). En l'absence de procédure masque/anti-masque, la plupart de ces comptages sont par ailleurs imputables au bruit de fond (rayonnement cosmique, émetteurs radioactifs naturels de type potassium 40 ou issus de la décroissance du thorium 232, etc.). Pour nous conformer à notre projecteur, nous traitons les données expérimentales expurgées des valeurs de dépôts supérieures à 60 keV.

La figure 3-22 présente les images reconstruites dans la configuration M du projecteur ²⁴¹Am appliquée à des données d'²⁴¹Am. Nous constatons que la localisation du point chaud est satisfaisante dès 5 itérations, avant que l'algorithme ne converge. La convergence s'accompagne de l'apparition d'un voxel bruyant en bordure de l'image reconstruite, plus intense que le point chaud radioactif (rapport signal sur bruit de 0,2).

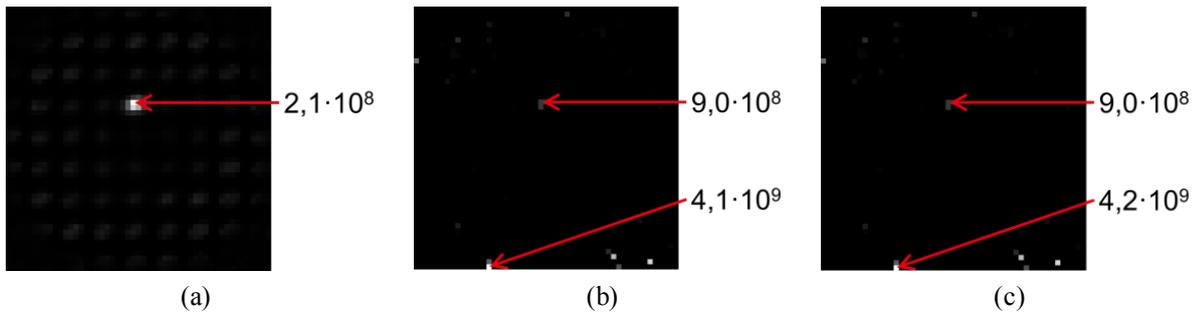


Figure 3-22 : Reconstruction d'un point chaud d' ^{241}Am avec un projecteur mono-source ^{241}Am de type M après (a) 5, (b) 200 et (c) 1000 itérations (prise en compte des données inférieures à 60 keV).

La figure 3-23 présente les résultats obtenus pour le test du projecteur MAM ^{241}Am . Comme dans le cas du projecteur M, le point chaud est correctement localisé dès 5 itérations et une divergence apparaît avec l'augmentation du nombre d'itérations. Le rapport signal sur bruit est toutefois minimisé : 0,5 avec le projecteur MAM contre 0,2 avec le projecteur M. Ceci peut s'expliquer par le doublement de l'information en mode masque/anti-masque. Le test des projecteurs M et MAM avec des données simulées dans un environnement non bruité (2.5.1) n'avait fait apparaître aucune divergence. Celle-ci peut donc être imputée au bruit de fond.

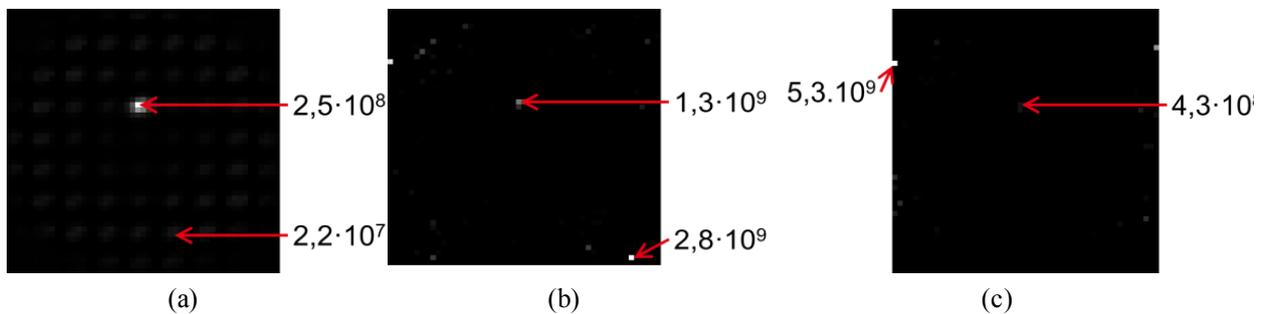


Figure 3-23 : Reconstruction d'un point chaud d' ^{241}Am avec un projecteur mono-source ^{241}Am de type MAM après (a) 5, (b) 200 et (c) 1000 itérations (prise en compte des données inférieures à 60 keV).

L'ajout de matrices identités (configuration MAMI) permet de faire disparaître le voxel bruyant (figure 3-24). Une divergence subsiste néanmoins, ayant cette fois pour effet de réduire considérablement l'intensité du point chaud au bout de 1000 itérations. Cette divergence, qui n'est pas observée avec les données simulées, est difficilement explicable.

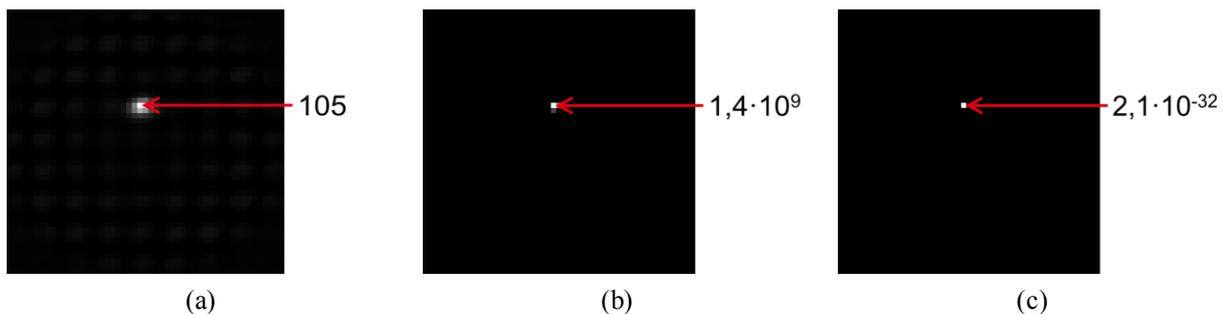


Figure 3-24 : Reconstruction d'un point chaud d' ^{241}Am avec un projecteur mono-source ^{241}Am de type MAMI après (a) 5, (b) 200 et (c) 1000 itérations (prise en compte des données inférieures à 60 keV).

Lorsque nous intégrons aux données d'entrée les dépôts d'énergie supérieurs à 60 keV, nous n'observons pas la même divergence qu'en leur absence mais un maillage apparaît sur l'image reconstruite (figure 3-25). Celui-ci est interprété comme l'impossibilité pour l'algorithme d'attribuer à un voxel en particulier l'origine du comptage dû à l'empilement ou au bruit de fond. Après 1000 itérations de l'algorithme intégrant un projecteur M, aucun point chaud ne ressort plus de l'image reconstruite. L'ajout de matrices identités permet de résoudre ce problème (figure 3-26).

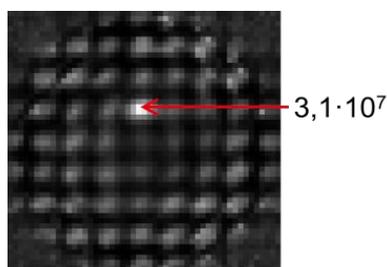


Figure 3-25 : Reconstruction d'un point chaud d' ^{241}Am avec un projecteur mono-source ^{241}Am de type M après 200 itérations (prise en compte de l'ensemble des données).

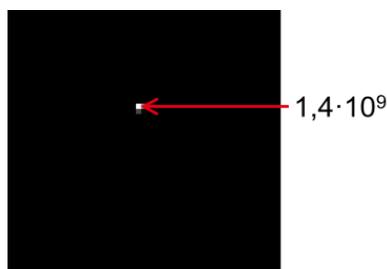


Figure 3-26 : Reconstruction d'un point chaud d' ^{241}Am avec un projecteur mono-source ^{241}Am de type MAMI après 200 itérations (prise en compte de l'ensemble des données).

2.5.1.2. Source de ^{137}Cs

Au ^{137}Cs , comme le montre la figure 3-27, la localisation du point chaud est satisfaisante dès 5 itérations de l'algorithme utilisant la configuration M du projecteur. L'augmentation du nombre d'itérations ne produit pas de divergence. Une explication possible vient de la transparence du masque codé aux photons de 662 keV. Le projecteur, qui reproduit la réponse physique du système de détection, intègre des dépôts d'énergie derrière les parties pleines du masque, qui forment la composante continue du projecteur. L'algorithme est donc peu perturbé sur le plan qualitatif par les quelques photons très énergétiques du bruit de fond qui sont attribués à la composante continue. Leur influence pourrait en revanche être plus perceptible sur le plan quantitatif.

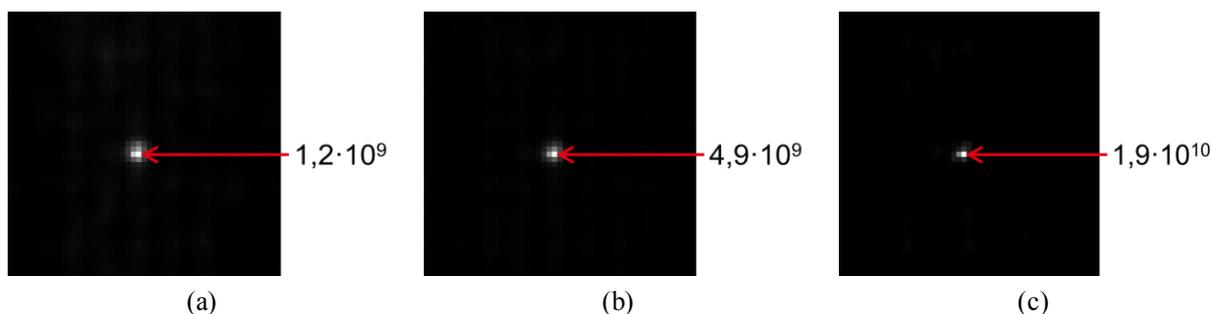


Figure 3-27 : Reconstruction d'un point chaud de ^{137}Cs avec un projecteur mono-source ^{137}Cs de type M après (a) 200, (b) 1000 et (c) 2000 itérations.

Avec le projecteur MAM, des artefacts apparaissent entre 200 et 1000 itérations de l'algorithme, et il faut attendre 2000 itérations pour que le résultat converge (figure 3-28). Le doublement de l'information ne semble donc pas avoir d'influence positive dans ce cas sur la rapidité de convergence. L'ajout d'une matrice identité (configuration MAMI) a pour effet de supprimer les artefacts sur les images reconstruites (figure 3-29).

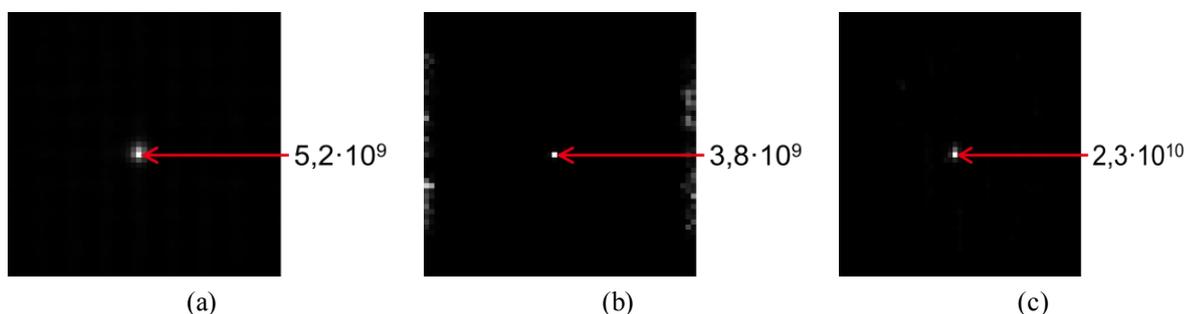


Figure 3-28 : Reconstruction d'un point chaud de ^{137}Cs avec un projecteur ^{137}Cs de type MAM après (a) 200, (b) 1000 et (c) 2000 itérations.

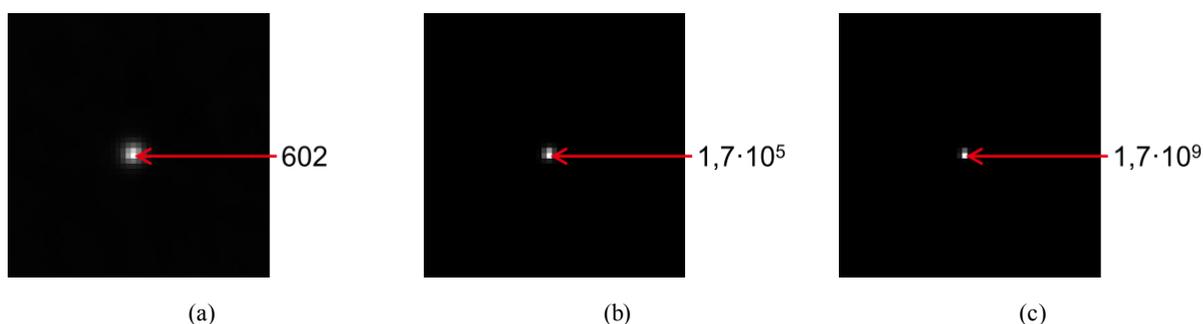


Figure 3-29 : Reconstruction d'un point chaud de ^{137}Cs avec un projecteur ^{137}Cs de type MAMI après (a) 200, (b) 500 et (c) 1000 itérations.

2.5.2. Projecteurs bi-sources

Dans un premier temps, les projecteurs bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ seront appliqués à des sources d' ^{241}Am (2.5.2.1) et de ^{137}Cs (2.5.2.2) isolées et placées à 1 m dans l'axe de la caméra gamma. Les deux sources seront ensuite placées simultanément dans le milieu expérimental selon la configuration suivante : la source de ^{137}Cs sera maintenue à 1 m dans l'axe de la caméra tandis que la source d' ^{241}Am sera décalée de 20 cm par rapport à l'axe de la caméra et positionnée à 120 cm de celle-ci (2.5.2.3).

2.5.2.1. Source d' ^{241}Am

La figure 3-30 présente la reconstruction d'une source d' ^{241}Am après 2, 200 et 1000 itérations de l'algorithme MLEM intégrant le projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ de type MAM. Le vecteur résultat obtenu dans cette configuration de l'algorithme permet la reconstruction d'une image sur la fenêtre ^{241}Am et d'une image sur la fenêtre ^{137}Cs . Ce sont les résultats sur la fenêtre ^{241}Am qui sont présentés sur la figure 3-30. Sans surprise, une divergence similaire à celle observée avec un projecteur simple ^{241}Am est constatée à partir de 200 itérations. En revanche, les performances de discrimination sont améliorées avec le nombre d'itérations : le rapport entre l'intensité du point chaud sur l'image ^{241}Am et l'intensité dans le voxel le plus intense de l'image ^{137}Cs (les images de ^{137}Cs ne sont pas présentées ici) passe ainsi de l'ordre de 1 après 2 itérations, à l'ordre de 10^7 après 200 itérations et enfin de 10^{52} après 1000 itérations. Il n'y a donc pas de point chaud parasite sur la fenêtre ^{137}Cs au-delà d'un certain nombre d'itérations de l'algorithme dans la configuration MAM $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$. Ces premiers résultats laissent présager l'existence d'un compromis entre convergence de l'algorithme et maximisation de la capacité de discrimination.

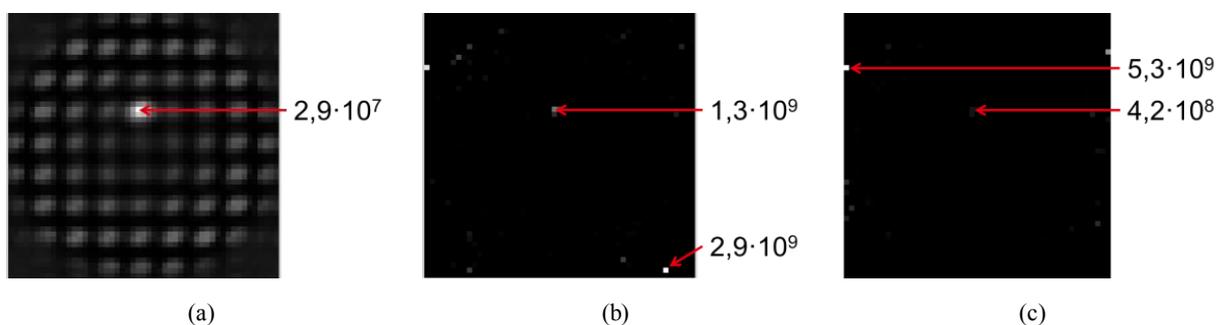


Figure 3-30 : Reconstruction d'un point chaud d' ^{241}Am avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ de type MAM (fenêtre ^{241}Am) après (a) 2, (b) 200 et (c) 1000 itérations (prise en compte de l'ensemble des données).

La figure 3-31, la figure 3-32, la figure 3-33 et la figure 3-34 montrent respectivement la reconstruction d'un point chaud d' ^{241}Am à l'aide des projecteurs bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ MAMI, MAME, MAMIE et MAM2IE. La source d' ^{241}Am est parfaitement localisée et identifiée avec le projecteur MAMI, puisque l'intensité maximale sur la fenêtre ^{137}Cs est de $7,2 \cdot 10^{-26}$ au bout de 200 itérations, soit un rapport de l'ordre de 10^{-34} avec le point chaud sur la fenêtre d' ^{241}Am . Le projecteur MAME destiné à permettre la discrimination $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ engendre du bruit sur la fenêtre ^{241}Am . Ce problème est atténué grâce aux matrices identités du projecteur MAMIE. Le rapport signal sur bruit dans la fenêtre ^{241}Am passe ainsi de 0,5 dans la configuration MAME du projecteur à 2,8 dans la configuration MAMIE. La prise en compte d'une matrice identité par fenêtre de détection (^{241}Am et ^{137}Cs) dans le projecteur MAM2IE permet enfin la disparition totale des artefacts sur la fenêtre ^{241}Am .

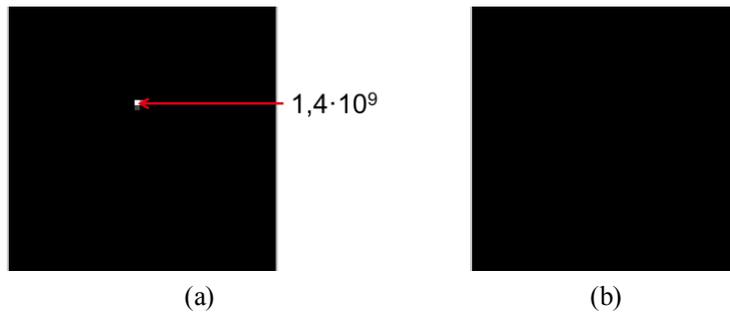


Figure 3-31 : Reconstruction d'un point chaud d' ^{241}Am avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ de type MAMI (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{137}Cs (prise en compte de l'ensemble des données). Seule la source d' ^{241}Am est reconstruite.

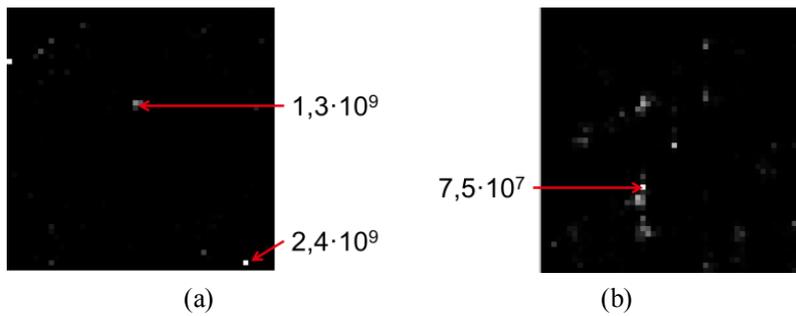


Figure 3-32 : Reconstruction d'un point chaud d' ^{241}Am avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ de type MAME (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{137}Cs (prise en compte de l'ensemble des données).

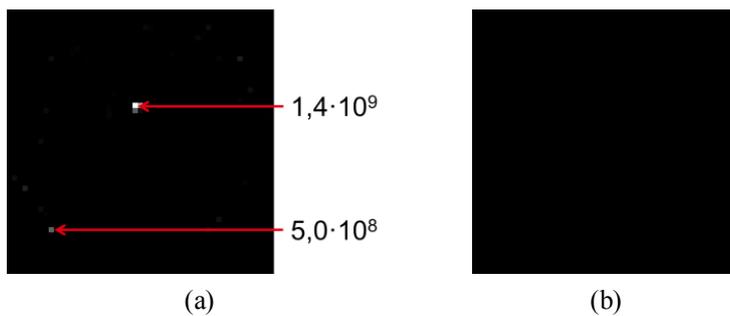


Figure 3-33 : Reconstruction d'un point chaud d' ^{241}Am avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ de type MAMIE (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{137}Cs (prise en compte de l'ensemble des données).

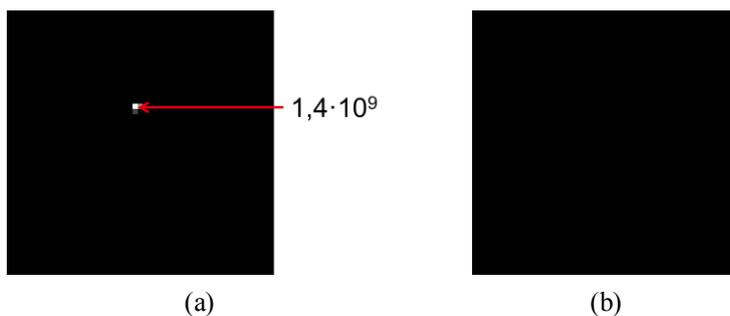


Figure 3-34 : Reconstruction d'un point chaud d' ^{241}Am avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ de type MAM2IE (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{137}Cs (prise en compte de l'ensemble des données).

2.5.2.2. Source de ^{137}Cs

La figure 3-35 et la figure 3-36 présentent respectivement les images reconstruites avec les projecteurs bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ MAM et MAMI dans le cas où la source de ^{137}Cs est isolée. La fraction la plus importante de l'activité est attribuée à l' ^{241}Am avec un facteur 17 dans la configuration MAM et $3 \cdot 10^6$ dans la configuration MAMI. Ceci peut s'expliquer par le fait que si la transparence du masque au ^{137}Cs constitue une signature de ce radioélément, les coups observés sur le détecteur derrière les trous du masque ne sont quant à eux pas plus caractéristiques d'un radioisotope que d'un autre (les photons passent par les trous du masque et atteignent le détecteur quelle que soit leur énergie). La figure 3-37 confirme l'apport de la prise en compte d'une information supplémentaire sur la valeur des dépôts d'énergie (projecteur MAME) pour la discrimination des radionucléides. L'image ^{241}Am demeure toutefois très bruitée, ce que l'ajout de matrices identité (projecteur MAMIE) permet de corriger (figure 3-38), faisant passer le rapport entre l'intensité du point chaud dans la fenêtre de ^{137}Cs et l'intensité du bruit dans la fenêtre d' ^{241}Am à 9000 environ (notons que l'algorithme n'a vraisemblablement pas encore convergé au bout de 200 itérations). L'ajout de matrices identités associées à chaque composante du bruit (projecteur MAM2IE) annule le bénéfice de la prise en compte du découpage en énergie en attribuant au point chaud d' ^{241}Am une intensité près de 10^6 fois supérieure au point chaud de ^{137}Cs (figure 3-39).

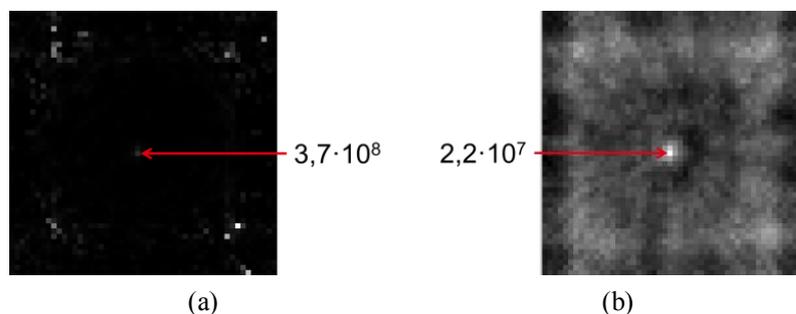


Figure 3-35 : Reconstruction d'un point chaud de ^{137}Cs avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ de type MAM (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{137}Cs .

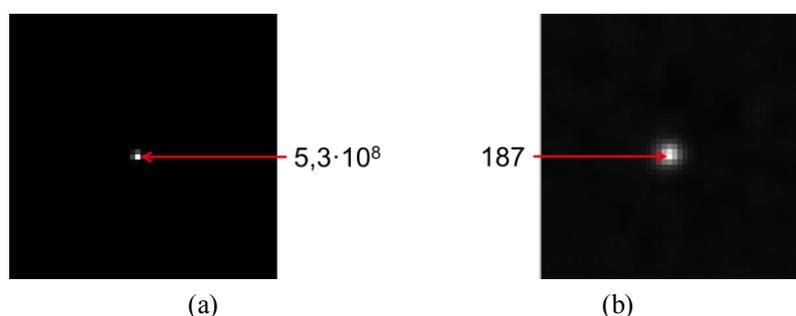


Figure 3-36 : Reconstruction d'un point chaud de ^{137}Cs avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ de type MAMI (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{137}Cs .

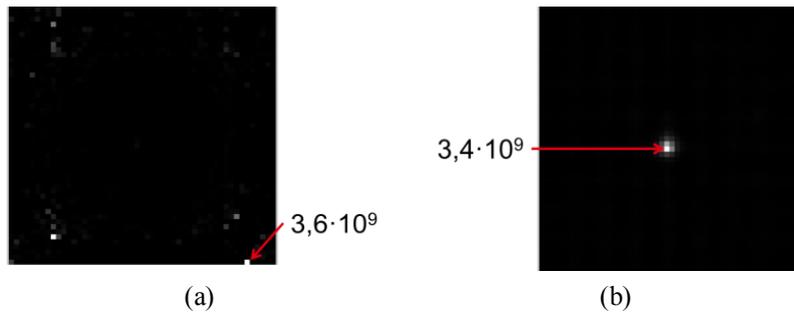


Figure 3-37 : Reconstruction d'un point chaud de ^{137}Cs avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ de type MAME (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{137}Cs .

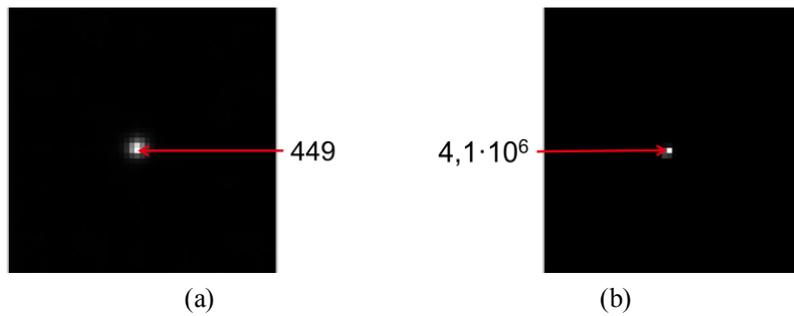


Figure 3-38 : Reconstruction d'un point chaud de ^{137}Cs avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ de type MAMIE (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{137}Cs .

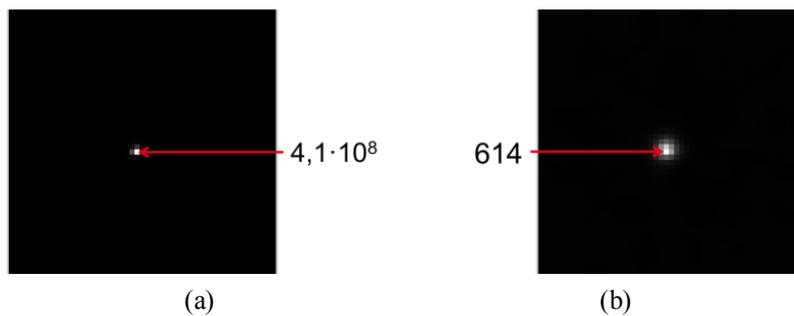


Figure 3-39 : Reconstruction d'un point chaud de ^{137}Cs avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ de type MAM2IE (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{137}Cs .

2.5.2.3. Source d' ^{241}Am et de ^{137}Cs couplées

La figure 3-40 présente les résultats obtenus avec le projecteur bi-sources MAM dans le cas où les deux sources d' ^{241}Am et de ^{137}Cs sont simultanément présentes dans le milieu expérimental. Comme le laissait présager la mauvaise attribution de l'activité du ^{137}Cs (cf. figure 3-35), l'algorithme MLEM échoue à séparer les deux sources.

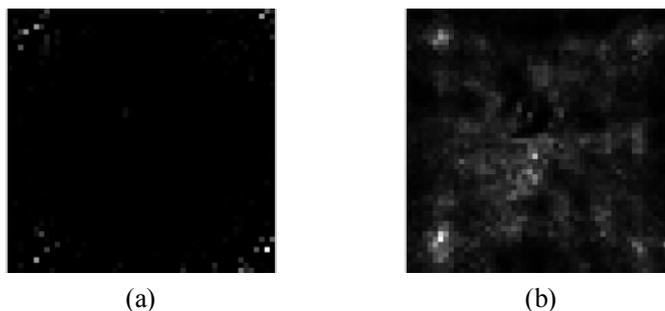


Figure 3-40 : Reconstruction de points chauds d' ^{241}Am et de ^{137}Cs avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ de type MAM (1000 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{137}Cs .

La figure 3-41 et la figure 3-42 présentent respectivement les images reconstruites avec le projecteur bi-sources MAMI après 200 et 1000 itérations de l'algorithme. La source d' ^{241}Am est correctement identifiée et localisée. En revanche, la source de ^{137}Cs apparaît dans la bonne fenêtre mais avec une intensité négligeable par rapport à celle observée dans la fenêtre de ^{241}Am . De plus, à l'instar de ce qui était observé avec les projecteurs simples, les résultats divergent avec l'augmentation du nombre d'itérations.

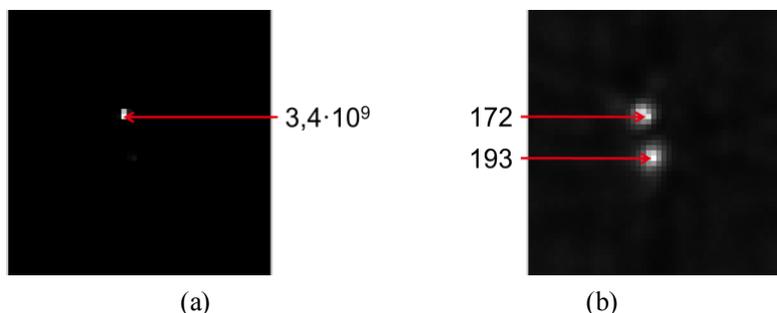


Figure 3-41 : Reconstruction de points chauds d' ^{241}Am et de ^{137}Cs avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ de type MAMI (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{137}Cs .

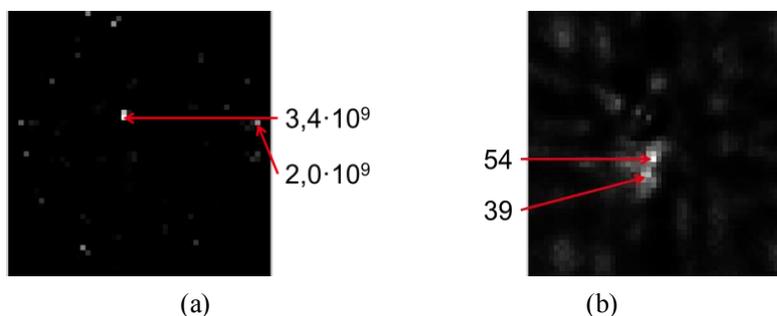


Figure 3-42 : Reconstruction de points chauds d' ^{241}Am et de ^{137}Cs avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ de type MAMI (1000 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{137}Cs .

Le découpage en énergie (projecteur MAME, figure 3-43) corrige le défaut d'intensité attribuée à la source de ^{137}Cs avec le projecteur MAMI (figure 3-42). L'image ^{241}Am demeure toutefois bruyante (rapport signal sur bruit de 2,2), ce que l'ajout de matrices identités (projecteur MAMIE) limite (figure 3-43). Dans cette configuration, il faut cependant attendre

1000 itérations pour que l'intensité du point chaud de ^{137}Cs atteigne une valeur significative (figure 3-44). Le rapport signal sur bruit sur l'image ^{241}Am est alors de 1,75, ce qui laisse une grande marge d'amélioration.

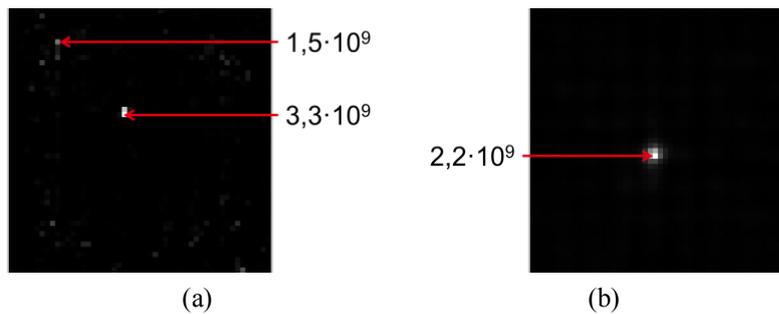


Figure 3-43 : Reconstruction de points chauds d' ^{241}Am et de ^{137}Cs avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ de type MAME (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{137}Cs .

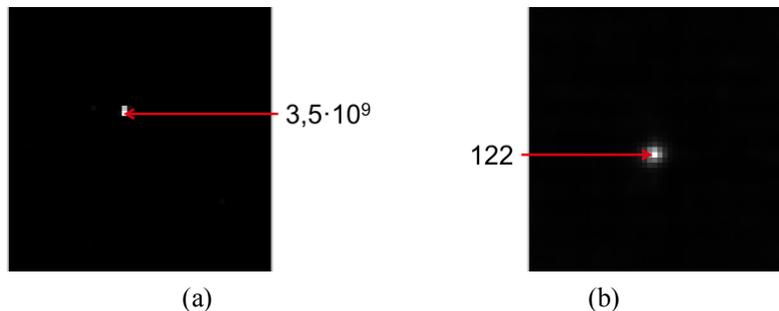


Figure 3-44 : Reconstruction de points chauds d' ^{241}Am et de ^{137}Cs avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ de type MAMIE (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{137}Cs .

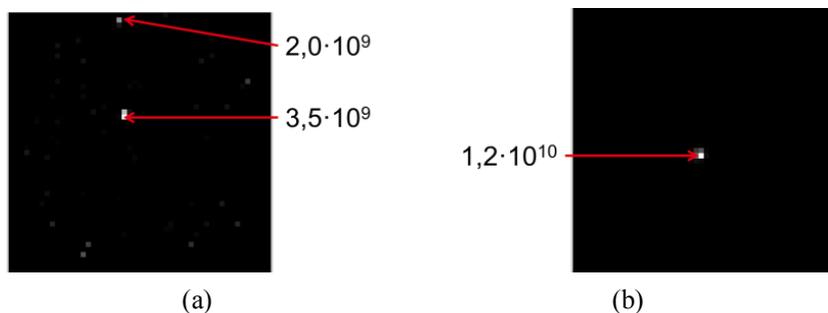


Figure 3-45 : Reconstruction de points chauds d' ^{241}Am et de ^{137}Cs avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ de type MAMIE (1000 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{137}Cs .

L'impact de la décomposition du bruit dans le projecteur MAMPIE est négatif au bout de 1000 itérations de l'algorithme (figure 3-46). Le rapport entre l'intensité du point chaud et celle du voxel le plus bruyant sur l'image d' ^{241}Am est ainsi passé de 1,75 avec le projecteur MAMIE (figure 3-45) à 0,4, ce qui signifie que le bruit devient prépondérant par rapport au signal utile.

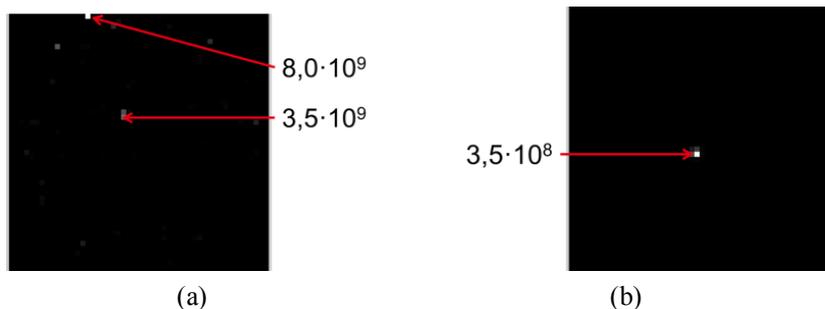


Figure 3-46 : Reconstruction de points chauds d' ^{241}Am et de ^{137}Cs avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ de type MAM2IE (1000 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{137}Cs .

Le test avec l'algorithme MAPEM a été réalisé avec le projecteur MAM2IE. La figure 3-47 montre l'efficacité de cet algorithme sur le bruit, puisque le rapport entre le point chaud et le voxel le plus bruyant sur l'image d' ^{241}Am est passé de 0,4 avec l'algorithme MLEM à 65 avec l'algorithme MAPEM.

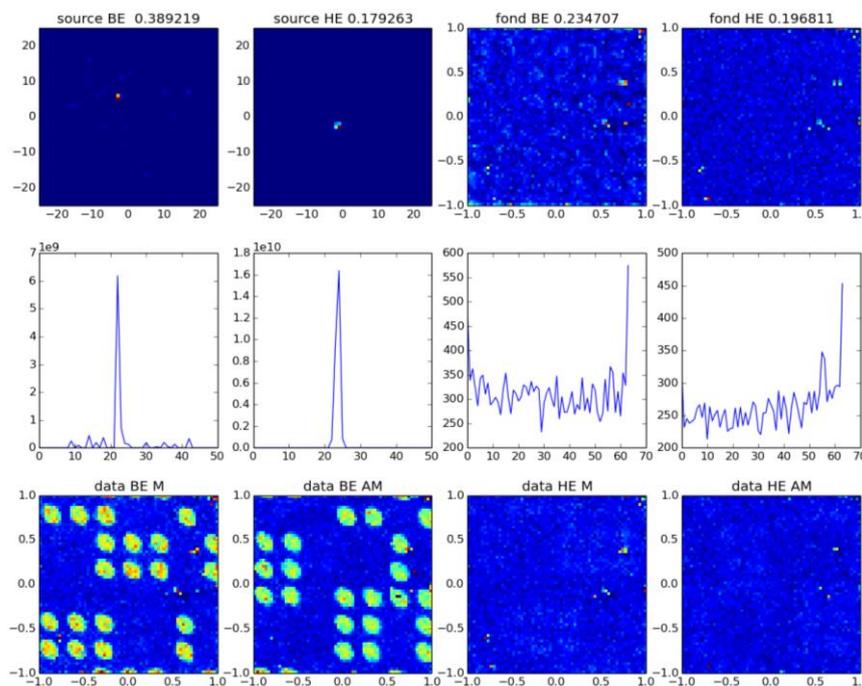


Figure 3-47 : Utilisation d'un projecteur de type MAM2IE intégré à un algorithme MAPEM (1500 itérations). La première ligne présente les images reconstruites respectivement sur les fenêtres de l' ^{241}Am , du ^{137}Cs , du bruit ^{241}Am et du bruit ^{137}Cs . La deuxième ligne expose le profil des voxels sur la ligne où la valeur de dépôt la plus importante est relevée. La troisième ligne donne les images brutes de la matrice de détection.

2.6. Bilan sur l'utilisation des algorithmes de type espérance-maximisation

Après le fenêtrage en énergie des données, la deuxième approche que nous avons testée pour l'intégration de l'information spectrométrique dans le traitement des données est basée sur l'utilisation d'algorithmes de type espérance-maximisation (EM). Ces algorithmes

sont particulièrement adaptés pour la résolution de problèmes inverses comme celui qui nous est posé. Parmi les avantages des algorithmes EM comparativement aux algorithmes de déconvolution traditionnellement utilisés, on peut citer la prise en compte de la distribution statistique du comptage et des caractéristiques du détecteur, ainsi que la disparition des artefacts de reconstruction apparaissant lorsque les sources radioactives sont situées dans le champ de vue partiellement codé. Les algorithmes EM permettent enfin une amélioration de la résolution angulaire. L'essentiel de nos tests a été réalisé avec des algorithmes EM du maximum de vraisemblance (MLEM). Néanmoins, un algorithme du maximum *a posteriori* (MAPEM) a également été mis en œuvre.

Le paramètre principal des algorithmes EM est le projecteur, qui joue le rôle d'une base de données contenant la réponse du système de détection à toutes les configurations expérimentales possibles (c'est-à-dire à toutes les positions pouvant être prises par les sources radioactives). Nous avons mis en place des projecteurs avec des niveaux de complexification successifs : prise en compte de la procédure masque/anti-masque, découpage en bandes d'énergie, etc. Notre étude sur données simulées puis expérimentales a montré l'apport de chacune de ces étapes de complexification. Nous avons montré la capacité des algorithmes MLEM et MAPEM à discriminer des sources d' ^{241}Am et de ^{137}Cs de manière satisfaisante en termes de rapport signal sur bruit respectivement avec des projecteurs de type MAMIE et MAMPIE.

CHAPITRE 4 : VERS DE NOUVELLES CAMERAS GAMMA DE TROISIEME GENERATION

Dans le chapitre précédent, nous nous sommes intéressés à la mise en œuvre d'un spectro-imageur à partir de GAMPIX et avons prouvé la faisabilité d'un tel système. Les principales limitations identifiées en termes de séparation des radionucléides sont dues à la résolution en énergie limitée de Timepix. C'est pourquoi son remplacement par un autre détecteur offrant de meilleures performances spectrométriques permettrait d'envisager la séparation de radionucléides très proches en énergie tels que le ^{134}Cs et le ^{137}Cs . Deux systèmes ont été étudiés dans le cadre de ces travaux de thèse. Le détecteur Medipix3, développé par le CERN, sera l'objet de la première partie, et le détecteur Caliste HD, conçu par le Service d'Astrophysique (SaP) de l'Institut de Recherche sur les Lois Fondamentales de l'Univers (IRFU) du CEA, celui de la seconde partie.

1. Etude des performances du détecteur Medipix3

La puce Medipix3 est développée depuis 2005 au CERN, dans le cadre de la collaboration éponyme, et répond à trois motivations principales (CERN_2) :

- la mise en place d'un mode d'imagerie en couleur,
- la limitation du temps mort,
- la prise en compte *hardware* du dépôt de charge dans des *clusters* de pixels.

Ce dernier point se révèle être le plus intéressant pour notre thématique de recherche. En effet, aux énergies rencontrées dans nos applications d'imagerie gamma (60 keV – 1,25 MeV), la diffusion des charges dans le substrat semi-conducteur au cours de leur migration vers l'électrode collectrice entraîne dans la majorité des cas un dépôt réparti entre plusieurs pixels voisins. Avec nos réglages de la puce Timepix et une tension de polarisation de -300 V, la taille moyenne des *clusters* est ainsi de l'ordre de trois pixels pour une énergie de 60 keV. La répartition du dépôt entre plusieurs pixels entraîne des pertes. En effet, les impulsions générées dans un pixel ne sont pas prises en compte si leur amplitude est inférieure au seuil de détection associé au pixel. D'autre part, seule la fraction des impulsions située au-dessus du seuil est prise en compte par le mode ToT (puisque c'est le temps passé au-dessus du seuil qui est mesuré comme expliqué dans le chapitre 2 (1.3)). Il résulte de cela une dégradation de la résolution en énergie.

Après une présentation de la puce Medipix3 mettant en évidence les différences structurelles et de fonctionnement avec la puce Timepix actuellement intégrée à GAMPIX (1.1), nous traiterons en détail du mode de sommation de charge destiné à la prise en compte *hardware* des *clusters* (1.2). Medipix3 ne disposant pas de mode ToT, la section 1.3 sera dédiée à la méthode que nous utiliserons pour la construction de spectres. Enfin, les résultats de l'étude des performances spectrométriques de Medipix3 seront exposés dans la section 1.4. La pertinence de l'intégration de Medipix3 à un système d'imagerie de troisième génération sera enfin discutée dans la dernière section (1.5).

1.1. Présentation

La puce de lecture Medipix3 possède des dimensions très proches de celles de la puce Timepix (17,3 mm × 14,1 mm contre 16,1 mm × 14,1 mm) (BALLABRIGA & al., 2009; BALLABRIGA, 2011; BALLABRIGA & al., 2013). Elle est constituée de huit couches métalliques réalisées dans une technologie CMOS 0,13 μm (Timepix contient quant à elle six couches de 0,25 μm d'épaisseur). Le développement de nouvelles fonctionnalités dont nous traiterons par la suite porte le nombre de transistors unitaires par pixel de 550 pour Timepix à 1600 pour Medipix3.

Les principales innovations de Medipix3 prennent place sur la surface active, qui est une matrice constituée de 256×256 pixels de 55 μm de côté. La puce propose trois modes d'acquisition :

- En **Single Pixel Mode** (SPM), chaque pixel travaille de manière indépendante. C'est le mode de fonctionnement utilisé par la puce Timepix et les précédentes générations de puces Medipix.
- En **Charge Summing Mode** (CSM), en revanche, la charge contenue dans chaque *cluster* de quatre pixels est sommée puis attribuée au pixel ayant enregistré le plus d'évènements. Ceci permet de maintenir une résolution spatiale de 55 μm tout en réduisant la distorsion spectrale induite par la diffusion de charge.
- En **Colour Mode** (CM), les pixels sont groupés par quatre et seul un pixel sur les quatre est relié au substrat de détection. Le nouveau pas de pixellisation est alors de 110 μm , ce qui permet d'obtenir huit seuils par pixel (puisque deux discriminateurs équipent chaque pixel). Les images en couleur répondant à la première motivation indiquée au début du chapitre (1) sont obtenues en affectant une couleur à chaque intervalle de seuil. Le mode *Colour* peut également être utilisé en mode *Charge Summing* et le groupement de quatre pixels possède alors une dimension de 220 $\mu\text{m} \times 220 \mu\text{m}$.

A l'instar de la puce Timepix, chaque pixel de la puce Medipix3 intègre une chaîne complète de traitement du signal et de comptage contenant une partie analogique et une partie numérique (figure 4-1) :

- La charge collectée dans un pixel est d'abord intégrée par un **préamplificateur de charge** basé sur l'architecture de Krummenacher permettant la prise en compte des charges positives et négatives. Quatre gains de conversion sont laissés au choix de l'utilisateur : les gains élevés (*super high gain mode* et *high gain mode*) permettent de minimiser le bruit au détriment de la linéarité, à l'inverse des gains faibles (*super low gain mode* et *low gain mode*). Une entrée test permet l'injection d'une charge générée au moyen d'un condensateur (C_{TEST} sur le schéma) au niveau de chaque préamplificateur afin de tester les différents modes de fonctionnement du système.
- Le deuxième étage de la chaîne de traitement est un **amplificateur de mise en forme** semi-gaussien du premier ordre qui remplit plusieurs fonctions. Il fait office de transconductance et assure donc la conversion du signal de tension issu d'un préamplificateur en signaux de courant qui seront plus aisés à sommer dans le cadre du

CSM. Huit signaux de courant identiques sont générés à partir d'un signal de tension. L'amplificateur agit également comme un filtre de bruit. Il réalise enfin un couplage AC entre le préamplificateur et le reste du circuit qui rend le système moins sensible aux variations de comportement entre les différents préamplificateurs (élimination de l'*offset* induit par les variations entre les caractéristiques des transistors).

- La chaîne de traitement se poursuit avec deux **discriminateurs** disposant chacun d'un DAC 4 bits destiné à réduire la dispersion des valeurs de seuil entre les pixels. Ils sont suivis d'une **logique de contrôle** et d'un **circuit d'arbitrage** qui sont inhibés dans le cas d'un fonctionnement en SPM. La chaîne se termine enfin par deux **compteurs** de profondeur 12 bits pour le stockage des données. Ces compteurs possèdent plusieurs modes de fonctionnement. En mode séquentiel, les sorties des deux discriminateurs d'un pixel incrémentent un compteur différent et il est ainsi possible de fixer deux seuils par pixel. Les phases d'écriture puis de lecture dans les compteurs s'effectuent de manière successive. Dans le cas où l'on fixe un unique seuil par pixel, la profondeur des deux compteurs fonctionnant ensemble atteint 24 bits. Les phases d'écriture et de lecture sont également successives en mode semi-séquentiel, mais la durée de ces phases est variable. Enfin, le seuil est le même pour les deux discriminateurs en mode continu, et l'un des compteurs reproduit la sortie d'un discriminateur pendant que l'autre est lu. Ce dernier mode répond à la problématique du temps mort qui était l'un des enjeux du développement de Medipix3 (1). L'utilisation qui est faite des derniers éléments de la chaîne de traitement est très dépendante du mode de fonctionnement retenu (SPM, CSM, CM), comme nous le verrons dans la section 1.2 dédiée au mode de sommation de charge.

Les chaînes de traitement du signal et de comptage sont configurées au moyen de treize bits permettant notamment l'ajustement des seuils ou le masquage du pixel.

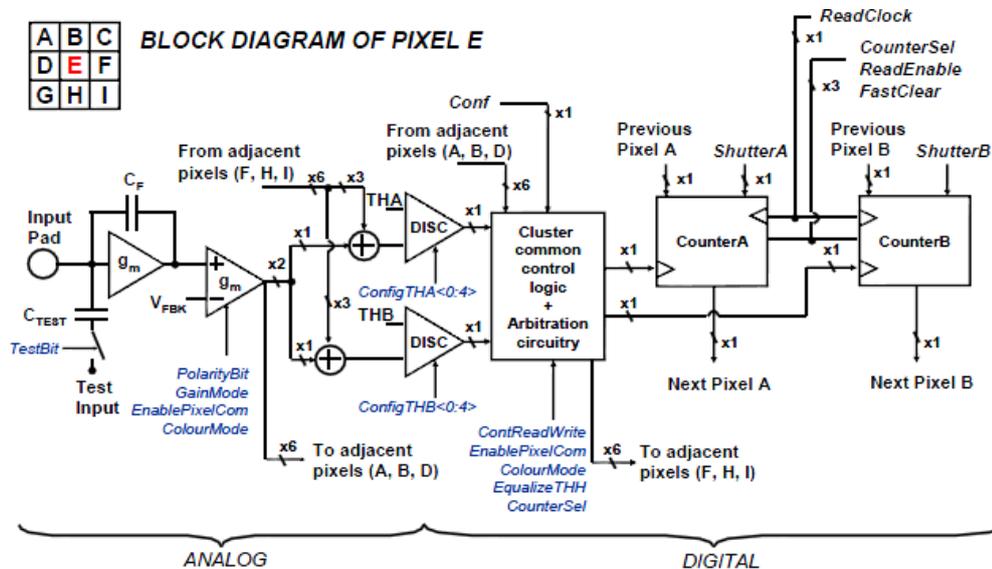


Figure 4-1 : Chaîne de traitement associée à un pixel de la puce Medipix 3 (BALLABRIGA & al., 2011).

Comme avec la puce de lecture Timepix, la liaison entre Medipix3 et le PC d'acquisition est assurée par l'interface USB Medipix2 développée par l'université de Prague

(VYKYDAL & al., 2006). Une carte d'interface supplémentaire doit néanmoins être rajoutée, afin d'assurer la liaison entre la carte Medipix 3 et le boîtier USB (figure 4-2). Le pilotage de la puce et l'acquisition des données sont réalisés grâce au même logiciel Pixelman développé par l'université de Prague et déjà utilisé avec Timepix (TURECEK & al., 2011).

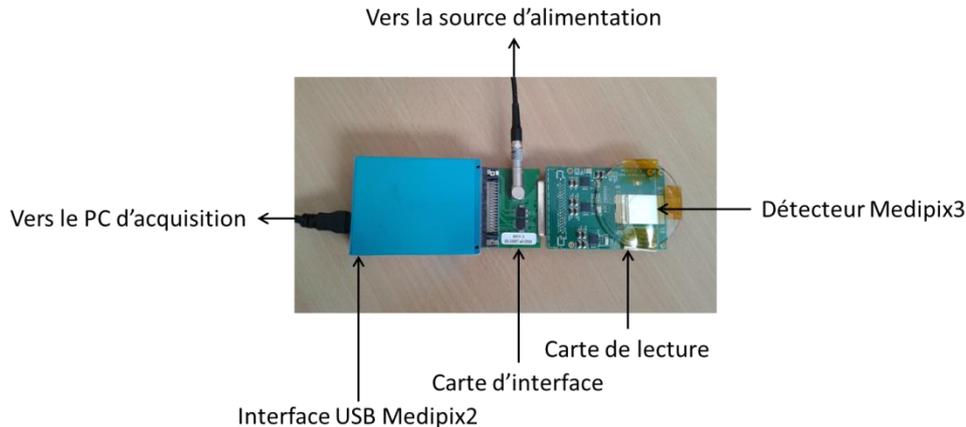


Figure 4-2 : Interfaçage d'une puce de lecture Medipix3 .

1.2. Mode de sommation de charge

La figure 4-3 illustre le fonctionnement du mode de sommation de charge avec l'exemple d'un dépôt de charge réparti entre quatre pixels (figure 4-3.a). On suppose que les pixels situés au-delà des limites de la figure n'ont pas enregistré de dépôt d'énergie et sont donc de valeur nulle. Les pixels sont désignés par des lettres figurant en gris. L'affectation du coup au pixel associé au nœud de sommation ayant enregistré le dépôt de charge le plus important requiert trois étapes successives :

- La première est une étape de **sommation** visant à reconstruire la charge totale par groupes de quatre pixels. La somme des signaux en provenance des quatre pixels constitutifs d'un groupe est réalisée dans un nœud de sommation qui est situé à proximité du centre de chaque groupe puisqu'il est localisé dans l'angle supérieur gauche du pixel situé en bas à droite. Le nœud de sommation situé dans le pixel E se rapporte ainsi au groupe constitué des quatre pixels A, B, D et E. C'est pourquoi des copies des signaux venant des pixels A, B et D sont transmises au pixel E comme cela est indiqué sur la figure 4-1. La transmission des signaux se fait en sortie des amplificateurs de mise en forme. Le signal issu du pixel E constitue par ailleurs un des termes des sommes effectuées par les nœuds des pixels F, H et I et une copie en est donc transmise à ces trois pixels. Les nœuds de sommation sont matérialisés par des carrés bleu foncé sur la figure 4-3.b.
- La deuxième étape vise à **identifier** le pixel associé au nœud de sommation dont la valeur est la plus importante. Le signal contenu dans le nœud de sommation attaché à un pixel est confronté aux signaux provenant des huit nœuds voisins et la logique d'arbitrage attachée au pixel détermine si le signal le plus important est contenu dans son nœud de sommation. Sur la figure 4-3.c, les arbitres horizontaux et verticaux sont respectivement matérialisés par des flèches vertes et bleues. Toutes les flèches pointent vers le nœud contenant le

signal le plus important (12 dans le cas présenté ici). Les nœuds voisins de celui-ci sont mis à 0, tandis que l'un des deux compteurs du pixel auquel correspond le nœud de sommation (*CounterA* sur la figure 4-1) est incrémenté de 1.

- La troisième étape consiste en l'**incrément** potentielle du pixel associé au nœud de sommation possédant la valeur la plus importante. Le deuxième compteur associé à ce pixel (*CounterB* sur la figure 4-1) est en effet incrémenté de 1 à la condition que la charge reconstruite dans au moins l'un des quatre nœuds de sommation voisins soit supérieure au seuil TH1 dont la valeur est laissée au choix de l'opérateur. C'est la logique de synchronisation du pixel qui permet l'affectation potentielle du coup au pixel. Dans le cas de la figure 4-3, le coup est ainsi affecté au pixel E si le seuil TH1 est inférieur à 12 (cas illustré par la figure 4-3.d). Dans le cas contraire, le coup n'est pas attribué. Puisqu'un seul pixel est susceptible d'emporter la totalité du dépôt, on parle de principe *Winner-Takes-All* (WTA).

La complexification de l'électronique, en particulier pour la sommation des signaux, présente l'inconvénient d'augmenter le bruit d'un facteur deux par rapport à un système où les pixels travaillent indépendamment les uns des autres (puce de type Timepix). Nous espérons toutefois que cet effet sera contrebalancé par le gain en résolution en énergie apporté par la limitation des effets liés à la fluorescence lorsque le libre parcours moyen des photons de fluorescence est de l'ordre du pas de pixellisation (ce qui est bien le cas nous concernant, comme montré dans le chapitre 2 (1.1.1)).

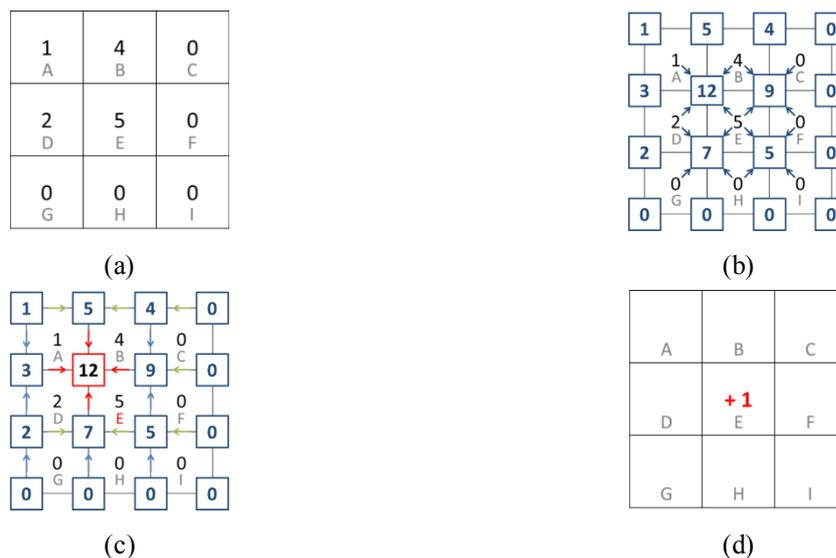


Figure 4-3 : Etapes successives du processus de sommation de charge dans la puce Medipix3. Les pixels sont désignés par des lettres figurant en gris. (a) Point de départ : dépôt de charge réparti entre plusieurs pixels. (b) Première étape : sommation de charge par groupes de quatre pixels. (c) Deuxième étape : identification du nœud de sommation ayant reçu le dépôt de charge le plus important. (d) Troisième étape : incrément

1.3. Constitution d'un spectre

Pour tracer un spectre avec la puce de lecture Medipix3, qui n'intègre pas de mode ToT, il faut avoir recours au balayage du seuil (THL) : pour chaque valeur de seuil, on relève le nombre de pixels éclairés, c'est-à-dire générant une impulsion dont la hauteur dépasse le seuil. La figure 4-4 présente les courbes obtenues avec une source d' ^{241}Am en *Single Pixel Mode* (SPM) et en *Charge Summing Mode* (CSM).

En SPM, les pixels sont considérés indépendamment les uns des autres. A 60 keV et pour un pas de pixellisation du détecteur de 55 μm , les dépôts d'énergie s'effectuent déjà pour la plupart dans des *clusters* de pixels et les dépôts dans les pixels constitutifs des *clusters* se répartissent avec des probabilités semblables entre 0 et 60 keV. Ceci explique la décroissance presque linéaire de la courbe de balayage.

L'allure de la courbe obtenue en CSM est commentée sur la figure 4-5 et l'analyse est généralisable à n'importe quelle source monoénergétique. En-deçà d'une certaine valeur du DAC THL, le seuil est inférieur à l'amplitude des impulsions générées par tous les pixels, même si elles ne sont dues qu'au bruit. Ceci est visible sur le premier schéma placé sous la figure 4-5, sur lequel les impulsions dues au bruit et au dépôt de charge total sont respectivement représentées en vert clair et foncé. A partir d'une certaine valeur (environ 25 sur l'exemple présenté sur la figure 4-5), seuls les pixels ou les *clusters* de pixels éclairés par les photons en provenance de la source génèrent des impulsions dépassant le seuil. Aux fluctuations statistiques près, le nombre de ces pixels ou de ces *clusters* est toujours le même jusqu'à ce que le seuil dépasse la hauteur des impulsions induites par la source de photons (environ 95 sur l'exemple). Il n'y a alors plus de coups. Avec une source émettant des photons gamma à plusieurs énergies, nous observerions une succession de plateaux suivis de décroissances à l'emplacement des pics d'absorption totale.

Les spectres sont obtenus par dérivation des courbes de balayage et sont appelés pour cette raison spectres par différenciation. La figure 4-6 présente les spectres de fluorescence du molybdène obtenus en SPM et en CSM. L'examen de l'allure des courbes de balayage explique la forme des spectres. En SPM, la courbe de balayage est une droite d'équation $a \cdot x$ (où x représente ici le seuil) dont la dérivée est un plateau d'amplitude a , tandis qu'en CSM, la courbe présente un plateau d'amplitude b dont la dérivée est nulle.

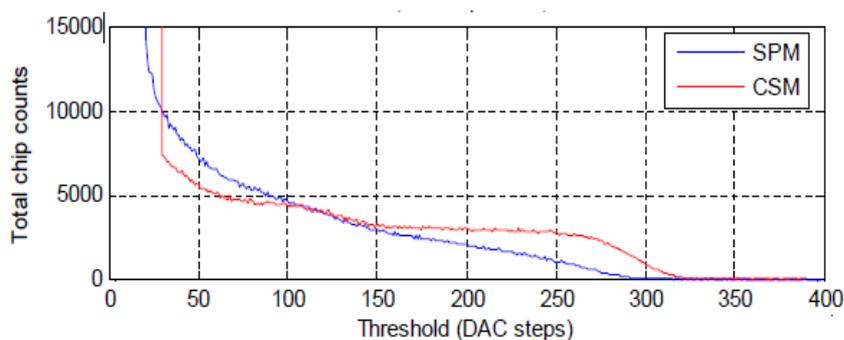


Figure 4-4 : Courbes de balayage obtenues avec une source d' ^{241}Am (59,5 keV) avec une puce Medipix3 en *Single Pixel Mode* (en bleu) et en *Charge Summing Mode* (en rouge) (LLOPART & al., 2009).

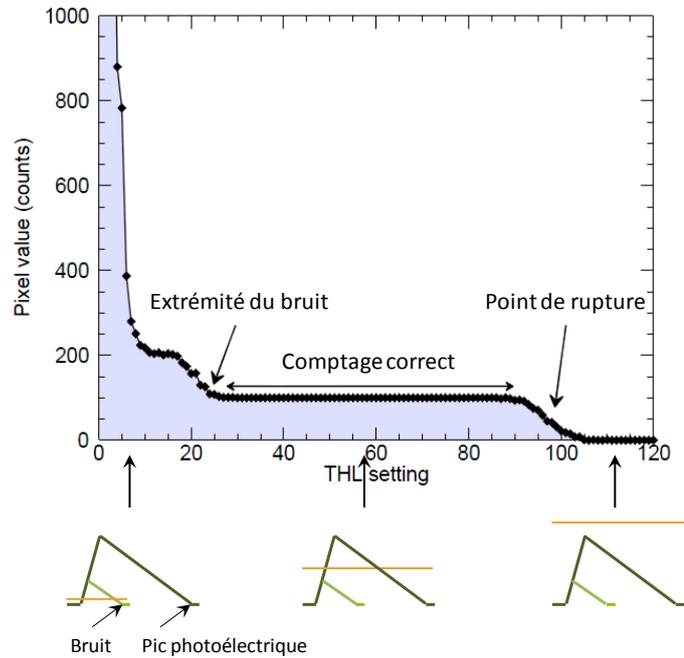


Figure 4-5 : Exemple de courbe de balayage obtenue avec une puce Medipix3 en *Charge Summing Mode* (DOBBELAERE, 2011).

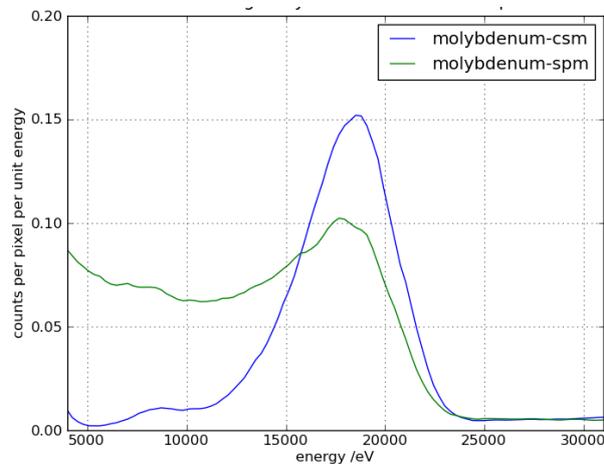


Figure 4-6 : Spectres de fluorescence du molybdène en modes SPM et CSM (RONALDSON & al., 2011).

Le balayage des valeurs de seuil est une procédure beaucoup plus longue qu'une acquisition en mode ToT. Pour se ramener à des conditions d'acquisition équivalentes il faut en effet réaliser pour chaque valeur de seuil une acquisition de la durée de l'acquisition totale en mode ToT. Une acquisition de 60 s réalisée en mode ToT prendra donc par exemple plus de 6 h 30 dans le cas du balayage des valeurs de THL entre 0 et 400 qui est nécessaire au tracé d'un spectre d' ^{241}Am (l'inflexion de la courbe en S se situant entre 250 et 300 THL (figure 4-4)).

1.4. Etude des performances

Le cahier des charges pour un spectro-imageur de troisième génération nous a fourni les points à étudier afin de déterminer la pertinence de l'intégration de Medipix3 à un tel

système. En premier lieu, nous avons étudié les performances spectrométriques de la puce, et en particulier l'apport du mode CSM (1.4.1). Nous nous sommes ensuite intéressés à la gamme d'énergie couverte par Medipix3, qui doit être aussi large que celle traitée par GAMPIX (60 keV-1,33 MeV) (1.4.2). Les résultats présentés dans ces deux premières sections ont été obtenus au CERN, dans le cadre d'une campagne de mesures d'une semaine qui s'est déroulée en avril 2014. La puce testée est une puce Medipix3RX (qui diffère par certains aspects de configuration des versions antérieures Medipix3.0 et Medipix3.1 de puces de la famille Medipix3 (BALLABRIGA & LLOPART, 2012)) possédant un pas de pixellisation de 110 μm et hybridée à un substrat de CdTe d'1 mm d'épaisseur. Une étude annexe a été consacrée à la comparaison des spectres obtenus avec des substrats de Si et de CdTe. Les résultats obtenus au CERN avec un substrat de CdTe ont été comparés à ceux obtenus au LCAE avec une puce dont le pas de pixellisation est de 110 μm mais qui est hybridée à un substrat de 300 μm de silicium (1.4.3). Par ailleurs, une puce Medipix3RX possédant un pas de pixellisation de 110 μm hybridée à un substrat de 2 mm d'épaisseur de CdTe a été commandée par le laboratoire. Les délais nécessaires à sa fabrication ont néanmoins rendu difficile sa caractérisation pendant la durée de la thèse.

1.4.1. Résolution en énergie

La figure 4-7 présente les courbes en S et les spectres obtenus avec une source d' ^{241}Am lorsque les acquisitions sont réalisées en modes *Single Pixel* (SPM) puis *Charge Summing* (CSM). En SPM, il ne ressort pas distinctement de pics par différenciation de la courbe en S. En CSM, la différenciation de la courbe en S, qui présente deux plateaux successifs, fait en revanche apparaître les pics de fluorescence du CdTe et le pic d'absorption totale de ^{241}Am . Le rapport entre l'amplitude de ce pic et l'amplitude des pics de fluorescence est de cinq avec la puce Medipix3 contre deux avec une puce Timepix possédant les mêmes caractéristiques (110 μm /1 mm de CdTe) utilisée en mode ToT. Ceci montre l'efficacité de la reconstruction *hardware* des *clusters* par Medipix3RX. La résolution en énergie du pic d'absorption totale est par ailleurs de 10 % avec Medipix3 contre 19 % avec Timepix, ce qui constitue une amélioration de 53 %. L'apport du CSM à basse énergie par rapport au SPM de Medipix3 et au mode ToT de la puce Timepix est par conséquent indéniable.

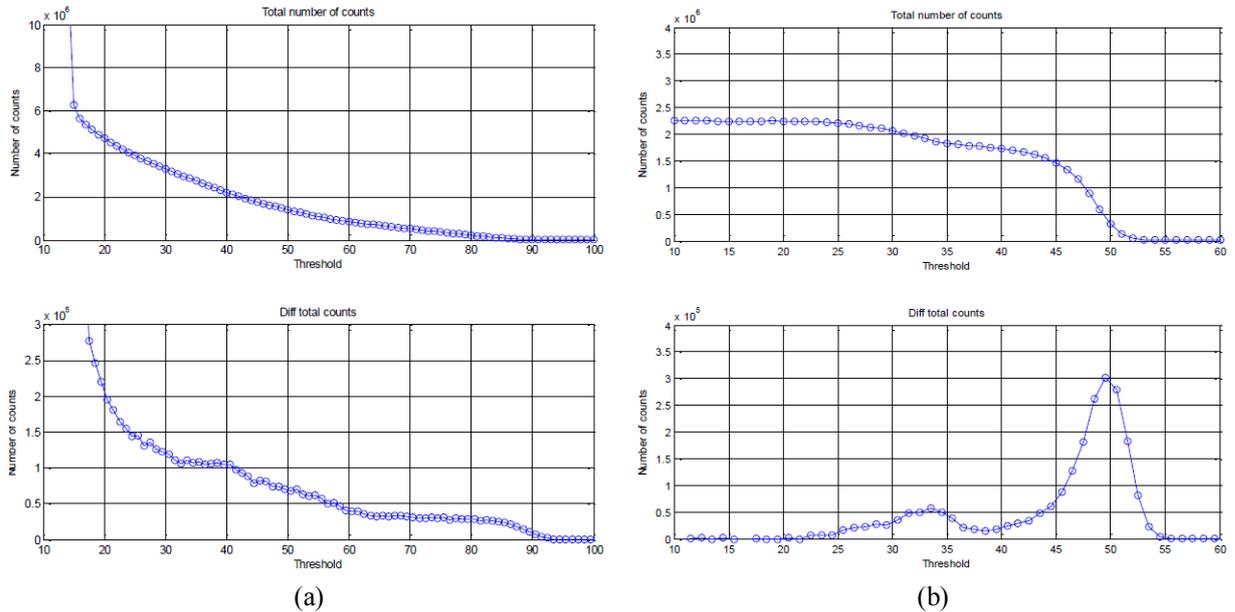


Figure 4-7 : Courbes en S (en haut) et spectres (en bas) d' ^{241}Am obtenus en (a) *Single Pixel Mode* et (b) *Charge Summing Mode* avec une puce Medipix3 110 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ de CdTe.

1.4.2. Gamme d'énergie couverte

Les spectres d' ^{241}Am de la figure 4-7 montrent la capacité de Medipix3 à fonctionner à basse énergie, conformément au cahier des charges de GAMPIX. Dans ce paragraphe, nous allons nous intéresser aux radionucléides émettant des rayonnements gamma à plus haute énergie. La figure 4-8.a présente ainsi les résultats obtenus avec une source de ^{57}Co , émetteur gamma à 122 keV, après une acquisition d'une heure environ. La faible statistique observée s'explique entre autres par la chute de l'efficacité du détecteur à 122 keV que montre la figure 1-24 (50 % environ). Une résolution en énergie de 60 % est calculée sur le pic d'absorption totale. N'ayant pas de source de ^{57}Co disponible au laboratoire, il ne nous a pas été possible de réaliser un test similaire avec Timepix. Néanmoins, il peut être mentionné qu'une résolution nettement inférieure à 60 % (et donc plus satisfaisante) avait été observée à plus haute énergie (10 % à 662 keV) avec la puce Timepix 110 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ de CdTe. La figure 4-8.b montre les résultats obtenus avec une source de ^{22}Na émettant des photons gamma à 511 keV. Aucun pic n'est discernable dans le spectre. Ces résultats confirment des mesures réalisées par le CERN montrant une saturation des préamplificateurs de charge au-delà de 120 keV. Cette saturation était déjà en partie responsable de la faible résolution en énergie à 122 keV.

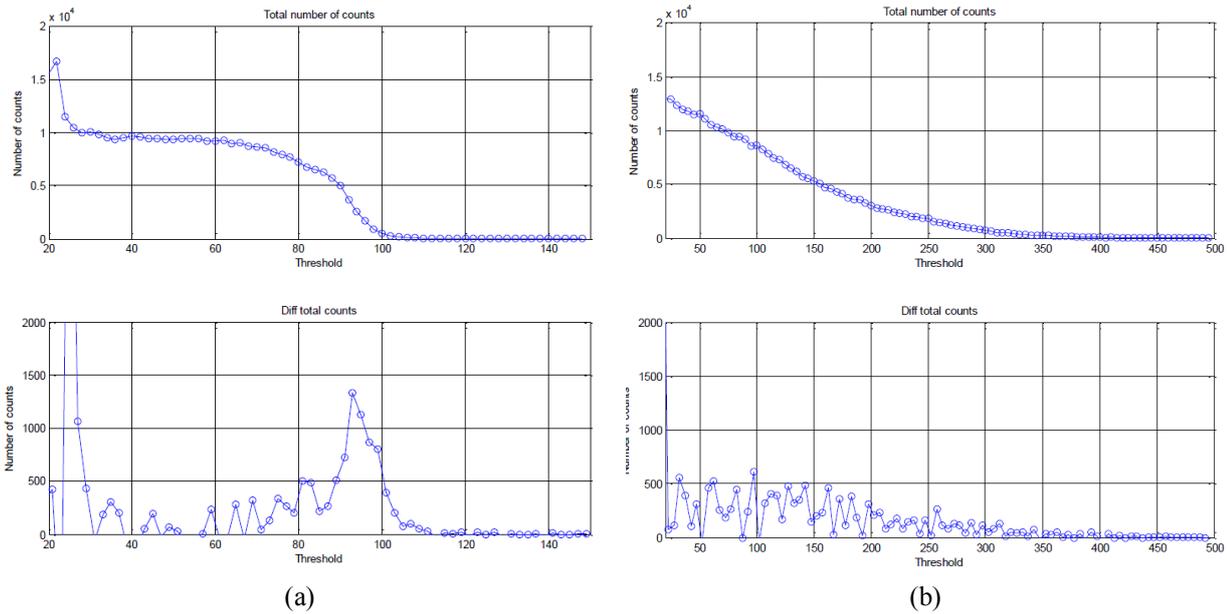


Figure 4-8 : Courbes en S (en haut) et spectres (en bas) de (a) ⁵⁷Co (122 keV) et de (b) ²²Na (511 keV) obtenus en *Charge Summing Mode* avec une puce Medipix3 110 μm/1 mm CdTe.

1.4.3. Comparaison des substrats de Si et de CdTe

Des difficultés d’approvisionnement ne nous ayant pas permis de réaliser la caractérisation d’une puce Medipix3 110 μm/2 mm de CdTe que nous avions initialement programmée, nous avons entrepris la comparaison des performances spectrométriques du CdTe (mesures réalisées au CERN) et du Si (mesures réalisées avec une puce 110 μm/300 μm prêtée par le CERN) sur des radioéléments couramment rencontrés dans nos applications d’imagerie. La figure 4-9 présente la courbe en S et le spectre d’une source d’²⁴¹Am. Par comparaison avec le spectre de la figure 4-7, nous constatons l’absence de pics de fluorescence et d’échappement. Ceci est dû à la très faible énergie des photons de fluorescence dans le Si (quelques eV). La figure 1-23 montrait par ailleurs la faible efficacité d’un détecteur de 300 μm de Si à 60 keV (quelques pourcents). La résolution en énergie mesurée sur le pic d’absorption totale est de 30 %, ce qui est inférieur aux performances observées lors de la campagne de mesures au CERN (10 %). Ceci peut s’expliquer en partie par un réglage non optimisé des paramètres de la puce de lecture.

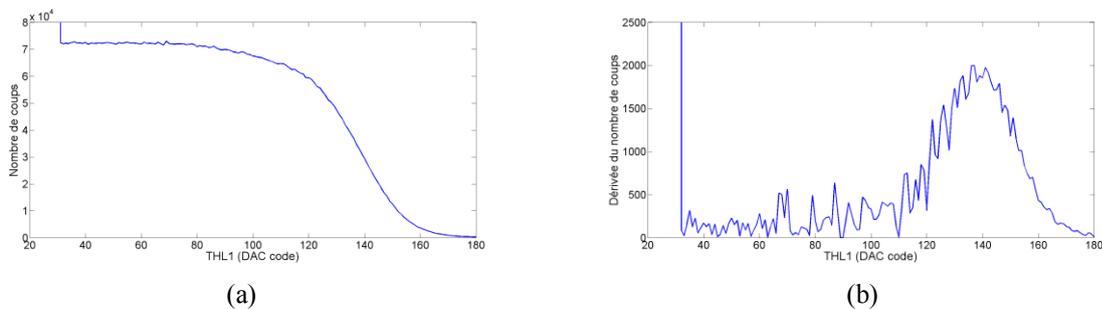


Figure 4-9 : (a) Courbe en S et (b) spectre d’²⁴¹Am obtenu en *Charge Summing Mode* avec une puce Medipix3 110 μm/300 μm de Si.

Des simulations ont été réalisées en complément des mesures expérimentales afin de vérifier l'efficacité des détecteurs de Si et de CdTe sur toute la gamme d'énergie d'intérêt pour GAMPIX. Les détecteurs simulés sont de surface identique à Medipix3 (2 cm²) et possèdent respectivement des substrats de 300 µm de Si et de 1 mm de CdTe. Les résultats obtenus avec des sources d'²⁴¹Am et de ¹³⁷Cs sont présentés sur la figure 4-10. Les rapports d'efficacité observés entre les détecteurs de Si et de CdTe sont cohérents avec les valeurs de référence disponibles dans la littérature (figure 4-11).

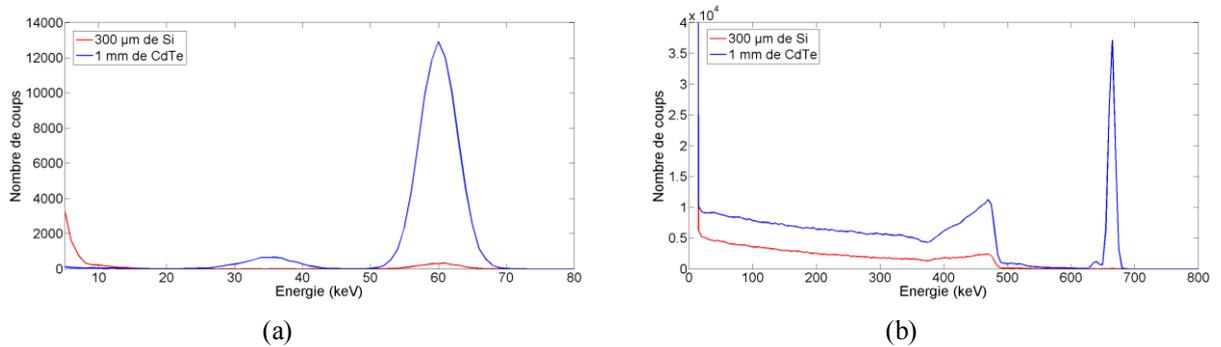


Figure 4-10 : Spectres simulés (a) d'²⁴¹Am et (b) de ¹³⁷Cs obtenus avec des détecteurs 300 µm de Si et 1 mm de CdTe.

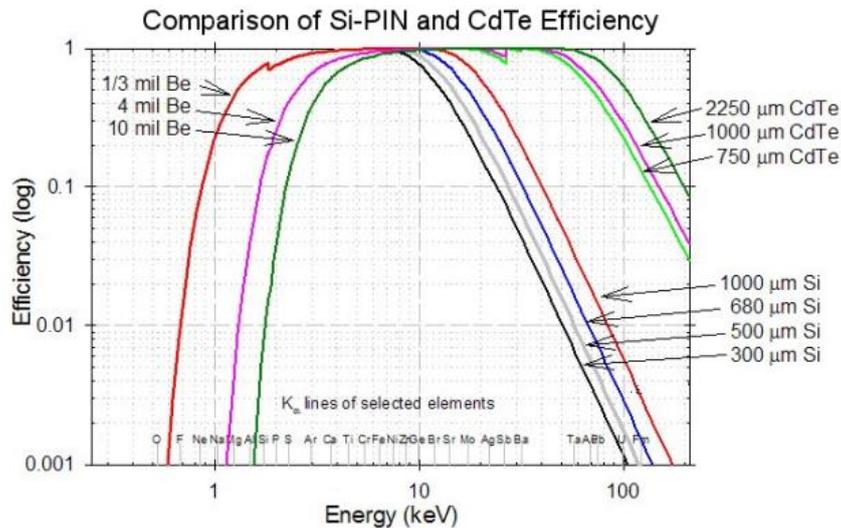


Figure 4-11 : Evolution de l'efficacité de détecteurs constitués de différentes épaisseurs de Si et de CdTe en fonction de l'énergie (AMPTEK).

1.5. Conclusion

Pour notre application de spectro-imagerie, Medipix3 présente l'avantage d'intégrer un mode de sommation de charge permettant une prise en compte *hardware* des dépôts de charge répartis entre plusieurs pixels. Ces dépôts partagés sont à l'origine d'une dégradation de la résolution en énergie avec la puce Timepix rendant plus difficile la séparation des différents radioéléments. Les essais réalisés dans le cadre de cette thèse avec Medipix3 ont montré une amélioration de la résolution en énergie à basse énergie.

D'un autre côté, deux limitations pour l'intégration de Medipix3 à un système d'imagerie de troisième génération ont été mises en évidence :

- L'absence de mode ToT ralentit considérablement le processus de constitution des spectres (jusqu'à plusieurs heures), ce qui est en contradiction avec le cahier des charges de GAMPIX prévoyant un fonctionnement en temps réel.
- La saturation des préamplificateurs de charge au-delà de 120 keV empêche la puce de lecture Medipix3 de faire de la spectrométrie au-delà de cette limite. Ceci constitue une forte limitation pour son intégration à un système de spectro-imagerie destiné à couvrir une gamme d'énergie allant jusqu'à 1,25 MeV.

2. Etude des performances du détecteur Caliste HD

Le deuxième détecteur dont l'intégration à un système de spectro-imagerie de troisième génération est envisagée est le module Caliste HD (2.2). Ce détecteur est développé au CEA IRFU et est initialement destiné à la détection des rayonnements X et gamma pour l'astronomie. La mise en œuvre et le test d'un prototype de caméra gamma sont réalisés dans le cadre du projet ANR/RSNR ORIGAMIX (2.1). Les performances spectrométriques de Caliste HD sont d'abord évaluées (2.3), avant conception (2.4) puis test (2.5 et 2.6) du prototype. La pertinence de l'intégration de Caliste HD à un système de troisième génération est enfin discutée (2.7).

2.1. Projet ORIGAMIX

Le projet ORIGAMIX a été soumis dans le cadre de l'appel à projets RSNR (Recherche en matière de Sécurité Nucléaire et de Radioprotection) 2012. ORIGAMIX est l'acronyme de « l'ocalisation de la Radioactivité par Imageurs GAMMA pIXellisés ». Six institutions de recherche (DRT/LIST/LCAE, DRT/LIST/LNHB, DEN et DSM\IRF du CEA, GIE INTRA et IRSN) et deux entreprises (CANBERRA France et 3D PLUS) participent au projet, qui s'articule autour de deux axes :

- Le premier est dédié à l'optimisation de la caméra gamma GAMPIX par l'ajout de nouvelles fonctionnalités : spectrométrie, localisation 3D, fonctionnement sur batterie, géolocalisation. Les travaux relatifs à la spectrométrie s'appuieront sur ceux présentés dans le chapitre 3 de cette thèse, qui ont montré que la résolution en énergie du détecteur Timepix intégré à GAMPIX permettait une catégorisation des éléments radioactifs détectés par gamme d'énergie.
- Le second axe a pour objectif de développer un prototype de caméra gamma permettant cette fois d'atteindre une spectrométrie fine pour séparer des raies proches en énergie, de type $^{134}\text{Cs}/^{137}\text{Cs}$. Le détecteur envisagé pour cela est le détecteur Caliste HD de l'IRFU qui offre d'excellentes performances spectrométriques. Par ailleurs, la possibilité de combiner un imageur à masque codé et un imageur de type Compton au sein d'un unique système sera également étudiée. Ces deux systèmes sont complémentaires : les performances optimales de l'imageur à masque codé sont obtenues à basse énergie, tandis

que l'imageur Compton offre de meilleures performances à haute énergie. L'imageur Compton pourrait par ailleurs contribuer à augmenter le champ de vue et à obtenir une localisation 3D de la source radioactive.

2.2. Module Caliste HD

Le module Caliste HD est constitué de l'assemblage d'un détecteur en CdTe de 16×16 pixels couvrant une surface d'environ 1 cm^2 (2.2.1), d'un bloc électronique comprenant huit ASICs IDeF-X HD contenant chacun trente-deux chaînes de traitement et disposés perpendiculairement à la surface de détection (2.2.2), d'un système de multiplexage permettant de limiter le nombre d'entrées et de sorties à seize, et d'une interface électronique possédant seize voies de communication (figure 4-12). La hauteur du module est de 17,5 mm et sa masse de six grammes. L'une des caractéristiques de CALISTE HD est son extrême modularité qui lui confère une grande robustesse, puisque la panne d'un module n'entraîne pas la panne de la totalité du système. Cette modularité se retrouve à l'échelle de l'instrument, qui est lui-même conçu pour être intégré à de larges plans de détection.

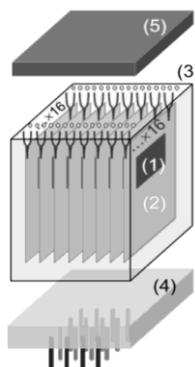


Figure 4-12 : Disposition des éléments dans le module CALISTE HD : les huit ASICs IDeF-X HD (1) sur leur substrat (2), les plots conducteurs permettant la connexion des ASICs au détecteur pixellisé (3), l'interface électronique (4) et le détecteur pixellisé en CdTe (5) (DUBOS, 2015).

2.2.1. Bloc détecteur

Le module de détection est un monocristal de CdTe comportant un contact quasi-ohmique⁶¹ de platine à la cathode et une anode segmentée en aluminium. Cette dernière est faite d'un contact Schottky bloquant, dont le travail de sortie de 4,2 eV reste inférieur à celui du CdTe (5,6 eV) et s'oppose donc au passage des porteurs majoritaires du cristal qui sont les trous. L'aluminium est recouvert d'une couche de titane, elle-même recouverte d'une couche d'or. L'or garantit un bon couplage entre le détecteur et l'électronique, tandis que le titane assure l'adhérence entre les deux métaux. Le bloc détecteur mesure 1 cm de côté et 1 mm d'épaisseur. La segmentation de l'anode se fait avec un pas de 625 μm . Les contacts métallisés formant les pixels sont des carrés de 525 μm de côté et sont donc séparés les uns des autres par des surfaces non métallisées de 100 μm de large, appelées zones inter-pixels.

⁶¹ Un contact ohmique est un contact métal-semi-conducteur avec une très faible résistance de contact.

Le module de détection contient donc finalement 256 pixels. Autour de l'anode se trouve un anneau de garde de $20\ \mu\text{m}$ de large, également séparé des pixels par un espace de $100\ \mu\text{m}$, destiné à limiter les courants de surface potentiellement induits par les bords du cristal et pouvant nuire à la qualité du signal.

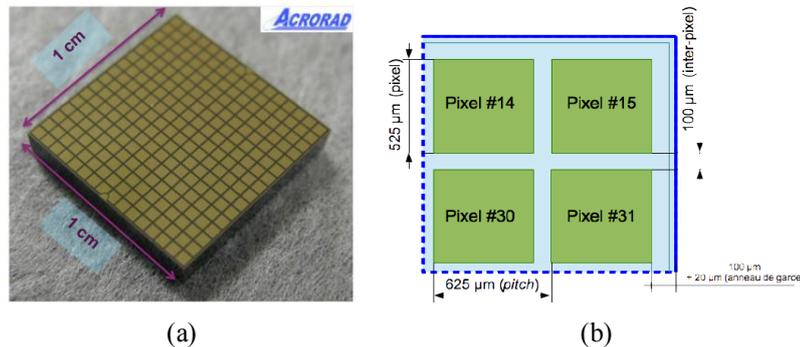


Figure 4-13 : (a) Photographie de l'anode segmentée du bloc détecteur de CALISTE HD. (b) Schéma du coin supérieur droit de CALISTE HD sur lequel on peut voir des contacts métallisés entourés de zones non métallisées, ainsi que l'anneau de garde entourant le détecteur.

2.2.2. Electronique frontale IDeF-X HD

Les ASICs IDeF-X (*Imaging Detector Front-end for X-rays*) sont développés au CEA/IRFU (GEVIN & al., 2012). Ils sont intégrés au module CALISTE HD dans leur version HD (*High Dynamic*) et sont réalisés dans une technologie CMOS $0,35\ \mu\text{m}$. Chaque ASIC IDeF-X contient trente-deux chaînes spectroscopiques à une dimension juxtaposées. Chaque pixel du détecteur dispose ainsi de sa propre chaîne de traitement.

Chaque chaîne de traitement contient un préamplificateur de charge, suivi d'un amplificateur et d'un filtre pôle-zéro. Ces étages sont suivis par un système de stabilisation de la ligne de base et un détecteur de pics permettant de mesurer l'amplitude du signal mis en forme, qui est directement proportionnelle à l'énergie déposée dans le pixel, et de stocker sa valeur avant extraction. Le signal à la sortie du filtre est injecté en parallèle dans un comparateur qui le compare à un niveau de référence. Si ce dernier est dépassé, un *trigger* commun aux trente-deux chaînes de l'ASIC est généré. Une carte d'interface placée à l'extérieur du module détermine les voies qui ont été touchées pendant la durée du *trigger* et les amplitudes stockées sont extraites. Avec ce principe, seules les voies dans lesquelles le signal dépasse le seuil fixé sont lues, ce qui permet de minimiser la taille des données numériques à traiter et donc le temps mort. Ce fonctionnement en auto-déclenchement diffère de celui des puces Timepix et Medipix qui intègrent périodiquement des *frames* sur l'ensemble de la matrice. On se souvient que la solution mise en œuvre par Medipix3 pour réduire le temps mort consiste à utiliser deux compteurs accomplissant alternativement les fonctions d'écriture et de lecture. Un autre avantage de l'auto-déclenchement est de permettre la discrimination des événements simples (un seul pixel impacté) et des événements partagés (plusieurs pixels touchés). Pour les mêmes raisons que dans le cas de Timepix (pertes dans les zones inter-pixels, etc.), les événements partagés induisent une distorsion spectrale. Par ailleurs, le bruit électronique associé à un événement partagé est la somme quadratique du bruit provenant de chaque chaîne impliquée dans la mesure. Il est ainsi préférable de ne

retenir que les évènements simples dans le cas où l'on cherche à réaliser une spectrométrie fine sans considération de l'efficacité. Le traitement de tous les évènements est en revanche à privilégier lorsque le temps de mesure constitue une forte contrainte.

Les ASICs IDeF-X proposent quatre niveaux de gain programmables permettant de prendre en compte des dépôts d'énergie pouvant aller jusqu'à 1 MeV par pixel. Il est à noter que l'augmentation de la dynamique en énergie s'accompagne d'une légère augmentation du bruit électronique.

2.3. Etude des performances spectrométriques de Caliste HD

Deux campagnes de mesures d'une semaine chacune ont été réalisées au LCAE, qui dispose de sources radioactives réparties sur toute la gamme d'énergie d'intérêt pour le spectro-imageur étudié. Du fait de l'étendue de cette gamme d'énergie, toutes les mesures sont réalisées avec le plus petit niveau de gain proposé par les ASICs IDeF-X. Dans cette section, nous traiterons d'abord de la calibration en énergie, qui est un préalable à l'étude des performances spectrométriques (2.3.1). Nous examinerons ensuite ces performances dans le cas où les pixels sont considérés de manière individuelle (2.3.2), puis dans le cas où les dépôts de charge simultanés dans plusieurs pixels sont sommés (2.3.3).

2.3.1. Calibration en énergie

La calibration en énergie du module de détection répond à un double objectif :

- Le premier est d'établir la **conversion** entre les valeurs en ADU (*Analog/Digital Units*) obtenues en sortie des ASICs et l'énergie déposée. Pour cela, une calibration sur le spectre résultant de la somme des 256 spectres élémentaires (un spectre par chaîne de traitement) pourrait être envisagée.
- Le second objectif est la **compensation** des petites variations de gain et d'*offset* existant entre les 256 chaînes de traitement, dues à de légères différences entre les caractéristiques des transistors qui les constituent. Ces variations induisent une distorsion du spectre total si elles ne sont pas prises en compte. Il est donc nécessaire de réaliser la calibration indépendante de toutes les voies de mesure.

Pour réaliser la calibration, des acquisitions sont successivement réalisées avec différentes sources radioactives émettant entre 30 et 662 keV. Une fonction linéaire est ensuite utilisée pour modéliser la réponse en énergie de chaque chaîne. Les valeurs de gain et d'*offset* déduites des modèles mis en place sont stockées dans une matrice de calibration qui est utilisée par la suite pour l'analyse des données.

Le gain moyen mesuré est de $51,47 \text{ eV} \cdot \text{ADU}^{-1}$ avec une déviation de $0,37 \text{ eV} \cdot \text{ADU}^{-1}$ sur l'ensemble de la matrice. Une mesure de la non-linéarité intégrale est par ailleurs réalisée sur une gamme d'énergie allant jusqu'à 662 keV. La valeur moyenne est de 0,81 % avec un maximum de 3 %, ce qui montre bien l'excellente linéarité de Caliste HD sur toute la dynamique d'intérêt.

2.3.2. Traitement individuel des pixels

La figure 4-14 présente les spectres obtenus avec les radionucléides testés au LCAE lorsque les pixels sont pris en compte de manière individuelle (pas de sommation de charge entre les différents pixels impactés simultanément). Pour chacun des radionucléides, le tableau 4-1 indique l'efficacité de détection attendue avec Caliste HD, la résolution en énergie mesurée sur le pic d'absorption totale, ainsi que le pourcentage d'événements partagés entre plusieurs pixels. Pour mémoire, la résolution en énergie obtenue avec Timepix avec une source d' ^{241}Am était de l'ordre de 20 %. L'examen de la figure et du tableau amènent à formuler plusieurs observations :

- Une décroissance progressive de l'efficacité de détection, qui s'explique par l'épaisseur de 1 mm du substrat de tellure de cadmium, est constatée (tableau 4-1). Il a été montré par ailleurs que la valeur de 50 % d'efficacité est atteinte pour une énergie de 143 keV.
- La prise en compte individuelle des pixels conduit à une prédominance de l'effet Compton. Le libre parcours moyen des photons de fluorescence du tellure et du cadmium étant en effet très inférieur au pas de pixellisation de 625 μm , c'est l'effet Compton qui est responsable de l'essentiel des dépôts de charge répartis entre plusieurs pixels.
- Le dépôt de charge maximum par pixel est limité à 850 keV environ. Au-delà de cette valeur, la sommation des dépôts répartis entre plusieurs pixels est indispensable.

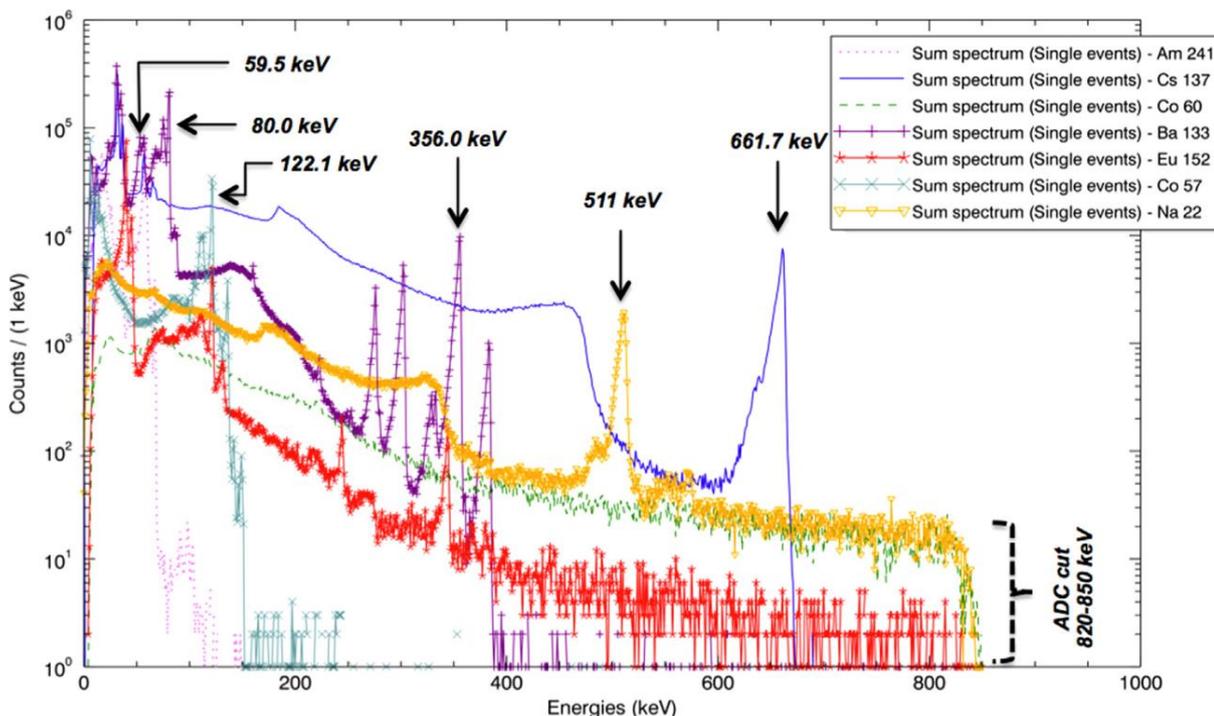


Figure 4-14 : Spectres obtenus avec Caliste HD dans le cas du traitement individuel des pixels (DUBOS & al., 2015).

Source	Energie (keV)	Efficacité (%)	FWHM (keV)	Résolution en énergie (%)	Evènements partagés (%)
²⁴¹ Am	60	97,87	0,80	1,3	31,04
¹³³ Ba	81	82,10	0,96	1,1	30,91
⁵⁷ Co	122	50,43	1,10	0,9	33,11
¹³³ Ba	356	7,63	2,18	0,6	55,33
²² Na	511	5,13	3,40	0,7	61,00
¹³⁷ Cs	662	4,35	3,33	0,5	61,57

Tableau 4-1 : Performances du détecteur Caliste HD pour la détection de radionucléides compris entre 60 keV et 662 keV dans le cas du traitement individuel des pixels (DUBOS & al., 2015).

2.3.3. Traitement conjoint des pixels éclairés simultanément

La figure 4-15 présente les spectres obtenus lorsque les dépôts de charge effectués simultanément dans plusieurs pixels sont sommés. Il apparaît que la dynamique en énergie, limitée à 850 keV dans le cas du traitement individuel des pixels, est ici étendue jusqu'à 1,4 MeV (énergie correspondant au pic d'absorption totale de l'¹⁵²Eu à 1408 keV). Il est par ailleurs important de noter que Caliste HD est à notre connaissance le seul détecteur capable de faire apparaître aussi distinctement les pics d'absorption totale du ⁶⁰Co avec une épaisseur seulement égale à 1 mm de CdTe. La limite basse de détection ne peut en revanche pas être appréciée sur les spectres présentés ici, sur lesquels il n'apparaît pas de pics en-deçà de 60 keV (les rayons X émis à 17 keV par l'²⁴¹Am sont arrêtés dans une capsule d'acier qui entoure la source). Des mesures complémentaires réalisées par l'équipe du CEA IRFU avec Caliste HD ont cependant montré que le seuil bas de détection est proche de 1,3 keV et que l'imagerie et la spectrométrie de photons de 2 keV peut être réalisée avec une efficacité de détection supérieure à 40 %.

Le tableau 4-2 donne les valeurs de résolution en énergie obtenues au-delà de 662 keV. On peut constater que dans le cas du ¹³⁷Cs, la résolution en énergie est dégradée par rapport au cas précédent où les pixels étaient traités de manière indépendante (tableau 4-1). La figure 4-16 explique l'origine de cette dégradation. Un décalage du centroïde du pic vers les faibles valeurs d'énergie est en effet constaté avec l'augmentation de la taille des *clusters*. Celui-ci est dû principalement aux pertes dans les zones inter-pixels et conduit logiquement à un élargissement du spectre somme. Un tel phénomène a déjà été observé avec Timepix (chapitre 1, 3.1).

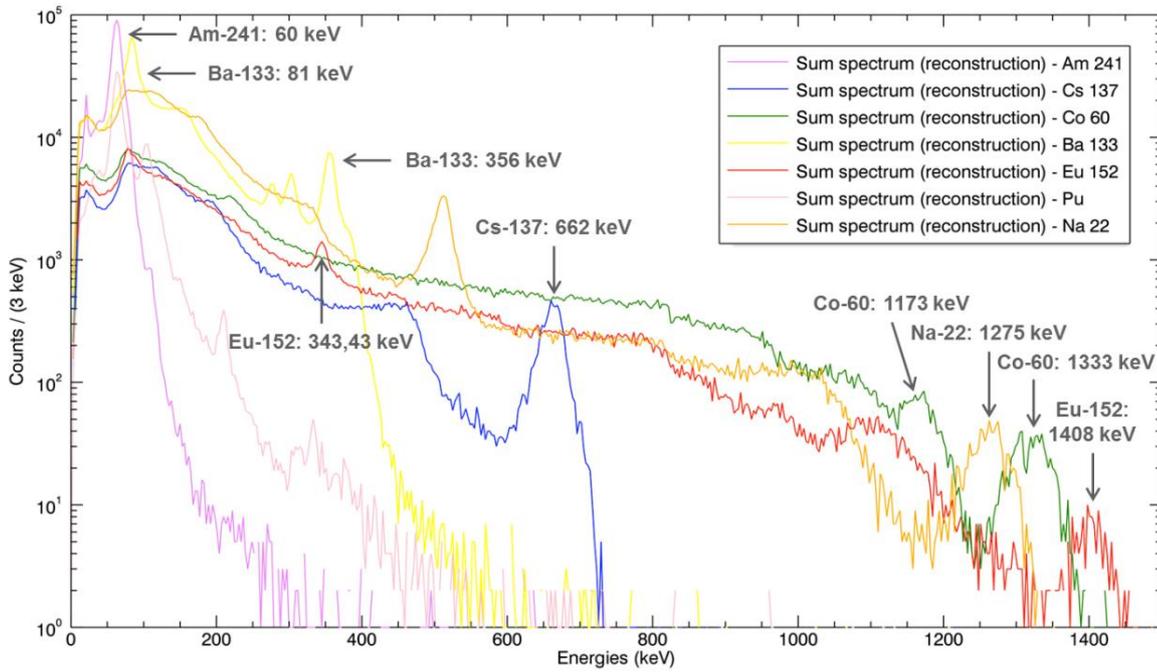


Figure 4-15 : Spectres obtenus avec Caliste HD dans le cas du traitement conjoint des dépôts simultanés dans plusieurs pixels (DUBOS & al., 2015).

Source	Energie (keV)	Efficacité (%)	FWHM (keV)	Résolution en énergie (%)
¹³⁷ Cs	662	4,35	13,94	2,11
²² Na	1275	58,09	4,56	2,88
⁶⁰ Co	1333	59,95	4,50	2,82
¹⁵² Eu	1408	52,08	3,70	2,74

Tableau 4-2 : Performances du détecteur Caliste HD pour la détection de radionucléides compris entre 662 keV et 1408 keV dans le cas du traitement conjoint des pixels éclairés simultanément (DUBOS & al., 2015).

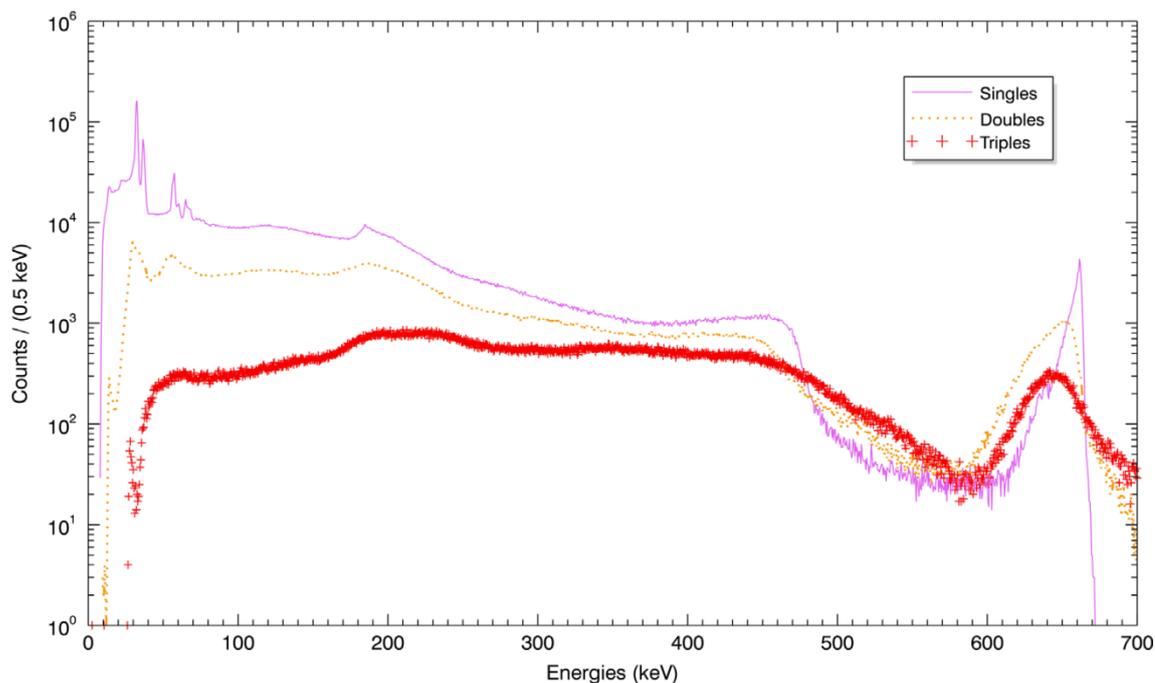


Figure 4-16 : Spectres de ^{137}Cs obtenus avec Caliste HD en prenant en compte les dépôts survenus dans un seul pixel, puis partagés entre deux ou trois pixels (DUBOS & al., 2015).

2.4. Dispositif de spectro-imagerie

Le prototype de spectro-imageur mis en œuvre est présenté sur la figure 4-17. Le détecteur Caliste HD est confiné dans une enceinte. Celle-ci est fermée du côté où s'effectuent les mesures à l'aide d'une fenêtre en béryllium de 500 μm d'épaisseur. Un vide statique de 10^{-5} mbar est réalisé dans l'enceinte avec une pompe externe. Un système de refroidissement par effet Peltier maintient le détecteur à une température proche de 0°C . Un dissipateur thermique sert à l'évacuation des pertes provenant des éléments semi-conducteurs de puissance. Un masque codé MURA de rang 7 (trous circulaires de 900 μm de diamètre) et d'épaisseur 1 mm est placé devant la fenêtre en béryllium. Le pilotage du dispositif et l'extraction des données se font au moyen d'une carte FPGA. Pour faciliter son déplacement millimétré pendant les tests, le spectro-imageur est placé sur un rail (figure 4-18).

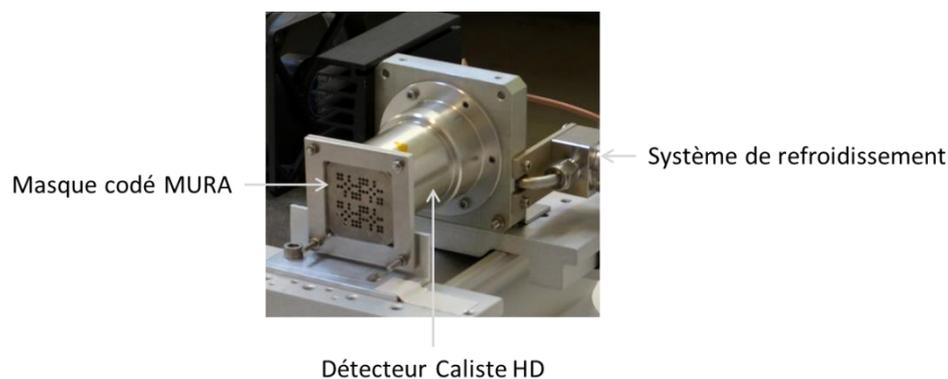


Figure 4-17 : Prototype de spectro-imageur basé sur le détecteur Caliste HD.

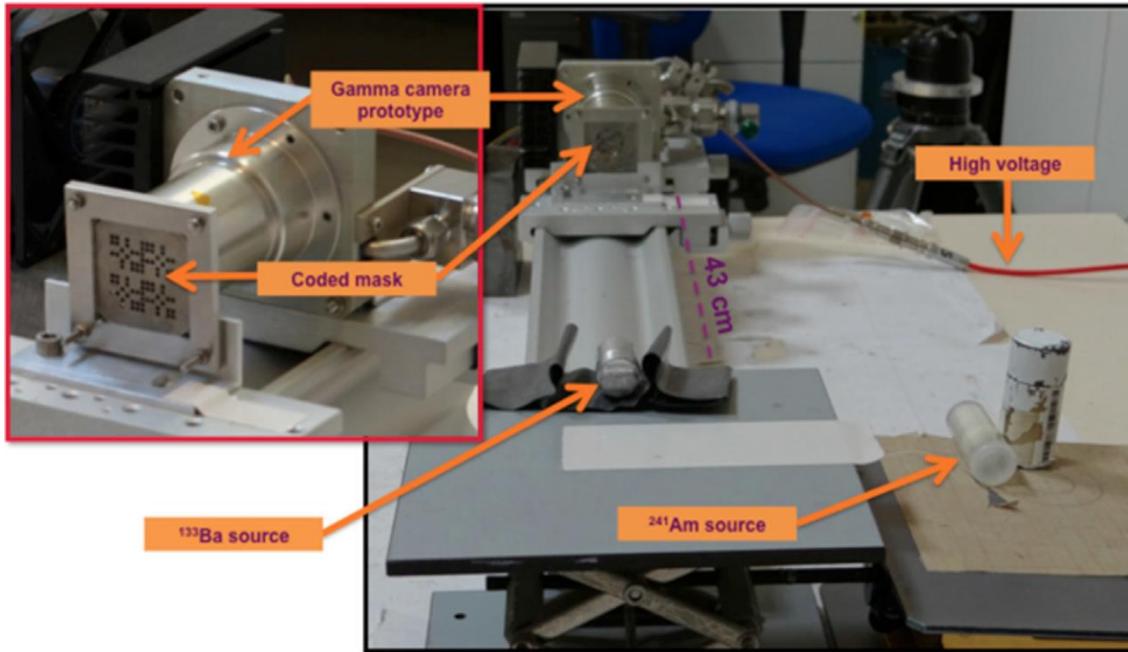


Figure 4-18 : Dispositif expérimental pour l'évaluation des performances de spectro-imagerie du prototype.

2.5. Etude des performances en spectro-imagerie

2.5.1. Construction des projecteurs

Nous testerons deux types de projecteurs. Les premiers sont des projecteurs de type M (pour « Masque ») qui sont construits suivant la même méthode que dans le cas de GAMPIX (cf. chapitre 3, 2.3). Rappelons que ces projecteurs contiennent le nombre de coups induits par la source étudiée dans chacun des pixels du détecteur pour chaque position de la source dans l'espace. Le détecteur Caliste HD étant constitué de 64 pixels, les projecteurs M sont des matrices contenant 64 lignes. Le découpage de l'espace se fait comme précédemment en 2601 voxels et les projecteurs associés à chacun des radionucléides étudiés contiennent donc 2601 colonnes. Les projecteurs M ne prennent pas en compte l'information spectrométrique fournie par le détecteur, à l'inverse des projecteurs ME (pour « Masque avec découpage en Energie ») qui sont également étudiés ici. Ces projecteurs sont construits de manière à tirer profit de l'excellente résolution en énergie de Caliste HD et diffèrent donc des projecteurs avec découpage en énergie appliqués à GAMPIX. La différence réside dans la largeur des fenêtres de sélection des données. Alors qu'elles étaient jusqu'à maintenant très larges, elles sont ici centrées sur les pics d'absorption totale et leur largeur correspond à l'écart-type des valeurs d'énergie sur ces pics (σ) (figure 4-19).

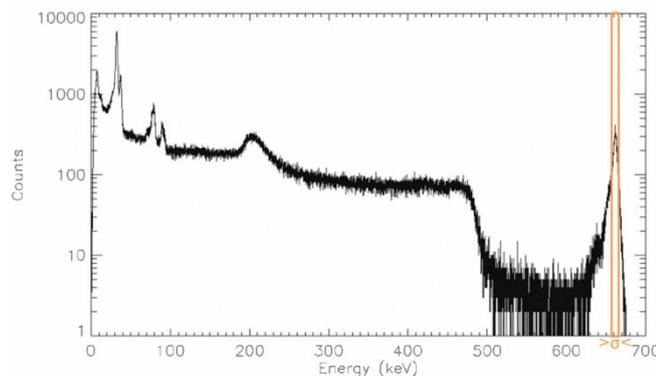


Figure 4-19 : Fenêtrage autour du pic de ^{137}Cs permettant la construction du projecteur ME ^{137}Cs .

2.5.2. Résultats expérimentaux

Nos tests portent sur des sources radioactives d' ^{241}Am , de ^{133}Ba et d' ^{152}Eu (émetteur gamma à plusieurs énergies dont 40 keV et 122 keV). Tous les projecteurs mono-sources de type M ont d'abord été validés sur données simulées avant d'être appliqués à des données expérimentales. Les résultats présentés dans cette section ont été obtenus avec des données expérimentales. Le premier exemple a pour objectif de montrer l'apport du fenêtrage en énergie pour la réduction du bruit de fond (2.5.2.1). Le deuxième exemple illustre la nécessité de la prise en compte de l'information spectrométrique pour la séparation de radionucléides (2.5.2.2). Le dernier exemple se rapporte quant à lui à la discrimination de radioéléments émettant à des énergies proches (2.5.2.3).

2.5.2.1. Apport du fenêtrage en énergie pour la réduction du bruit de fond

Le but de cette étude est d'évaluer l'apport potentiel du fenêtrage en énergie sur la qualité des images reconstruites (nombre et intensité des artefacts) afin d'estimer s'il constitue une bonne alternative à la procédure masque/anti-masque. La mise en œuvre de celle-ci requiert en effet un design mécanique précis pour une rotation précise de 90° du masque codé. Dans le prototype de caméra gamma réalisé autour de Caliste HD, le masque codé est fixe (figure 4-17). La figure 4-20, la figure 4-21 et la figure 4-22 montrent respectivement les reconstructions à partir de projecteurs mono-sources M et ME de points chauds d' ^{241}Am , de ^{133}Ba et d' ^{152}Eu . Les projecteurs ME d' ^{241}Am , de ^{133}Ba et d' ^{152}Eu sont respectivement construits à partir de données simulées fenêtrées autour de 60 keV, 81 keV et 122 keV et les mêmes fenêtrages sont appliqués aux données expérimentales décodées avec ces projecteurs. On constate que le fenêtrage permet la suppression systématique des artefacts et constitue donc une alternative convenable à la procédure masque/anti-masque lorsque la mise en œuvre de celle-ci est impossible.

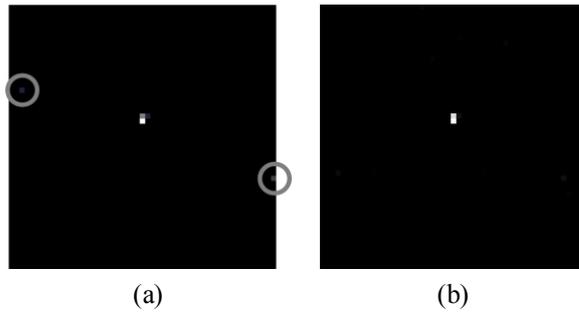


Figure 4-20 : Reconstruction d'un point chaud d' ^{241}Am avec des projecteurs mono-source ^{241}Am (a) M et (b) ME. Les cercles gris entourent les artefacts.

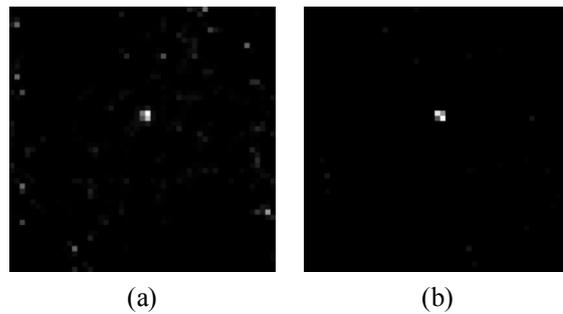


Figure 4-21 : Reconstruction d'un point chaud de ^{133}Ba avec des projecteurs mono-source ^{133}Ba (a) M et (b) ME.

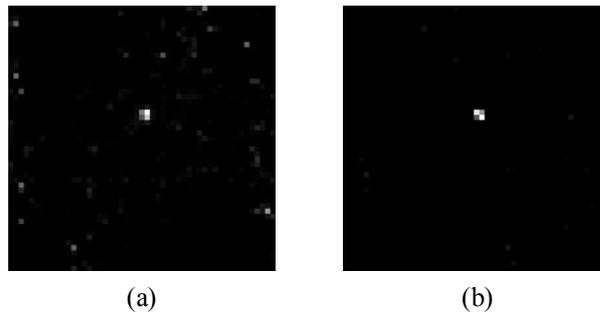


Figure 4-22 : Reconstruction d'un point chaud de ^{152}Eu avec des projecteurs mono-source ^{152}Eu (a) M et (b) ME.

2.5.2.2. Apport du fenêtrage en énergie pour la séparation de radioéléments

La figure 4-23 et la figure 4-24 présentent respectivement les images reconstruites avec les projecteurs bi-sources $^{241}\text{Am}/^{133}\text{Ba}$ M et ME. Le projecteur ME est construit à partir de fenêtres centrées autour de 60 keV (^{241}Am) et 81 keV (^{133}Ba). L'apport du fenêtrage en énergie pour la séparation des sources d' ^{241}Am et de ^{133}Ba apparaît clairement. On note que les images reconstruites à partir du projecteur ME sont très faiblement bruitées si on les compare avec les images reconstruites à partir du projecteur MAME dans le cas de la discrimination $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ avec GAMPIX (chapitre 3, 2.4.3). Ceci s'explique par la finesse de la fenêtre de sélection sur le spectre avec Caliste HD qui permet de se focaliser sur l'information contenue dans les pics d'absorption totale.

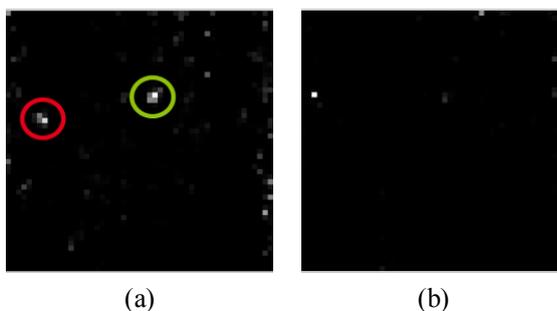


Figure 4-23 : Reconstruction de points chauds d' ^{241}Am et de ^{133}Ba avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{133}\text{Ba}$ de type M (1000 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{133}Ba . Les cercles rouge et vert sont respectivement situés aux emplacements des sources d' ^{241}Am et de ^{133}Ba .

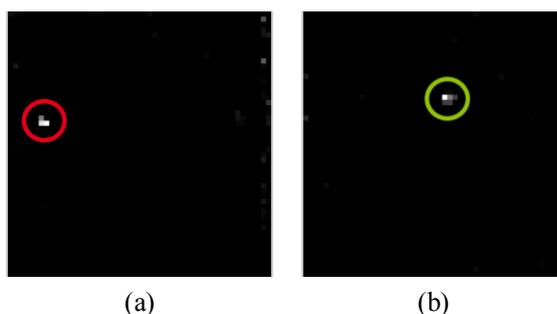


Figure 4-24 : Reconstruction de points chauds d' ^{241}Am et de ^{133}Ba avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{133}\text{Ba}$ de type ME (1000 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{133}Ba . Les cercles rouge et vert sont respectivement situés aux emplacements des sources d' ^{241}Am et de ^{133}Ba .

2.5.2.3. Apport de Caliste HD pour la séparation de radioéléments émettant à des énergies proches

Les figures 44 et 45 présentent les résultats obtenus pour la discrimination $^{241}\text{Am}/^{152}\text{Eu}$ avec des projecteurs ME dont les fenêtres associées à l' ^{152}Eu sont respectivement centrées autour de 40 keV et de 122 keV. L'image reconstruite sur la fenêtre ^{152}Eu est beaucoup plus bruitée dans le second cas. Ceci peut notamment s'expliquer par la plus faible statistique de comptage à cette énergie provenant de la baisse d'efficacité du détecteur avec l'augmentation de l'énergie. Il faut également souligner la plus grande transparence du masque à 122 keV qui dégrade les performances en termes de sensibilité. Cet exemple montre la capacité du système de spectro-imagerie à séparer des radioéléments proches en énergie (40 keV et 60 keV).

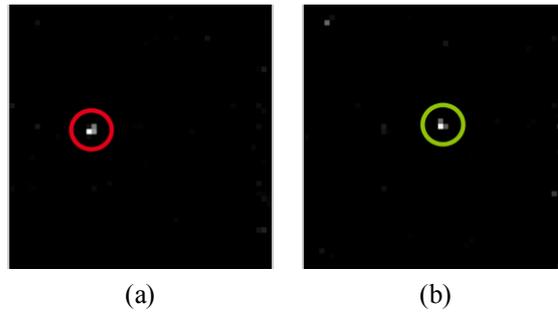


Figure 4-25 : Reconstruction de points chauds d' ^{241}Am et d' ^{152}Eu avec un projecteur bi-sources ^{241}Am (60 keV)/ ^{152}Eu (40 keV) de type ME (1000 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{152}Eu . Les cercles rouge et vert sont respectivement situés aux emplacements des sources d' ^{241}Am et de ^{152}Eu .

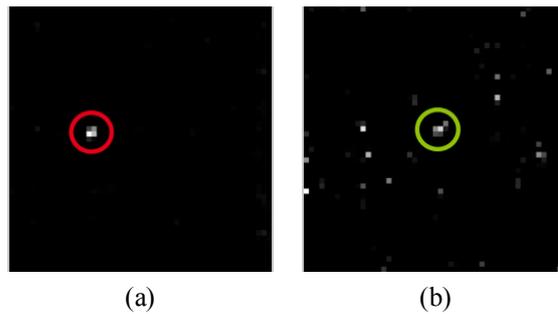


Figure 4-26 : Reconstruction de points chauds d' ^{241}Am et d' ^{152}Eu avec un projecteur bi-sources ^{241}Am (60 keV)/ ^{152}Eu (122 keV) de type ME (1000 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{152}Eu . Les cercles rouge et vert sont respectivement situés aux emplacements des sources d' ^{241}Am et de ^{152}Eu .

2.6. Etudes complémentaires

Deux études complémentaires ont été menées sur des problématiques rencontrées en spectro-imagerie par masque codé. La première concerne la reconstruction de points chauds situés dans la zone partiellement codée dans le cas de l'utilisation de masques MURA (2.6.1). La seconde porte sur le bruit de décodage et permet de mettre en lumière le bénéfice qui peut être apporté par une configuration géométrique du masque codé et un traitement algorithmique adéquats (2.6.2).

2.6.1. Reconstruction de points chauds situés dans la zone partiellement codée

Le test présenté ici est réalisé à partir de données simulées. Le prototype de caméra gamma intégrant le détecteur Caliste HD associé à un masque codé MURA de rang 7 a été modélisé au moyen du code de simulation Monte Carlo MCNPX. Une source d' ^{241}Am est placée à 1 m de la caméra gamma avec un décalage latéral de 40 cm par rapport à l'axe de celle-ci. La source est ainsi située dans le champ de vue partiellement codé de la caméra, comme le prouve l'image gamma brute obtenue qui n'est constituée que de la projection d'une fraction du masque codé (figure 4-27). Sur l'image reconstruite à partir d'un algorithme d'intercorrélacion semblable à celui utilisé par GAMPIX (figure 4-28.a), deux points chauds apparaissent. Avec l'algorithme MLEM, la source est en revanche correctement localisée

(figure 4-28.b). L'algorithme MLEM contribue par conséquent à réduire l'impact du champ de vue partiellement codé, dont la présence est l'un des inconvénients majeurs des masques codés MURAs et la raison principale pour laquelle des masques aléatoires leurs sont préférés dans certaines applications ne tolérant pas d'erreurs de localisation (astronomie, etc.).

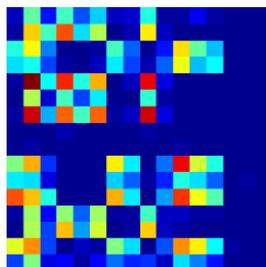


Figure 4-27 : Image gamma brute obtenue avec une source d' ^{241}Am située à 1 m de la caméra gamma et décalée de 40 cm par rapport à l'axe de celle-ci (données simulées).

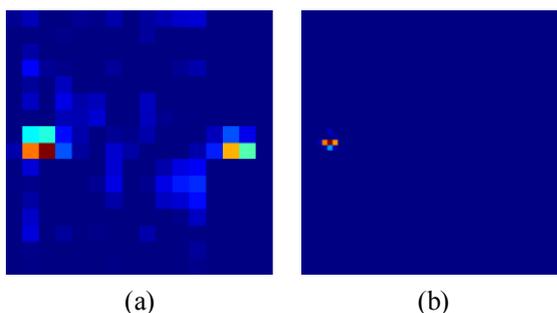


Figure 4-28 : Images gamma reconstruites avec des algorithmes (a) d'intercorrélacion et (b) MLEM pour une source d' ^{241}Am située à 1 m de la caméra gamma et décalée de 40 cm par rapport à l'axe de celle-ci (données simulées).

2.6.2. Réduction du bruit de décodage

Deux facteurs ont un impact important sur le bruit de décodage : le premier est géométrique (2.6.2.1), tandis que le second est algorithmique (2.6.2.2). Ils sont successivement abordés dans cette section.

2.6.2.1. Impact de la géométrie du masque codé

Deux masques codés intégrant respectivement des motifs aléatoire et MURA ont été expérimentalement testés avec une source d' ^{241}Am . La figure 4-29 montre l'image gamma brute et l'image reconstruite obtenues avec le masque codé aléatoire. L'image gamma met en évidence un défaut du masque qui est de posséder une large ouverture en son centre (entourée en rouge sur l'image). Il aurait en effet été préférable de disposer de davantage de petites ouvertures produisant un plus grand nombre de zones contrastées sur l'image brute. L'image reconstruite est entachée d'un important bruit de décodage, qui est absent de l'image reconstruite en utilisant un masque codé MURA (figure 4-20.a). Ces résultats sont conformes à la théorie exposée dans le chapitre 1 (3.5).

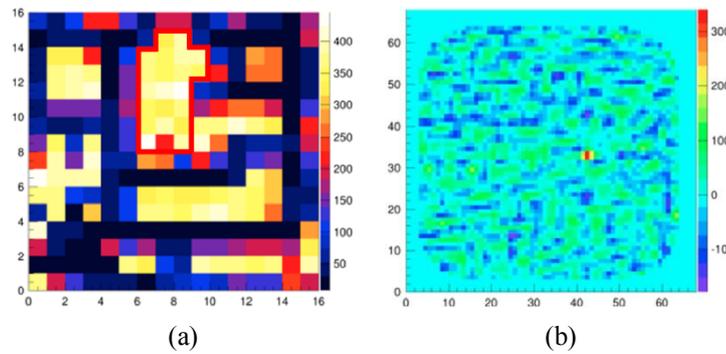


Figure 4-29 : (a) Image gamma brute et (b) image reconstruite d'une source d' ^{241}Am avec un masque codé aléatoire (DUBOS & al., 2015).

2.6.2.2. Impact de l'algorithme de décodage

Le test présenté ici a été réalisé à partir de données simulées. Le spectro-imageur modélisé est successivement pourvu du masque codé aléatoire dont il a été question dans le point précédent et d'un masque MURA de rang 7. On constate la présence de bruit de décodage sur l'image reconstruite avec l'algorithme d'intercorrélation (figure 4-30.a), tandis que l'image reconstruite avec l'algorithme MLEM en est exempte (figure 4-30.b). Par ailleurs, on peut noter qu'une meilleure résolution angulaire est atteinte avec l'algorithme MLEM. La reconstruction par la méthode de déconvolution se fait en effet sur le nombre de pixels que possède le détecteur (16×16 dans le cas de Caliste HD), tandis que dans le cas de l'algorithme MLEM, le milieu expérimental peut-être découpé au moment de la construction du projecteur en davantage de voxels que le détecteur ne compte de pixels (51×51 voxels ici).

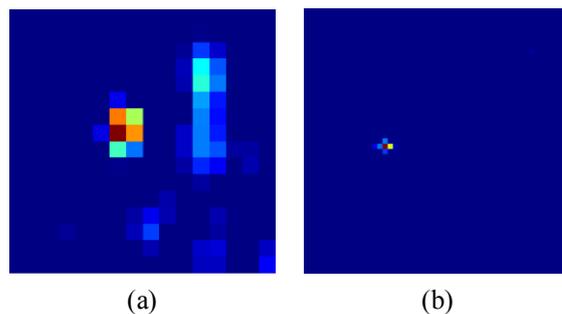


Figure 4-30 : Images gamma reconstruites avec des algorithmes (a) d'intercorrélation et (b) MLEM.

2.7. Bilan des essais du détecteur Caliste HD

Les tests menés avec Caliste HD révèlent d'excellentes performances en termes de séparation de radionucléides et démontrent donc la pertinence de son intégration à un système de spectro-imagerie de troisième génération. Le travail devrait toutefois être poursuivi afin de satisfaire le cahier des charges en termes de compacité et de portabilité.

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

L'objectif de ce projet de recherche était de développer une caméra gamma de troisième génération, proposant une fonctionnalité de spectro-imagerie permettant la localisation et l'identification conjointe des radioéléments émetteurs. Le premier axe était ainsi consacré à l'optimisation des performances spectrométriques du système de détection intégré à la caméra gamma GAMPIX. Nous avons commencé par choisir, parmi les deux approches offertes par la puce électronique de lecture Timepix pour réaliser la fonction de spectrométrie, celle qui était la plus adaptée à nos exigences, et qui permettait donc en premier lieu d'obtenir une bonne résolution en énergie. Nous avons retenu le mode *Time over Threshold* (ToT), basé sur la mesure du temps passé par les impulsions générées en sortie des préamplificateurs de charge au-dessus d'un seuil fixé par l'utilisateur. Ce mode présente en particulier l'avantage d'offrir une dynamique de mesure de 11810 canaux. Nous avons ensuite déterminé la valeur de tension de polarisation optimale du substrat semi-conducteur. Nous avons opté pour la valeur de 300 V en valeur absolue, qui permet d'assurer une collecte complète des charges sans dégrader les performances en imagerie du détecteur. Au-delà de cette valeur, nous avons en effet constaté l'apparition de taches sur la matrice de détection, susceptibles de conduire à l'apparition d'artefacts sur les images reconstruites. Nous nous sommes ensuite attachés à optimiser le fonctionnement de la puce Timepix en mode ToT. Les paramètres régissant le fonctionnement des deux étages constituant la partie analogique des chaînes de traitement (préamplificateur de charge et discriminateur) ont d'abord été ajustés par l'intermédiaire d'une étude multiparamétrique. Cette étude a permis *in fine* une amélioration de 35 % de la résolution en énergie à l' ^{241}Am . Nous avons enfin réalisé la calibration en énergie du système de détection. Cette calibration répondait à un double objectif :

- établir la relation de conversion entre le temps passé au-dessus du seuil et l'énergie des photons,
- aligner les spectres associés aux différentes tailles de *clusters*, c'est-à-dire aux différentes tailles d'impacts sur le détecteur (les *clusters* de taille 1 correspondent à un dépôt d'énergie concentré dans un seul pixel, les *clusters* de taille 2 à des dépôts répartis entre deux pixels, etc.).

Les mesures nécessaires à la calibration ont été réalisées sur la source de rayons X monochromatique accordable SOLEX du Laboratoire National Henry Becquerel du CEA de Saclay au cours de deux campagnes de mesures d'une semaine chacune. La calibration a été réalisée pour plusieurs valeurs de la tension de polarisation du substrat semi-conducteur et pour deux pas de pixellisation du détecteur : 55 μm et 110 μm . Des indicateurs ont été mis en place afin d'évaluer la justesse de la conversion temps/énergie et le resserrement des pics après calibration. La calibration du détecteur a permis une amélioration de la résolution en énergie de l'ordre de 20 % à 60 keV. Le réglage des paramètres de la puce ainsi que la méthode de calibration employée ont été validés lors d'un séjour d'une semaine au sein de l'équipe de développement de la puce Timepix du CERN. Une étude complémentaire a été réalisée dans le cadre du premier axe afin d'évaluer l'impact du pas de pixellisation sur les

performances spectrométriques de la puce Timepix. Les performances obtenues avec des pas de pixellisation de 55 μm et de 110 μm ont été comparées expérimentalement sur toute la gamme d'énergie d'intérêt de GAMPIX. Les résultats ont servi à valider le modèle numérique développé avec le code de calcul MCNPX, grâce auquel la comparaison a ensuite été étendue à d'autres pas de pixellisation. Il a été établi que les performances spectrométriques sur la gamme d'énergie d'intérêt étaient améliorées avec l'augmentation du pas de pixellisation. Une telle augmentation amène cependant des problèmes technologiques de solidité de l'hybridation qui empêchent d'envisager sa mise en œuvre immédiate dans des systèmes industriels. La nécessité d'une datation des événements pour une prise en compte conjointe des dépôts survenant simultanément à plusieurs endroits de la matrice de détection a alors été mise en évidence.

Le deuxième axe de recherche portait sur la mise en œuvre de méthodes pour l'intégration de l'information spectrométrique dans le traitement des données. En effet, jusqu'alors, seules les données de comptage nécessaires à la fonction d'imagerie étaient prises en compte. La première méthode développée consistait en une reconstruction spatiale sélective sur des fenêtres en énergie caractéristiques de chacun des radioéléments étudiés. Des tests expérimentaux ont prouvé que cette méthode était fonctionnelle pour la discrimination de sources d' ^{241}Am , de ^{133}Ba , de ^{137}Cs et de ^{60}Co . Une perte significative de sensibilité a cependant été constatée, due à l'utilisation d'une fraction seulement des données totales (correspondant aux fenêtres en énergie associées à chacun des radioéléments). Il a ainsi été montré que la durée d'acquisition nécessaire à la reconstruction des points chauds pouvait atteindre plusieurs heures, ce qui n'est pas compatible avec le cahier des charges de GAMPIX imposant un fonctionnement en quasi-temps réel. La deuxième méthode mise en œuvre reposait sur l'utilisation d'algorithmes de type *Maximum Likelihood Expectation-Maximization*, offrant plusieurs avantages pour nos applications, parmi lesquels la prise en compte des caractéristiques du détecteur (variation de la sensibilité avec l'énergie, etc.) et de la totalité de l'information spectrométrique. Le paramètre principal de ces algorithmes, appelé projecteur, a été progressivement complexifié afin d'intégrer notamment la procédure de suppression du bruit de fond mise en œuvre dans la caméra gamma GAMPIX, qui repose sur une rotation de 90° du masque codé placé devant le détecteur. Le projecteur a été validé avec des données simulées à chaque étape de complexification, avant d'être appliqué à des données expérimentales ($^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$). Les résultats démontrent la faisabilité d'un spectro-imageur basé sur la technologie GAMPIX.

Le troisième et dernier axe était dédié à l'identification et au test de détecteurs susceptibles de se substituer à plus ou moins long terme au détecteur Timepix actuellement intégré à GAMPIX à la condition qu'ils offrent une plus-value en termes de performances spectrométriques. Nous avons commencé par le test du détecteur Medipix3 développé par le CERN. Du fait de problèmes d'approvisionnement, il n'a pas été possible de disposer au laboratoire d'un détecteur dans la configuration souhaitée (pas de pixellisation de 110 μm et substrat d'1 mm d'épaisseur de tellure de cadmium) dans des délais compatibles avec le planning de la thèse. Des tests ont cependant été réalisés avec cette configuration dans le cadre d'une campagne de mesures d'une semaine réalisée au CERN. Ces essais ont confirmé une saturation des préamplificateurs de charge de la puce Medipix3 au-delà de 120 keV,

incompatible avec la gamme d'énergie spécifiée pour un spectro-imager de troisième génération, qui s'étend jusqu'à 1,25 MeV. Des tests ont été réalisés au laboratoire avec une autre configuration du détecteur (pas de pixellisation de 110 μm et substrat de 300 μm d'épaisseur de silicium), qui ont confirmé la pertinence du choix du tellure de cadmium pour répondre à notre cahier des charges en termes de gamme d'énergie à couvrir. Le second détecteur étudié est le détecteur Caliste HD développé par l'institut IRFU du CEA Saclay et initialement destiné à l'astronomie X et gamma. Son intégration à un système d'imagerie de troisième génération s'inscrit dans le cadre du projet ANR ORIGAMIX. Deux campagnes de mesures ont été réalisées au LCAE dans le but de comparer les performances spectrométriques de Caliste HD avec celles de Timepix et de prouver la faisabilité d'une caméra gamma à masque codé basée sur ce détecteur. Il a été montré que la gamme d'énergie couverte par Caliste HD était compatible avec le cahier des charges : le seuil bas de détection est proche de 2 keV, tandis que, d'un autre côté, Caliste HD est à notre connaissance le seul détecteur à faire apparaître distinctement les deux pics d'absorption totale du ^{60}Co situés autour de 1,25 MeV. Une résolution en énergie de l'ordre de 1 % a été mesurée à 60 keV. Un prototype de caméra gamma associant le détecteur Caliste HD à un masque codé de type MURA a été mis en œuvre et testé. La reconstruction de sources d' ^{241}Am , de ^{133}Ba , d' ^{152}Eu et de ^{137}Cs a été réalisée au moyen de l'algorithme de déconvolution traditionnel, puis de l'algorithme MLEM, ce qui a permis de montrer l'apport de celui-ci pour la reconstruction de points chauds situés à la limite du champ de vue. L'algorithme MLEM a également montré de bonnes performances de discrimination énergétique entre les différents radionucléides étudiés. Tous les tests réalisés ont prouvé la pertinence de l'intégration de Caliste HD à un système de spectro-imagerie de troisième génération même si des limitations, dues notamment à la nécessité de refroidir le détecteur, doivent encore être surmontées.

Les travaux menés dans le cadre de cette thèse ouvrent plusieurs perspectives pour la poursuite du développement de caméras gamma de troisième génération :

- La première concerne la valorisation industrielle du travail réalisé. Les protocoles d'obtention des réglages optimaux et de calibration en énergie du détecteur, ainsi que les développements algorithmiques réalisés pour l'intégration de l'information spectrométrique dans le traitement des données devraient être transférés à la société CANBERRA à court terme dans le cadre du laboratoire commun existant avec le LCAE. Ces résultats devraient permettre l'amélioration de la version commerciale de GAMPIX.
- Le remplacement du détecteur Timepix par un détecteur Timepix3 intégrant une fonctionnalité de datation devrait grandement contribuer à améliorer la résolution en énergie en permettant la prise en compte conjointe des événements simultanés, qui sont à l'heure actuelle traités de manière indépendante s'ils surviennent à des endroits éloignés de la matrice de détection (cas des hautes énergies).
- L'intégration du détecteur Caliste HD constitue une autre perspective intéressante. Le traitement des données recueillies avec ce détecteur au moyen d'un algorithme MLEM ouvre en effet la voie à une catégorisation des éléments radioactifs par radionucléide et non par bande d'énergie comme cela est pour l'instant le cas avec le détecteur Timepix. L'intégration de ce détecteur ouvre également la voie à un système de quatrième

génération couplant un système à masque codé avec un système Compton de sorte à exploiter les aspects complémentaires des deux systèmes : meilleures performances à basse énergie pour le système à masque codé et à haute énergie pour le système Compton, large champ de vue et facilité de localisation 3D offertes par l'imagerie Compton.

BIBLIOGRAPHIE

- AKIBA, K. (2011). *Charged particle tracking with the Timepix ASIC*.
- ALMAZ OPTICS, I. (s.d.). *Scintillation crystals and detectors*. Récupéré sur <http://www.almazoptics.com/scint.htm>
- AMGAROU, K. (2014, Octobre). iPIX: a new generation gamma imager for rapid and accurate localization of radioactive hotspots.
- AMMAN, M., & al. (2009). Evaluation of THM-Grown CdZnTe Material for Large-Volume Gamma-Ray Detector Applications. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 56(3).
- AMPTEK. (s.d.). *Si-PIN vs CdTe Comparison*. Récupéré sur <http://www.amptek.com/si-pin-vs-cdte-comparison/>
- ANGER, H. O. (1958). Scintillation camera. *The Review of Scientific Instruments*, 29(1), 27-33.
- ANTON, G., & al. (2009). A hybrid photodetector using the Timepix semiconductor assembly for photoelectrons detection. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 205-208.
- ATTIE, D. (2006, Novembre). First TimePix tests at CERN.
- BALLABRIGA, R. (2011). *The design and implementation in 0.13 μm CMOS of an algorithm permitting spectroscopic imaging with high spatial resolution for hybrid pixel detectors*. Barcelone.
- BALLABRIGA, R., & al. (2009, Septembre). Medipix3 manual.
- BALLABRIGA, R., & al. (2011). Medipix3: A 64 k pixel detector readout chip working in single photon counting mode with improved spectrometric performance. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 633, S15-S18.
- BALLABRIGA, R., & al. (2013, Février). The Medipix3RX: a high resolution, zero dead-time pixel detector readout chip allowing spectroscopic imaging. *JINST*.
- BALLABRIGA, R., & LLOPART, X. (2012, Mars). *Differences between the Medipix3.0 and the Medipix3RX chips*.
- BARDELLONI, G., & al. (2001). A new read-out system for an imaging pixel detector. *IEEE Nucl. Sci. Conf. R.*, 2, pp. 12/57-12/60.
- BARRET, H., & al. (1995). Charge transport in arrays of semiconductor gamma-ray detectors. *Physical Review Letters*, 75(1), 156-159.
- BENOIT, B. (2013). *Conception, reconstruction et évaluation d'une géométrie de collimation multi-focale en tomographie d'émission monophotonique préclinique*. Université Paris Sud, Paris.
- BONNELLE, C., & al. (2004). SOLEX: a tunable monochromatic X-ray source in the 1–20 keV energy range for metrology. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 594-601.

- BONNIN, A. (2009). *Etude 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*. INSA Lyon.
- BRUYNEEL, B. (2011, Décembre 5-9). Weighting potentials. Grande-Bretagne.
- CALABRO, D., & al. (1968). On the synthesis of two-dimensional arrays with desirable correlation properties. *Inf. Control 11*, 537-560.
- CAMPBELL, M., & al. (2008, Avril). Status of Medipix3 and possible input to Timepix2. Amsterdam.
- CARREL, F., & al. (2011). GAMPIX: a new gamma imaging system for radiological safety and homeland security purposes. *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, (pp. 4739-4744).
- CAVALCANTE, A. B. (2011). Threshold equalization depends on...?
- CERN_1. (s.d.). *Medipix*. Récupéré sur <http://knowledge-transfer.web.cern.ch/life-sciences/from-physics-to-medicine/medipix>
- CERN_2. (s.d.). *What is Medipix3?* Récupéré sur <http://medipix.web.cern.ch/medipix/pages/medipix3.php>
- CEVIK, U. (2008). Effective atomic numbers and electron densities for CdSe and CdTe semiconductors. *Radiation Measurements*, 1437-1442.
- CHEN, Y., & GUPTA, M. R. (2010). *EM demystified: an expectation-maximization tutorial*. Washington.
- CNRC. (2012, Février 1). *Détection de matériaux radioactifs mortels*. Récupéré sur Conseil national de recherches Canada: http://www.nrc-cnrc.gc.ca/fra/realisations/saillants/2010/detection_radioactif.html
- COOK, G., & al. (2006). *Clinical nuclear medicine fourth edition*. Hodder Arnold.
- CORNISH, P. (2007). *The CBRN system. Assessing the threat of terrorist use of chemical, biological, radiological and nuclear weapons in the United Kingdom*. Chatham House.
- DANG NGOC CHAN, C. (s.d.). *Analyse élémentaire par fluorescence X - 5*. Récupéré sur <http://deuns.chez.com/sciences/fluo/fluo5.html>
- DAUTREMER, T. (2014). GAMPIX Estimation par MAPEM avec prior Dirichlet parcimonieux.
- DEMIR, D. a. (2010). Performance of CdTe detector in the 13–1333 keV energy range. *Radiat. Phys. Chem.*, 79, 1132-1136.
- DEMPSTER, A. P., & al. (s.d.). Maximum likelihood from incomplete data via the EM algorithm. *Journal of the Royal Statistical Society* 1977, 39(1), 1-38.
- DICKE, R. H. (1968). Scatter-hole cameras for x-rays and gamma rays. *The Astrophysical Journal*, 153, 101-106.
- DOBBELAERE. (2011). *Testing the Medipix3 photon-counting detector*. Gand.

-
- DUBOS, S. (2015, Avril). *Nouveau spectro-imageur CdTe à très haute résolution spatiale et spectrale pour l'astronomie X et gamma*. Université Paris Diderot.
- DUBOS, S., & al. (2015). ORIGAMIX, a CdTe-based spectro-imager development for nuclear applications.
- EISEN, Y. (1996). A gamma camera based on CdTe detectors. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 474-478.
- ELENIUS, P., & LEVINE, L. (2000, Juillet/Aout). Flip-chip and wire-bond interconnection technologies. *Chip Scale Review*, pp. 81-87.
- EVERETT, D. B., & al. (1977). Gamma-radiation imaging system based on the Compton effect. *Proceedings IEEE*, 124(11), 995-1000.
- FENIMORE, E. E., & CANNON, T. M. (1978). Coded aperture imaging with uniformly redundant array. *Applied Optics*, 17(3), 337-347.
- FIEDERLE, M., & al. (2004). Development of flip-chip bonding technology for (Cd,Zn)Te. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 51(4), 232-236.
- FILIPENKO, M., & al. (2013). Characterization of the energy resolution and the tracking capabilities of a hybrid pixel detector with CdTe-sensor layer for a possible use in a neutrinoless double beta decay experiment. *The European Physical Journal C*.
- FROJDH, E. (2011, Février). X-ray absorption and charge transport in a pixellated CdTe detector with single photon processing readout. *JINST*.
- GAL, O., & al. (2001). CARTOGAM - a portable gamma camera for remote localization of radioactive sources in nuclear facilities. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 138-145.
- GEVIN, O., & al. (2012). Imaging X-ray detector front-end with high dynamic range: IDeF-X HD. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 415-419.
- GMAR, M., & al. (2004). Development of coded-aperture imaging with a compact gamma camera. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1682-1687.
- GMAR, M., & al. (2010). GAMPIX: a new generation of gamma camera. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 638-640.
- GOTTESMAN, S. R., & FENIMORE, E. E. (1989). New family of binary arrays for coded aperture imaging. *Applied Optics*, 28(20), 4344-4352.
- GREIFFENBERG, D., & al. (2011). Energy resolution and transport properties of CdTe-Timepix-Assemblies. *JINST*.
- GROS D'AILLON, E. (2005). *Etude des performances spectrométriques des détecteurs gamma CdZnTe/CdTe monolithiques*. Université Joseph Fourier - Grenoble I.
- GUERIN, L. (2007). *Etude d'une nouvelle architecture de gamma caméra à base de semi-conducteurs CdZnTe/CdTe*. Université d'Angers.
- HAKIMABAD, H., & al. (2007). Response Function of a 3×3 in. NaI Scintillation Detector in the range of 0.081 to 4.438 MeV. *Asian J. Exp. Sci.*, 233-237.

- HALLOIN, H. (2003). *CLAIRE : First Light of a Gamma-ray Lens*. Université Toulouse III - Paul Sabatier.
- HE, Z. (2014). Polaris 3-D CdZnTe Gamma-Ray Imaging Spectrometer Systems.
- HE, Z., & al. (1997). The CSPD-2 gamma-ray imaging system. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 911-915.
- HONG, J. (2011). Coded-aperture imaging.
- IRM. (s.d.). *Interaction rayonnement-matière*. Récupéré sur https://fr.wikipedia.org/wiki/Interaction_rayonnement-mati%C3%A8re
- JAKUBEK, J. (2011). Precise energy calibration of pixel detector working in time-over-threshold mode. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 262-266.
- JAKUBEK, J., & al. (2007). Spectrometric properties of Timepix pixel detector for X-ray color and phase sensitive radiography. *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, (pp. 2323-2326).
- JAKUBEK, J., & al. (2008). Event by event energy sensitive imaging with Timepix pixel detector and its application for gamma photon tracking. *IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec.*, (pp. 3451-3458).
- JAKUBEK, J., & al. (2008). Pixel detectors for imaging with heavy charged particles. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 155-158.
- JOSHI, S. (2014). *Coded aperture imaging applied to pixelated CdZnTe detectors*. Ann Arbor.
- KAYE, W. R. (2012). *Energy and position reconstruction in pixelated CdZnTe detectors*. University of Michigan.
- KRAUS, V., & al. (2011). FITPix — fast interface for Timepix pixel detectors. *JINST*.
- LAMADIE, F., & al. (2006). *Brevet n° WO2006111678 A1*. France.
- LEBEL, C. (2007, Décembre). *Effets de rayonnement sur les détecteurs au silicium à pixels du détecteur ATLAS*. Université de Montréal.
- LEBRUN, F., & al. (2012). *L'observation en astrophysique*. EDP Sciences.
- LLOPART, X. (2006, Octobre). The design of the TimePix chip. Munich.
- LLOPART, X. (2006). Timepix manual v1.0.
- LLOPART, X., & al. (2007). Timepix, a 65k programmable pixel readout chip for arrival time, energy and/or photon counting measurements. 485-494.
- LLOPART, X., & al. (2009). Medipix3 testing status.
- LOJACONO, X. (2013). *Image reconstruction for Compton camera with application to hadrontherapy*. Université de Lyon.
- LOZANO, A., & al. (2001). Bump bonding of pixel systems. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 95-101.

-
- MACCREADY, V. R., & al. (1971). Clinical tests on a prototype semiconductor gamma-camera. *British Journal of Radiology*, 44, 58-62.
- MAHE, C. (2011, Décembre). Characterization and visualization technologies in DD&R.
- MANACH, E. (2003). Medipix, un détecteur pixélisé en mode comptage pour l'imagerie X et gamma. Utilisation à haute énergie.
- MANACH, E. (2005, Septembre). *Etude, tests et mise au point d'un détecteur semi-conducteur pixélisé en mode comptage pour l'imagerie gamma dans les installations nucléaires*. Université de Caen Basse-Normandie.
- MATSUURA, D., & al. (2014). "ASTROCAM 7000HS" radioactive substance visualization camera. *Mitsubishi Heavy Industries Technical Review*, 51(1), 68-75.
- MAXIM, V., & al. (2012). Reconstructions d'images pour la caméra Compton. Application à la détection des gamma de fragmentation. Lyon.
- MCKAY, K. G. (1949). A germanium counter. *Physical Review*, 76, 1537.
- MENESGUEN, Y., & al. (2012). Efficiency calibration and surface mapping of an energy-dispersive detector with SOLEX: a compact tunable monochromatic X-ray source. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 193-196.
- MERTZ, L., & al. (1961). Fresnel transformations of images. *Proc. Int. Conf. Optical Instruments and Techniques* (p. 305). Londres: Chapman and Hall.
- MILLION, M. (1999). *Conception d'un détecteur gamma haute énergie en semi-conducteur pour cartographie gamma*. Université de Caen Basse-Normandie.
- MUELLER, W. (2012). Gamma-ray imaging techniques.
- PEYRET, O., & al. (1999). Vers les gamma-caméras à semi-conducteurs. *Revue de l'ACOMEN*, 5(2), 129-136.
- PHIPPS, G. (s.d.). *Wire bond vs. flip chip packaging*. Récupéré sur SolidState Technology: <http://electroiq.com/blog/2005/07/wire-bond-vs-flip-chip-packaging/>
- PICONE, M. (2002). *Contribution à la simulation tridimensionnelle de détecteurs semiconducteurs en spectrométrie gamma*. Université Joseph Fourier - Grenoble I.
- PLATKEVIC, M., & al. (2008). Signal processor controlled USB2.0 interface for Medipix2 detector. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 245-247.
- POLARIS-H_1. (2014). Specification sheet. *Polaris-H Gamma-ray imaging spectrometer*.
- POLARIS-H_2. (2014). *Polaris-H Gamma-ray imaging spectrometer*.
- PONCHUT, C., & al. (2011). MAXIPIX, a fast readout photon-counting X-ray area detector for synchrotron applications. *JINST*.
- PONCHUT, C., & al. (2013). Energy calibration of a CdTe X-ray pixel sensor hybridized to a Timepix chip. *JINST*.

- REDUS, R., & al. (1994). A combined video and gamma ray imaging system for robots in nuclear environments. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 324-327.
- REDUS, R., & al. (2007). CdTe detectors for quantitative X-ray fluorescence.
- REDUS, R., & al. (2009). Characterization of CdTe detectors for quantitative X-ray spectroscopy. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 2524-2532.
- RICARD, M. (2004). Imaging of gamma emitters using scintillation cameras. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 124-129.
- RMD RadCam. (2010).
- RONALDSON, J. P., & al. (2011). Characterization of Medipix3 with the MARS readout and software. *JINST*.
- SCHOEPFF, V. (2013). *Miniaturization of the gamma camera: final report*.
- SCHONFELDER, V., & al. (1973). A telescope for soft gamma ray astronomy. *Nuclear Instruments and Methods*, 107, 385-394.
- SINGH, M. (1983). An electronically collimated gamma camera for single photon emission computed tomography. Part I: Theoretical considerations and design criteria. *Medical Physics*, 421-427.
- SKINNER, K. G., & al. (1987). Techniques for the analysis of data from coded-mask X-ray telescopes. *Astrophysics and Space Science*, 337-349.
- TAKAHASHI, T., & al. (s.d.). To uncover hotspots of radiation with a Si/CdTe Compton Camera - Recovering from the tragedy -.
- TAKEDA, S., & al. (2006). Recent results from a Si/CdTe semiconductor Compton telescope. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 375-381.
- TAKEDA, S., & al. (2015). A portable Si/CdTe Compton camera and its applications to the visualization of radioactive substances. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 787, 207-211.
- TLUSTOS, L. (2005). *Performance and limitations of high granularity single photon processing X-ray imaging detectors*.
- TLUSTOS, L. (2010). Spectroscopic X-ray imaging with photon counting pixel detectors. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 823-828.
- TOLA, F. (2006). *Développement d'un code de reconstruction d'images pour la tomographie des colis de déchets par interrogation photonique active. Prise en compte des faibles comptages en présence d'un bruit de fond élevé et mal défini*.
- TPE. (s.d.). *Recueillement des images*. Récupéré sur Les dysfonctionnements de la thyroïde: <http://tpe-scintigraphie-thyroide.e-monsite.com/pages/ii-la-scintigraphie/3-comment-recueillir-les-images-et-les-doses-admissibles.html>
- TURECEK, D., & al. (2010). Pixelman: a multi-platform data acquisition and processing software package for Medipix2, Timepix and Medipix3 detectors. *JINST*.

-
- TURECEK, D., & al. (2011). Energy calibration of pixel detector working in time-over-threshold mode using test pulses. *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, (pp. 1722-1725).
- UNIVEARTHS. (s.d.). *I5 : Développement d'instrumentation gamma*. Récupéré sur UnivEarthS: <http://www.univearths.fr/fr/i5-developpement-dinstrumentation-gamma>
- VALLERGA, J., & al. (2008). High-resolution UV, alpha and neutron imaging with the Timepix CMOS readout. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 151-154.
- VYKYDAL, Z., & al. (2006). USB interface for Medipix2 pixel device enabling energy and position-sensitive detection of heavy charged particles. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 112-115.
- WATANABE, S., & al. (2005). A Si/CdTe Semiconductor Compton Camera. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 52(5), 2045-2051.
- WOODRING, M., & al. (1999). Advanced radiation imaging of low-intensity gamma-ray sources. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 709-712.
- WOODRING, M., & al. (2003). Advanced multi-dimensional imaging of gamma-ray radiation. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 415-419.

LISTE DES FIGURES

Figure 1-1 : Interactions successives dans un détecteur Compton (MAXIM & al., 2012).	6
Figure 1-2 : Localisation de l'objet source par intersection de plusieurs cônes d'émission (CNRC, 2012).....	6
Figure 1-3 : Exemple d'intersections de cônes Compton après (a) 10 événements et (b) 300 événements.....	6
Figure 1-4 : Interactions dominantes en fonction de l'énergie des photons et du numéro atomique Z du matériau détecteur (LEBRUN & al., 2012).....	7
Figure 1-5 : Détecteur Compton utilisant un empilement de couches minces. Sont illustrés les cas (a) d'une diffusion Compton suivie d'une absorption photoélectrique et (b) de trois diffusions Compton successives sans absorption (UNIVEARTHS).	7
Figure 1-6 : Le corps de la caméra gamma ASTROCAM 7000HS (TAKEDA & al., 2015).....	9
Figure 1-7 : Disposition des détecteurs dans la configuration de base d'ASTROCAM 7000HS puis dans la configuration la plus complète (TAKAHASHI & al.).	10
Figure 1-8 : Localisation de points chauds radioactifs sur le site de Fukushima avec ASTROCAM 7000HS (TAKEDA & al., 2015).....	11
Figure 1-9 : Fonctionnement d'ASTROCAM 7000HS en mode spectro-imageur (MATSUURA & al., 2014)....	11
Figure 1-10 : Le corps de la caméra gamma Polaris-H et la tablette servant d'interface (POLARIS-H_1, 2014).	12
Figure 1-11 : Reconstruction d'un point chaud de cobalt-60 dans une centrale nucléaire américaine après 10 minutes d'acquisition (POLARIS-H_2, 2014).	12
Figure 1-12 : Spectro-imagerie avec Polaris-H. (a) Fenêtre du ^{137}Cs et (b) fenêtre du ^{22}Na	13
Figure 1-13 : Tête de détection d'une caméra gamma à masque codé (TPE).....	15
Figure 1-14 : Caméra d'Anger dans son état originel (ANGER, 1958).	16
Figure 1-15 : Caméra gamma RadCam (RMD RadCam, 2010).	17
Figure 1-16: Exemple d'acquisition avec RadCam (RMD RadCam, 2010). Les fonctions de spectrométrie et d'imagerie sont illustrées.	18
Figure 1-17 : Caméra gamma Aladin (MAHE, 2011).	19
Figure 1-18: Caméra gamma CARTOGAM (MUELLER, 2012).	19
Figure 1-19 : Géométrie d'un sténopé <i>knife edge</i> (BENOIT, 2013).....	20
Figure 1-20 : Système de détection gamma et visible de CARTOGAM (GAL & al., 2001).	21
Figure 1-21 : Masques codés HURA de rangs (a) 6 et (b) 7 (GMAR & al., 2004).	22
Figure 1-22 : (a) Image gamma brute et (b) image gamma reconstruite d'une source de ^{137}Cs obtenue avec un masque codé HURA de rang 6 et d'épaisseur 12 mm (GMAR & al., 2004).....	22
Figure 1-23 : Evolution de l'efficacité de détecteurs de 200, 300 et 500 μm de Si en fonction de l'énergie (AMPTEK).....	28
Figure 1-24 : Evolution de l'efficacité d'un détecteur de 1 mm de CdTe en fonction de l'énergie (AMPTEK). ..	29
Figure 1-25 : Fraction des charges piégées en fonction de la distance parcourue dans des substrats de CdTe et de CdZnTe. Le champ électrique appliqué est de $1\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$	29
Figure 1-26 : Photographie de la puce Medipix2 placée sur une carte électronique de lecture et de support (CERN_1).....	31

Figure 1-27 : Images d'une source d' ^{241}Am émettant avec un débit de dose de $2,3 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ obtenues avec le système d'imagerie mis en place par E. Manach après (a) 1 s d'acquisition et (b) 180 s d'acquisition. Le collimateur possède une ouverture angulaire de 50° et le détecteur Medipix2 est hybridé à 1 mm de CdTe.32

Figure 1-28 : Microbilles d'indium à différentes étapes de leur formation : (a) après dépôt sur la matrice et avant formation de la bosse, (b) aperçu d'une fraction de la matrice, (c) après formation de la bosse (FIEDERLE & al., 2004)..... 33

Figure 1-29 : Hybridation de la puce de lecture Timepix et du substrat semi-conducteur au moyen de microbilles d'indium (MANACH, 2003)..... 33

Figure 1-30 : Schéma de l'architecture de la puce Timepix (MANACH, 2005). 34

Figure 1-31 : Schéma bloc de l'électronique d'une cellule de lecture de la puce Timepix (LLOPART, 2006).... 35

Figure 1-32 : Chronogrammes des signaux internes de la puce Timepix dans ses différents modes de fonctionnement (LLOPART, 2006)..... 36

Figure 1-33 : Schéma de la logique d'entrées/sorties de la puce Timepix (MANACH, 2005)..... 37

Figure 1-34 : Interfaçage d'une puce de la famille Medipix2. 39

Figure 1-35 : Augmentation de la transparence septale avec l'augmentation de l'énergie des photons incidents pour un masque codé d'épaisseur 4 mm (^{241}Am : 60 keV, ^{57}Co : 122 keV, ^{137}Cs : 662 keV, ^{60}Co : 1,25 MeV en moyenne). Les impacts des photons sur le détecteur apparaissent en bleu clair..... 40

Figure 1-36 : Exemple de fonction d'autocorrélation d'un motif de masque codé aléatoire (HONG, 2011)..... 42

Figure 1-37 : Simulation de la reconstruction de points chauds à partir de deux masques codés aléatoires associés à un détecteur Timepix. Une source d' ^{241}Am est positionnée dans l'axe de la caméra. Des artefacts de reconstruction (en bleu clair) se détachent du fond. 42

Figure 1-38 : Exemple de masque codé URA constitué de la réplication 2×2 d'un motif élémentaire de dimensions 43×41 (deux nombres premiers dont la différence vaut 2) (FENIMORE & CANNON, 1978). 43

Figure 1-39 : Exemple de fonction d'autocorrélation d'un motif de masque codé URA (HONG, 2011)..... 43

Figure 1-40 : Images reconstruites à partir d'un détecteur parfait couplé à (a) un masque codé aléatoire et (b) un masque codé URA (HONG, 2011). L'échelle de couleur progresse du noir vers le rouge avec le comptage attribué..... 43

Figure 1-41 : Division du champ de vue d'une caméra gamma à masque codé en zone totalement codée et zone partiellement codée (HONG, 2011)..... 44

Figure 1-42 : Eclairage d'un détecteur par une source de rayonnement située en zone partiellement codée en présence d'un blindage latéral entre le masque codé et le détecteur (HONG, 2011). 44

Figure 1-43 : Images reconstruites dans le cas où le détecteur est couplé à (a) un masque codé aléatoire et (b) un masque URAs (HONG, 2011). 45

Figure 1-44 : Images reconstruites lorsque le détecteur est couplé à un masque à motif redondant dans le cas où la source radioactive forme un angle de (a) 24° , (b) 26° et (c) 28° avec l'axe de la caméra. Des fantômes apparaissent lorsque la source atteint le champ de vue partiellement codé. 45

Figure 1-45 : Exemple de configuration dans laquelle une source radioactive située hors du champ de vue (source PIDIE 7) émet des photons parvenant sur le détecteur de la caméra gamma. La procédure masque/anti-masque permet de rejeter ces événements..... 46

Figure 1-46 : Masque codé MURA de rang 7 en positions (a) masque et (b) anti-masque..... 46

Figure 1-47 : Mesures de plutonium sur des tuyaux (a) sans blindage de la caméra gamma GAMPIX et sans procédure masque/anti-masque, (b) avec un blindage de 4 mm autour de la tête de détection et (c) avec une procédure masque/anti-masque.....	47
Figure 1-48 : Motifs des masques codés MURAs utilisés par la caméra gamma GAMPIX. (a) Rang 7, (b) rang 11, (c) rang 13.....	48
Figure 1-49 : Le prototype de la caméra gamma GAMPIX développé par le CEA LIST.	48
Figure 1-50 : (a) Matrice de décodage associée à un masque codé MURA de rang 7. Le rectangle rouge entoure la fraction du motif projetée sur le détecteur et constituant (b) l'image brute lorsque la source radioactive est située dans l'axe de la caméra comme cela est visible sur (c) l'image reconstruite.....	50
Figure 1-51 : Images reconstruites à partir d'une source d' ²⁴¹ Am de 74 MBq située à 1 m de GAMPIX après de acquisition de (a) 5 s, (b) 1 min, (c) 1 h (GMAR & al., 2010).	50
Figure 1-52 : Effet d'autocollimation (AMGAROU, 2014).....	51
Figure 1-53 : Effet d'autocollimation observé sur les images brutes obtenues avec GAMPIX avec le désaxage croissant de la source radioactive. Le masque codé est un masque de rang 7 et d'épaisseur 8 mm.	52
Figure 1-54 : Construction d'un profil de point chaud. (a) Image reconstruite. C'est sur la ligne rouge qu'est tracé (b) le profil du point chaud.....	52
Figure 1-55 : Evolution de la valeur maximum des points chauds détectés par GAMPIX avec le débit de dose. Les mesures ont été réalisées avec un irradiateur à faible débits de dose (LDx) et un irradiateur à haut débit de dose (HDx). Les numéros placés derrière les indications LD et HD désignent les sources de ¹³⁷ Cs utilisées (SCHOEPFF, 2013).	53
Figure 1-56 : Application de GAMPIX à la radioprotection. GAMPIX est utilisée pour l'optimisation de la protection en plomb placée devant des tuyaux contenant des points chauds dans une centrale nucléaire EDF. Le débit de dose à proximité des points chauds est de 3 mSv·h ⁻¹ . Le masque codé de rang 7 et d'épaisseur 4 mm est utilisé suivant la procédure masque/anti-masque (2 × 5 min d'acquisition).	54
Figure 1-57 : Application de GAMPIX à des opérations de démantèlement. (a) Fraiseuse (masse de plutonium inférieure à 1 g) et (b) sac examinés au CEA DAM de Valduc. La caméra est placée à 3 m des points chauds. La durée d'acquisition est inférieure à 3 s. Le débit de dose au niveau des points chauds ne dépasse pas 300 μSv·h ⁻¹ . (c) Tuyau au LPC de Cadarache. Le débit de dose au niveau du coude du tuyau est de 410 μSv·h ⁻¹ . Une mesure de 250 s est réalisée avec le masque codé de rang 13 et d'épaisseur 2 mm. (d) Réservoir contenant du liquide contaminé produisant un débit de dose de 320 μSv·h ⁻¹ observé au CEA DAM de Valduc. La mesure est réalisée sur 30 s avec le masque codé de rang 7 et d'épaisseur 1 mm.	54
Figure 1-58 : Utilisation de GAMPIX pour la gestion de déchets radioactifs. Les deux acquisitions sont réalisées sur 1 s. (a) Fût de 220 l observé au CEA DAM de Valduc. Le débit de dose à proximité du point chaud est de 300 μSv·h ⁻¹ . La mesure est réalisée avec le masque codé de rang 13 et d'épaisseur 2 mm. (b) Fût observé au LPC sur le site du CEA Cadarache. Le débit de dose à proximité du point chaud est de 600 μSv·h ⁻¹ . La mesure est réalisée avec le masque codé de rang 7 et d'épaisseur 1 mm.....	55
Figure 1-59 : Application de GAMPIX à des problématiques de sécurité intérieure. (a) Contrôle d'un véhicule. Une source de 18 GBq d' ²⁴¹ Am a été détectée en 1 s. (b) Contrôle de bagages. Une source de 74 MBq d' ²⁴¹ Am a été détectée en 20 s. (c) Détection de matières radioactives à l'EK de Budapest (Hongrie). L'image a été obtenue en 60 s.....	55
Figure 1-60 : Evolution du <i>design</i> de la caméra gamma iPIX depuis le début de son industrialisation : (a) première version industrielle et (b) version finale du système industriel.	56
Figure 2-1 : Processus de fluorescence (transition radiative) et d'émission Auger (transition non radiative) (IRM).....	58
Figure 2-2 : Rendement de fluorescence ω en fonction du numéro atomique Z pour trois séries de raies (DANG NGOC CHAN).....	58

Figure 2-3 : Scénarios de répartition du dépôt d'énergie dans le détecteur.....	59
Figure 2-4 : Impact de la fluorescence sur les spectres obtenus avec une source d' ²⁴¹ Am en fonction du pas de pixellisation (données simulées à l'aide du code de calcul Monte Carlo MCNPX).....	61
Figure 2-5 : Expansion latérale de la charge pour une dérive de 1 mm dans un champ électrique de polarisation de 1 kV·cm ⁻¹ (MANACH, 2003).....	62
Figure 2-6 : Histogramme sur la taille des clusters pour des sources (a) d' ²⁴¹ Am et (b) de ⁶⁰ Co.....	62
Figure 2-7 : Représentation schématique d'une mesure en mode ToT. L'impulsion obtenue en sortie d'un préamplificateur de charge est dessinée en vert, le seuil en rouge clair et les coups d'horloge en rouge foncé.	64
Figure 2-8 : Spectres obtenus (a) à l' ²⁴¹ Am et (b) au ¹³⁷ Cs.....	64
Figure 2-9 : Charge surfacique induite sur une électrode pixellisée en fonction de la position de la charge q. Chaque pixel est maintenu à la masse (BRUYNEEL, 2011).....	66
Figure 2-10 : Evolution de la taille moyenne des <i>clusters</i> avec l'énergie des radioéléments émetteurs pour deux valeurs de la tension de polarisation.....	68
Figure 2-11 : Evolution de la taille moyenne des clusters en fonction de la tension de polarisation avec la puce 55 µm/1 mm I04-W0083.....	69
Figure 2-12 : Evolution de la taille moyenne des clusters en fonction de la tension de polarisation avec la puce 110 µm/1 mm H03-W0022.....	70
Figure 2-13 : Image brute obtenue avec le détecteur Timepix polarisé à -300 V en l'absence de source. Les taches rouges sont dues à des pixels bruyants.....	70
Figure 2-14 : Taille moyenne des <i>clusters</i> en fonction de la tension de polarisation dans le cas de la détection des particules α émises par une source d' ²⁴¹ Am (5,5 MeV). Le pas de pixellisation est de 110 µm et l'épaisseur du substrat de CdTe de 1 mm [Greiffenberg_2010].....	70
Figure 2-15 : Evolution du pourcentage de <i>clusters</i> en fonction de leur taille pour la puce 55 µm/1 mm I04-W0083 dans le cas d'une source d' ²⁴¹ Am.....	71
Figure 2-16 : Spectres obtenus à l' ²⁴¹ Am avec la puce 55 µm/1 mm D03-W0083 avec une tension de polarisation de (a) -250 V et de (b) -110 V en ne considérant que les <i>clusters</i> de taille unitaire.....	72
Figure 2-17 : Spectres obtenus à l' ²⁴¹ Am avec la puce 110 µm/1 mm H03-W0022 avec une tension de polarisation de (a) -250 V et de (b) -110 V en ne considérant que les <i>clusters</i> de taille unitaire.....	72
Figure 2-18 : Schéma d'un préamplificateur de charge de Krummenacher intégré à une chaîne de mesure de Timepix (LLOPART, 2006).....	74
Figure 2-19 : Evolution (a) du gain et (b) de la résolution en énergie avec la valeur d'I _{Krum} pour la puce de lecture 55 µm/1 mm I04-W0083.....	75
Figure 2-20 : Evolution (a) du gain et (b) de la résolution en énergie avec la valeur d'I _{preamp} pour la puce de lecture 55 µm/1 mm I04-W0083.....	76
Figure 2-21 : Ruptures de linéarité des DACs I _{preamp} (en rose) et I _{disc} (en bleu) (ATTIE, 2006).....	76
Figure 2-22 : Evolution (a) du gain et (b) de la résolution en énergie avec la valeur de V _{cas} pour la puce de lecture 55 µm/1 mm I04-W0083.....	76
Figure 2-23 : Schéma de principe du discriminateur constituant le deuxième étage d'une chaîne de mesure de la puce de lecture Timepix (LLOPART, 2006).....	78
Figure 2-24 : Signaux de sortie des blocs successifs du discriminateur. Première ligne : multiplexeur, deuxième ligne : amplificateur opérationnel à transconductance, troisième ligne : logique de discrimination (MANACH, 2005).....	78

Figure 2-25 : Passage au-dessus de zéro d'une impulsion de courant. Le signal est entaché d'une erreur entraînant plusieurs passages par zéro successifs et donc, dans le cas de cet exemple, cinq changements d'état du FDL.	79
Figure 2-26 : Impact de l'hystérésis sur le signal en entrée du FDL.	79
Figure 2-27 : Allure des courbes tracées au cours des deux procédures d'égalisation des seuils proposées par <i>Pixelman</i> . Les courbes rouge et bleue sont respectivement obtenues lorsque les bits B0 à B3 sont tous fixés à 1 et à 0 sur l'ensemble de la matrice. La courbe noire montre la dispersion des seuils après égalisation (CAVALCANTE, 2011).	81
Figure 2-28 : Signification de la valeur moyenne de THL en fonction de la procédure d'ajustement utilisée : (a) <i>noise center</i> , (b) <i>noise edge</i> (CAVALCANTE, 2011).	81
Figure 2-29 : Nombre moyen de pixels allumés vs valeur de THL	82
Figure 2-30 : Spectres obtenus avec une source d' ²⁴¹ Am avant (a) et après (b) égalisation des seuils (acquisitions de 300 s).	82
Figure 2-31 : Spectres obtenus avec la puce 55 µm/1 mm I04-W0083 polarisée à -110 V exposée à une source d' ²⁴¹ Am (a) avant égalisation des seuils, (b) après égalisation des seuils et (c) après égalisation des seuils et réglage des paramètres (acquisitions de 300 s).	83
Figure 2-32 : Alignement des spectres de fluorescence du tungstène (a) avant puis (b) après calibration (FROJDH, 2011).	84
Figure 2-33 : Position du pic d'absorption totale de ²⁴¹ Am (59,5 keV) et des pics de fluorescence du Cd et du Te (situés autour de 26 keV et quasiment confondus ici) pour différentes tailles de <i>clusters</i> avant calibration (résultats obtenus au laboratoire).	84
Figure 2-34 : Courbe de calibration obtenue avec une puce Timepix hybridée à un substrat de 300 µm de silicium (JAKUBEK, 2011).	85
Figure 2-35 : Influence de la forme de la courbe de calibration sur la position des pics sur les spectres en fonction de la taille des <i>clusters</i> . Un dépôt d'énergie de 60 keV ne se traduit pas par la même valeur de ToT selon qu'il s'effectue dans un seul pixel (rouge sur la figure) ou dans deux pixels distincts (vert clair et vert foncé) (JAKUBEK, 2011) pour la courbe).	85
Figure 2-36 : (a) Vue de dessus du dispositif expérimental SOLEX (BONNELLE & al., 2004). (b) Cœur du dispositif expérimental (les éléments photographiés sont entourés en rouge sur le schéma (a). Une rotation de 180° doit être opérée entre les deux images). (c) Zoom sur le cristal permettant la sélection en énergie du faisceau (entouré en vert sur l'image (b)).	87
Figure 2-37 : Dispositif expérimental mis en œuvre à SOLEX pour la calibration en énergie des détecteurs Timepix.	87
Figure 2-38 : Décalage de la réponse brute de la puce de lecture 55 µm/1 mm I04-W0083 vers les grandes valeurs de ToT pour des énergies croissantes (de 18 keV à 22 keV).	88
Figure 2-39 : Spectres normalisés en amplitude obtenus pour les <i>clusters</i> de taille unitaire avec les puces I04-W0083 (55 µm/1 mm) et H03-W0022 (110 µm/1 mm) pour des faisceaux monoénergétiques de 10 keV, 15 keV et 20 keV sur SOLEX.	89
Figure 2-40 : Spectres obtenus à 60 keV pour un seuil inférieur à 2000 électrons (CAMPBELL & al., 2008).	89
Figure 2-41 : Ajustements au moyen d'une seule Gaussienne sur les pics à 25 keV obtenus avec les détecteurs (a) 55 µm/1 mm (I04-W0083) et (b) 110 µm/1 mm (H03-W0022) polarisés à -300 V.	90
Figure 2-42 : Ajustement basé sur l'utilisation de plusieurs Gaussiennes du spectre obtenu avec la puce I04-W0083 (55 µm/1 mm) polarisée à -300 V avec un faisceau monoénergétique à 15 keV.	91

Figure 2-43 : Courbe de calibration obtenue lors de la campagne de mesures sur SOLEX pour la puce 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ I04-W0083. La ligne pointillée rouge souligne l'ordonnée à l'origine négative.	93
Figure 2-44 : Courbe de calibration obtenue lors de la campagne de mesures sur SOLEX pour la puce 110 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ H03-H0022. La ligne pointillée rouge souligne l'ordonnée à l'origine négative.	93
Figure 2-45 : Exemple de spectres obtenus avant et après calibration avec la puce I04-W0083 (55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$) suite à la première campagne de mesure sur SOLEX.....	94
Figure 2-46 : Répartition des pixels dans les <i>clusters</i> de taille deux du pic d'absorption totale de ^{241}Am avec la puce 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ I04-W0083.....	95
Figure 2-47 : Influence de la tension de polarisation sur la courbe de calibration pour les puces (a) 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ D03-W0083 et (b) 110 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ H03-W0022.	96
Figure 2-48 : Position du centroïde des pics obtenus avec une source d' ^{241}Am en fonction de la tension de polarisation pour les puces (a) 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ D03-W0083 et (b) 110 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ H03-W0022.....	96
Figure 2-49 : Spectres obtenus avec une source d' ^{241}Am pour une tension de polarisation de -170 V (a) avant puis (b) après calibration avec la puce 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ D03-W0083.....	96
Figure 2-50 : Courbes de calibration obtenues sur SOLEX avec la puce 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ I04-W0083 à -110 V, -200 V et -300 V.....	98
Figure 2-51 : Courbes de calibration obtenues sur SOLEX avec la puce 110 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ H03-W0022 à -110 V, -200 V et -300 V.....	98
Figure 2-52 : Spectres à 20 keV, 59,5 keV et 81,0 keV pour différentes tailles de <i>clusters</i> avant puis après calibration en énergie avec la puce I04-W0083 (55 μm) polarisée à -300 V.....	102
Figure 2-53 : Spectres à 59,5 keV et 81,0 keV pour différentes tailles de <i>clusters</i> avant puis après calibration en énergie avec la puce H03-W0022 (110 μm) polarisée à -300 V.....	103
Figure 2-54 : Spectres obtenus par simulation numérique avec une source d' ^{241}Am avec un détecteur de CdTe 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ avec et sans traitement GEB.	106
Figure 2-55 : Spectres simulés d' ^{241}Am pour les configurations de détecteurs du laboratoire et pour un détecteur non pixellisé.	107
Figure 2-56 : Spectres d' ^{241}Am obtenus avec les détecteurs Timepix (a) 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ I04-W0083 et (b) 110 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ H03-W0022.....	107
Figure 2-57 : Spectres simulés de ^{137}Cs pour différents pas de pixellisation du détecteur et pour un détecteur non pixellisé.....	108
Figure 2-58 : Spectres de ^{137}Cs obtenus avec les détecteurs Timepix (a) 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ I04-W0083 et (b) 110 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ H03-W0022.....	108
Figure 2-59 : Spectres simulés de ^{60}Co pour différents pas de pixellisation du détecteur et pour un détecteur non pixellisé.....	108
Figure 2-60 : Spectres de ^{60}Co obtenus avec les détecteurs Timepix (a) 55 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ I04-W0083 et (b) 110 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ H03-W0022.....	109
Figure 3-1 : Histogrammes de la taille des <i>clusters</i> associés (a) à ^{241}Am , (b) au ^{133}Ba , (c) au ^{137}Cs et (d) au ^{60}Co	112
Figure 3-2 : Spectres des radioéléments étudiés et mise en évidence des formes caractéristiques au sein des différents spectres.	114
Figure 3-3 : Exemple d'images reconstruites avec GAMPIX.	115
Figure 3-4 : Disposition des sources d' ^{241}Am et de ^{137}Cs sur la table d'expérimentation.	117

Figure 3-5 : Disposition des sources d' ²⁴¹ Am, de ¹³⁷ Cs et de ⁶⁰ Co sur la table d'expérimentation.	118
Figure 3-6 : Disposition des sources d' ²⁴¹ Am, de ¹³³ Ba et de ¹³⁷ Cs sur la table d'expérimentation.	119
Figure 3-7 : Images de blanc pour la compensation des variations d'efficacité de la matrice de détection dans le cas (a) de l' ²⁴¹ Am et (b) du ¹³⁷ Cs.	126
Figure 3-8 : (a) Image reconstruite sans correction de blanc. (b) Image de blanc. (c) Image reconstruite après application de la correction de blanc.	126
Figure 3-9 : Images reconstruites de l'embranchement d'un tuyau (a) avec un masque de rang 13 et d'épaisseur 2 mm et l'algorithme de déconvolution standard (superposition des images gamma et visible), (b) avec un masque de rang 7 et d'épaisseur 4 mm et l'algorithme de déconvolution standard, (c) avec un masque de rang 7 et d'épaisseur 4 mm et un algorithme de classe espérance-maximisation. Les résultats ont été obtenus sur un site en démantèlement.	127
Figure 3-10 : Logigramme de l'algorithme MLEM.	130
Figure 3-11 : Reconstruction d'un point chaud simulé d' ²⁴¹ Am avec un projecteur mono-source ²⁴¹ Am de type M après (a) 5, (b) 200 et (c) 1000 itérations.	140
Figure 3-12 : Reconstruction d'un point chaud simulé d' ²⁴¹ Am avec un projecteur mono-source ²⁴¹ Am de type MAM après (a) 5, (b) 200 et (c) 1000 itérations.	140
Figure 3-13 : Reconstruction d'un point chaud simulé d' ²⁴¹ Am avec un projecteur mono-source ²⁴¹ Am de type MAMI après (a) 5, (b) 200 et (c) 1000 itérations.	140
Figure 3-14 : Reconstruction d'un point chaud simulé d' ²⁴¹ Am avec un projecteur mono-source ²⁴¹ Am de type M après (a) 5, (b) 200 et (c) 1000 itérations (source radioactive située à 1 m du détecteur et décentrée de 20 cm selon l'axe des x et de 10 cm selon l'axe des y).	140
Figure 3-15 : Reconstruction d'un point chaud simulé de ¹³⁷ Cs avec un projecteur mono-source ¹³⁷ Cs de type M après (a) 5, (b) 200 et (c) 1000 itérations.	141
Figure 3-16 : Reconstruction d'un point chaud simulé de ¹³⁷ Cs avec un projecteur mono-source ¹³⁷ Cs de type M après (a) 5, (b) 200 et (c) 1000 itérations (source radioactive située à 1 m du détecteur et décentrée de 20 cm selon l'axe des x et de 10 cm selon l'axe des y).	141
Figure 3-17 : Reconstruction de points chauds simulés d' ²⁴¹ Am et de ¹³⁷ Cs avec un projecteur bi-sources ²⁴¹ Am/ ¹³⁷ Cs de type MAM (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ²⁴¹ Am et (b) ¹³⁷ Cs.	142
Figure 3-18 : Reconstruction de points chauds simulés d' ²⁴¹ Am et de ¹³⁷ Cs avec un projecteur bi-sources ²⁴¹ Am/ ¹³⁷ Cs de type MAMI au bout de (1) 5, (2) 200 et (3) 1000 itérations de l'algorithme MLEM. Les deux colonnes correspondent respectivement aux fenêtres (a) ²⁴¹ Am et (b) ¹³⁷ Cs.	143
Figure 3-19 : Reconstruction de points chauds simulés d' ²⁴¹ Am et de ¹³⁷ Cs avec un projecteur bi-sources ²⁴¹ Am/ ¹³⁷ Cs de type MAME au bout de (1) 5 et (2) 200 itérations de l'algorithme MLEM. Les deux colonnes correspondent respectivement aux fenêtres (a) ²⁴¹ Am et (b) ¹³⁷ Cs.	144
Figure 3-20 : Reconstruction de points chauds simulés d' ²⁴¹ Am et de ¹³⁷ Cs avec un projecteur bi-sources ²⁴¹ Am/ ¹³⁷ Cs de type MAMIE (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ²⁴¹ Am et (b) ¹³⁷ Cs.	144
Figure 3-21 : Reconstruction de points chauds simulés d' ²⁴¹ Am et de ¹³⁷ Cs avec un projecteur bi-sources ²⁴¹ Am/ ¹³⁷ Cs de type MAM2IE (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ²⁴¹ Am et (b) ¹³⁷ Cs.	145
Figure 3-22 : Reconstruction d'un point chaud d' ²⁴¹ Am avec un projecteur mono-source ²⁴¹ Am de type M après (a) 5, (b) 200 et (c) 1000 itérations (prise en compte des données inférieures à 60 keV).	146

Figure 3-23 : Reconstruction d'un point chaud d' ²⁴¹ Am avec un projecteur mono-source ²⁴¹ Am de type MAM après (a) 5, (b) 200 et (c) 1000 itérations (prise en compte des données inférieures à 60 keV).....	146
Figure 3-24 : Reconstruction d'un point chaud d' ²⁴¹ Am avec un projecteur mono-source ²⁴¹ Am de type MAMI après (a) 5, (b) 200 et (c) 1000 itérations (prise en compte des données inférieures à 60 keV).....	146
Figure 3-25 : Reconstruction d'un point chaud d' ²⁴¹ Am avec un projecteur mono-source ²⁴¹ Am de type M après 200 itérations (prise en compte de l'ensemble des données).	147
Figure 3-26 : Reconstruction d'un point chaud d' ²⁴¹ Am avec un projecteur mono-source ²⁴¹ Am de type MAMI après 200 itérations (prise en compte de l'ensemble des données).	147
Figure 3-27 : Reconstruction d'un point chaud de ¹³⁷ Cs avec un projecteur mono-source ¹³⁷ Cs de type M après (a) 200, (b) 1000 et (c) 2000 itérations.....	148
Figure 3-28 : Reconstruction d'un point chaud de ¹³⁷ Cs avec un projecteur ¹³⁷ Cs de type MAM après (a) 200, (b) 1000 et (c) 2000 itérations.....	148
Figure 3-29 : Reconstruction d'un point chaud de ¹³⁷ Cs avec un projecteur ¹³⁷ Cs de type MAMI après (a) 200, (b) 500 et (c) 1000 itérations.....	148
Figure 3-30 : Reconstruction d'un point chaud d' ²⁴¹ Am avec un projecteur bi-sources ²⁴¹ Am/ ¹³⁷ Cs de type MAM (fenêtre ²⁴¹ Am) après (a) 2, (b) 200 et (c) 1000 itérations (prise en compte de l'ensemble des données)...	149
Figure 3-31 : Reconstruction d'un point chaud d' ²⁴¹ Am avec un projecteur bi-sources ²⁴¹ Am/ ¹³⁷ Cs de type MAMI (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ²⁴¹ Am et (b) ¹³⁷ Cs (prise en compte de l'ensemble des données). Seule la source d' ²⁴¹ Am est reconstruite.....	150
Figure 3-32 : Reconstruction d'un point chaud d' ²⁴¹ Am avec un projecteur bi-sources ²⁴¹ Am/ ¹³⁷ Cs de type MAME (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ²⁴¹ Am et (b) ¹³⁷ Cs (prise en compte de l'ensemble des données).....	150
Figure 3-33 : Reconstruction d'un point chaud d' ²⁴¹ Am avec un projecteur bi-sources ²⁴¹ Am/ ¹³⁷ Cs de type MAMIE (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ²⁴¹ Am et (b) ¹³⁷ Cs (prise en compte de l'ensemble des données).....	150
Figure 3-34 : Reconstruction d'un point chaud d' ²⁴¹ Am avec un projecteur bi-sources ²⁴¹ Am/ ¹³⁷ Cs de type MAM2IE (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ²⁴¹ Am et (b) ¹³⁷ Cs (prise en compte de l'ensemble des données).....	150
Figure 3-35 : Reconstruction d'un point chaud de ¹³⁷ Cs avec un projecteur bi-sources ²⁴¹ Am/ ¹³⁷ Cs de type MAM (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ²⁴¹ Am et (b) ¹³⁷ Cs.....	151
Figure 3-36 : Reconstruction d'un point chaud de ¹³⁷ Cs avec un projecteur bi-sources ²⁴¹ Am/ ¹³⁷ Cs de type MAMI (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ²⁴¹ Am et (b) ¹³⁷ Cs.....	151
Figure 3-37 : Reconstruction d'un point chaud de ¹³⁷ Cs avec un projecteur bi-sources ²⁴¹ Am/ ¹³⁷ Cs de type MAME (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ²⁴¹ Am et (b) ¹³⁷ Cs.....	152
Figure 3-38 : Reconstruction d'un point chaud de ¹³⁷ Cs avec un projecteur bi-sources ²⁴¹ Am/ ¹³⁷ Cs de type MAMIE (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ²⁴¹ Am et (b) ¹³⁷ Cs.....	152
Figure 3-39 : Reconstruction d'un point chaud de ¹³⁷ Cs avec un projecteur bi-sources ²⁴¹ Am/ ¹³⁷ Cs de type MAM2IE (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ²⁴¹ Am et (b) ¹³⁷ Cs.....	152
Figure 3-40 : Reconstruction de points chauds d' ²⁴¹ Am et de ¹³⁷ Cs avec un projecteur bi-sources ²⁴¹ Am/ ¹³⁷ Cs de type MAM (1000 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ²⁴¹ Am et (b) ¹³⁷ Cs.....	153

Figure 3-41 : Reconstruction de points chauds d' ^{241}Am et de ^{137}Cs avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ de type MAMI (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{137}Cs	153
Figure 3-42 : Reconstruction de points chauds d' ^{241}Am et de ^{137}Cs avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ de type MAMI (1000 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{137}Cs	153
Figure 3-43 : Reconstruction de points chauds d' ^{241}Am et de ^{137}Cs avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ de type MAME (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{137}Cs	154
Figure 3-44 : Reconstruction de points chauds d' ^{241}Am et de ^{137}Cs avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ de type MAMIE (200 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{137}Cs	154
Figure 3-45 : Reconstruction de points chauds d' ^{241}Am et de ^{137}Cs avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ de type MAMIE (1000 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{137}Cs	154
Figure 3-46 : Reconstruction de points chauds d' ^{241}Am et de ^{137}Cs avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{137}\text{Cs}$ de type MAM2IE (1000 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{137}Cs	155
Figure 3-47 : Utilisation d'un projecteur de type MAM2IE intégré à un algorithme MAPEM (1500 itérations). La première ligne présente les images reconstruites respectivement sur les fenêtres de l' ^{241}Am , du ^{137}Cs , du bruit ^{241}Am et du bruit ^{137}Cs . La deuxième ligne expose le profil des voxels sur la ligne où la valeur de dépôt la plus importante est relevée. La troisième ligne donne les images brutes de la matrice de détection.	155
Figure 4-1 : Chaîne de traitement associée à un pixel de la puce Medipix 3 (BALLABRIGA & al., 2011).....	159
Figure 4-2 : Interfaçage d'une puce de lecture Medipix3	160
Figure 4-3 : Etapes successives du processus de sommation de charge dans la puce Medipix3. Les pixels sont désignés par des lettres figurant en gris. (a) Point de départ : dépôt de charge réparti entre plusieurs pixels. (b) Première étape, première tâche : identification du pixel ayant reçu le dépôt de charge le plus important. (c) Première étape, seconde tâche menée en parallèle de la première : sommation de charge par groupes de quatre pixels, (d) Deuxième étape : incrémentation du pixel dans lequel le dépôt est le plus important. ...	161
Figure 4-4 : Courbes en S obtenues avec une source d' ^{241}Am (59,5 keV) avec une puce Medipix3 en <i>Single Pixel Mode</i> (en bleu) et en <i>Charge Summing Mode</i> (en rouge) (LLOPART & al., 2009).....	162
Figure 4-5 : Exemple de courbe en S obtenue avec une puce Medipix3 en <i>Charge Summing Mode</i> (DOBBELAERE, 2011).....	163
Figure 4-6 : Spectres de fluorescence du molybdène en modes SPM et CSM (RONALDSON & al., 2011).....	163
Figure 4-7 : Courbes en S (en haut) et spectres (en bas) d' ^{241}Am obtenus en (a) <i>Single Pixel Mode</i> et (b) <i>Charge Summing Mode</i> avec une puce Medipix3 110 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ de CdTe.....	165
Figure 4-8 : Courbes en S (en haut) et spectres (en bas) de (a) ^{57}Co (122 keV) et de (b) ^{22}Na (511 keV) obtenus en <i>Charge Summing Mode</i> avec une puce Medipix3 110 $\mu\text{m}/1\text{ mm}$ CdTe.	166
Figure 4-9 : (a) Courbe en S et (b) spectre d' ^{241}Am obtenu en <i>Charge Summing Mode</i> avec une puce Medipix3 110 $\mu\text{m}/300\text{ }\mu\text{m}$ de Si.....	166
Figure 4-10 : Spectres simulés (a) d' ^{241}Am et (b) de ^{137}Cs obtenus avec des détecteurs 300 μm de Si et 1 mm de CdTe.	167
Figure 4-11 : Evolution de l'efficacité de détecteurs constitués de différentes épaisseurs de Si et de CdTe en fonction de l'énergie (AMPTEK).	167

Figure 4-12 : Disposition des éléments dans le module CALISTE HD : les huit ASICs IDeF-X HD (1) sur leur substrat (2), les plots conducteurs permettant la connexion des ASICs au détecteur pixellisé (3), l'interface électronique (4) et le détecteur pixellisé en CdTe (5) (DUBOS, 2015). 169

Figure 4-13 : (a) Photographie de l'anode segmentée du bloc détecteur de CALISTE HD. (b) Schéma du coin supérieur droit de CALISTE HD sur lequel on peut voir des contacts métallisés entourés de zones non métallisées, ainsi que l'anneau de garde entourant le détecteur..... 170

Figure 4-14 : Spectres obtenus avec Caliste HD dans le cas du traitement individuel des pixels (DUBOS & al., 2015)..... 172

Figure 4-15 : Spectres obtenus avec Caliste HD dans le cas du traitement conjoint des dépôts simultanés dans plusieurs pixels (DUBOS & al., 2015)..... 174

Figure 4-16 : Spectres de ^{137}Cs obtenus avec Caliste HD en prenant en compte les dépôts survenus dans un seul pixel, puis partagés entre deux ou trois pixels (DUBOS & al., 2015)..... 175

Figure 4-17 : Prototype de spectro-imageur basé sur le détecteur Caliste HD..... 175

Figure 4-18 : Dispositif expérimental pour l'évaluation des performances de spectro-imagerie du prototype... 176

Figure 4-19 : Fenêtrage autour du pic de ^{137}Cs permettant la construction du projecteur ME ^{137}Cs 177

Figure 4-20 : Reconstruction d'un point chaud d' ^{241}Am avec des projecteurs mono-source ^{241}Am (a) M et (b) ME. Les cercles gris entourent les artefacts. 178

Figure 4-21 : Reconstruction d'un point chaud de ^{133}Ba avec des projecteurs mono-source ^{133}Ba (a) M et (b) ME. 178

Figure 4-22 : Reconstruction d'un point chaud de ^{152}Eu avec des projecteurs mono-source ^{152}Eu (a) M et (b) ME. 178

Figure 4-23 : Reconstruction de points chauds d' ^{241}Am et de ^{133}Ba avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{133}\text{Ba}$ de type M (1000 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{133}Ba . Les cercles rouge et vert sont respectivement situés aux emplacements des sources d' ^{241}Am et de ^{133}Ba . 179

Figure 4-24 : Reconstruction de points chauds d' ^{241}Am et de ^{133}Ba avec un projecteur bi-sources $^{241}\text{Am}/^{133}\text{Ba}$ de type ME (1000 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{133}Ba . Les cercles rouge et vert sont respectivement situés aux emplacements des sources d' ^{241}Am et de ^{133}Ba 179

Figure 4-25 : Reconstruction de points chauds d' ^{241}Am et d' ^{152}Eu avec un projecteur bi-sources ^{241}Am (60 keV)/ ^{152}Eu (40 keV) de type ME (1000 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{152}Eu . Les cercles rouge et vert sont respectivement situés aux emplacements des sources d' ^{241}Am et de ^{152}Eu 180

Figure 4-26 : Reconstruction de points chauds d' ^{241}Am et d' ^{152}Eu avec un projecteur bi-sources ^{241}Am (60 keV)/ ^{152}Eu (122 keV) de type ME (1000 itérations). Les deux images correspondent respectivement aux fenêtres (a) ^{241}Am et (b) ^{152}Eu . Les cercles rouge et vert sont respectivement situés aux emplacements des sources d' ^{241}Am et de ^{152}Eu 180

Figure 4-27 : Image gamma brute obtenue avec une source d' ^{241}Am située à 1 m de la caméra gamma et décalée de 40 cm par rapport à l'axe de celle-ci (données simulées)..... 181

Figure 4-28 : Images gamma reconstruites avec des algorithmes (a) d'intercorrélacion et (b) MLEM pour une source d' ^{241}Am située à 1 m de la caméra gamma et décalée de 40 cm par rapport à l'axe de celle-ci (données simulées)..... 181

Figure 4-29 : (a) Image gamma brute et (b) image reconstruite d'une source d' ^{241}Am avec un masque codé aléatoire (DUBOS & al., 2015)..... 182

Figure 4-30 : Images gamma reconstruites avec des algorithmes (a) d'intercorrélacion et (b) MLEM..... 182

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1-1 : Comparaison des caractéristiques des caméras gamma Compton actuellement commercialisées ASTROCAM 7000HS et Polaris-H.....	13
Tableau 1-2 : Comparaison des caractéristiques des caméras gamma à masque codé actuellement commercialisées RadCam et CARTOGAM.	22
Tableau 1-3 : Caractéristiques de différents matériaux semi-conducteurs : le silicium (Si), le germanium (Ge), l'arséniure de gallium (AsGa), le tellure de cadmium (CdTe) et le tellure de cadmium et zinc (Cd _{0,9} Zn _{0,1} Te).....	27
Tableau 1-4 : Comparaison des caractéristiques des puces de lecture Medipix1, Medipix2 et Timepix.	32
Tableau 1-5 : Caractéristiques principales de matériaux utilisés pour l'usinage de collimateurs (GUERIN, 2007).	40
Tableau 1-6 : Sensibilité de la caméra gamma GAMPIX pour différentes sources radioactives situées à 1 m de la caméra avec plusieurs configurations du masque codé.....	51
Tableau 1-7 : Résolution angulaire de la caméra gamma GAMPIX pour différentes sources radioactives situées à 1 m de la caméra (champ de vue de 30°).	53
Tableau 2-1 : Caractéristiques des couches K et L du Cd et du Te et des photons de fluorescence associés (TLUSTOS, 2005).....	59
Tableau 2-2 : Nature et caractéristiques des sources utilisées. Les valeurs d'énergie correspondent aux raies d'émission les plus intenses.....	67
Tableau 2-3 : Taille moyenne des <i>clusters</i> (en pixels) en fonction des radioéléments émetteurs, de la tension de polarisation et du pas de pixellisation.	68
Tableau 2-4 : Evolution par unité d'énergie de la taille moyenne des <i>clusters</i> pour plusieurs configurations de tension de polarisation et de pixellisation du détecteur.....	68
Tableau 2-5 : Rapports entre les tailles moyennes de clusters pour les puces 110 µm/1 mm H03-W0022 et 55 µm/1 mm D03-W0083 pour différentes tensions de polarisation.	71
Tableau 2-6 : Résolution en énergie et allure des spectres obtenus à l' ²⁴¹ Am pour les clusters de taille 1 en fonction de la tension de polarisation pour la puce 55 µm/1 mm D03-W0083 et pour la puce 110 µm/1 mm H03-W0022.....	72
Tableau 2-7 : Récapitulatif des valeurs retenues pour les DACs de la puce 55 µm/1 mm I04-W0083.....	83
Tableau 2-8 : Equations des courbes de calibration obtenues avec les puces 55 µm/1 mm I04-W0083 et 110 µm/1 mm H03-W0022 à -110 V, -200 V et -300 V.....	98
Tableau 2-9 : Rapport entre l'énergie mesurée après calibration et l'énergie réelle des rayonnements gamma. ...	99
Tableaux 2-10 : Indicateur d'alignement pour la puce I04-W0083 (55 µm) avant et après calibration pour plusieurs valeurs de l'énergie et de la tension de polarisation. La dernière colonne indique le rapport entre les indicateurs calculés avant et après calibration.	100
Tableaux 2-11 : Indicateur d'alignement pour la puce H03-W0022 (110 µm) pour plusieurs valeurs de l'énergie et de la tension de polarisation.....	101
Tableau 2-12 : Résolutions en énergie avant et après calibration pour les puces I04-W0083 (55 µm) et H03-W0022 (110 µm) en fonction de l'énergie (300 V).....	103
Tableau 3-1 : Taille moyenne des <i>clusters</i> et probabilités en fonction de la taille des <i>clusters</i> pour les radionucléides étudiés.	113

Tableau 3-2 : Fenêtrages sur la taille des <i>clusters</i> pour les tests en mode spectro-imageur.....	113
Tableau 3-3 : Fenêtrages ToT pour les tests en mode spectro-imageur.....	115
Tableau 3-4 : Reconstruction spatiale sélective des sources d' ²⁴¹ Am et de ¹³⁷ Cs par fenêtrage sur la taille des <i>clusters</i>	117
Tableau 3-5 : Reconstruction spatiale sélective des sources d' ²⁴¹ Am, de ¹³⁷ Cs et de ⁶⁰ Co par fenêtrage sur les valeurs de ToT.....	118
Tableau 3-6 : Reconstruction spatiale sélective des sources d' ²⁴¹ Am, de ¹³³ Ba et de ¹³⁷ Cs par fenêtrage sur la taille des <i>clusters</i> et sur les valeurs de ToT.....	119
Tableau 3-7 : Sensibilité de GAMPIX avec un masque de rang 7 en fonction du fenêtrage.	120
Tableau 3-8 : Sensibilité de GAMPIX avec un masque de rang 13 et d'épaisseur 2 mm en fonction du fenêtrage.	120
Tableau 4-1 : Performances du détecteur Caliste HD pour la détection de radionucléides compris entre 60 keV et 662 keV dans le cas du traitement individuel des pixels (DUBOS & al., 2015).....	173
Tableau 4-2 : Performances du détecteur Caliste HD pour la détection de radionucléides compris entre 662 keV et 1408 keV dans le cas du traitement conjoint des pixels éclairés simultanément (DUBOS & al., 2015).	174