



**HAL**  
open science

# Etude des performances spectrometriques des detecteurs gamma CdTe CdZnTe monolithiques

Eric Gros d'Aillon

► **To cite this version:**

Eric Gros d'Aillon. Etude des performances spectrometriques des detecteurs gamma CdTe CdZnTe monolithiques. Matière Condensée [cond-mat]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2005. Français. NNT: . tel-00011119

**HAL Id: tel-00011119**

**<https://theses.hal.science/tel-00011119>**

Submitted on 25 Nov 2005

**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 JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I  
SCIENCES ET GÉOGRAPHIE

THÈSE

pour obtenir le grade de  
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER

**Discipline** : Physique pour l'instrumentation

Présentée et soutenue publiquement

par

**Eric Gros d'Aillon**

Le 22 Novembre 2005

**Etude des performances spectrométriques des  
détecteurs gamma CdZnTe / CdTe monolithiques**

Directeur de la thèse :  
Vincent Comparat

Composition du jury :

Paul Siffert	Président du jury / Rapporteur
François Lebrun	Rapporteur
Vincent Comparat	Directeur
Loïck Verger	Examineur
Mike Mayhugh	Invité

Thèse préparée au **Service des Technologies de détection**  
LETI CEA Recherche Technologique



## Remerciements

Que serait un manuscrit de thèse sans les remerciements ? Probablement un texte qui ne serait lu que par les rapporteurs, qui seront pour cette raison remerciés en premier, suivis de l'ensemble du jury, et surtout de ceux qui m'ont encadré, qui ont aussi, au moins en théorie, dû le lire (le manuscrit).

Mais le manuscrit n'est que la partie publique d'un travail de thèse. Une thèse, c'est bien sûr un travail de recherche, à la fois long et à la fois court, qui se déroule au sein d'un laboratoire. Au Leti, si chaque thésard sait, en général dans quel laboratoire son travail commence, nul ne peut prédire dans quel laboratoire - ni d'ailleurs sur quel sujet - il le finira. Mes premiers pas se sont déroulés au sein de deux laboratoires qui ont finalement convergé, dans un élan de réorganisation qui a, dans mon cas, épargné le sujet.

Une thèse, je l'ai dit, se déroule au sein d'un laboratoire. Plus important peut-être que le travail lui-même, qui est résumé dans les quelques pages qui suivent, et que le lecteur pressé peut lire directement, c'est certainement l'ambiance qui règne dans ce laboratoire qui a rendu ces trois années agréables. Pendant ces trois ans, j'ai appris beaucoup des choses essentielles, notamment, pêle-mêle, - et je demande ici au lecteur asthmatique de passer directement au paragraphe suivant - que l'on peut bondir avec la même fougue pour le but d'un avant stéphanois, ou pour un front Compton du cobalt, que l'on peut refaire plusieurs fois la même mesure sur le même détecteur dans les mêmes conditions, pourvu que l'on ait oublié la mesure précédente, que certains oscilloscopes savaient voler, qu'on trouve de belles montagnes dans les Pyrénées, que l'on peut s'extasier sur des bas qui circulent à vélo, en récitant Rose de Victor Hugo, que les corses chantent aussi du tango, que s'il existe un grand nombre de solanacées<sup>1</sup>, une seule variété mérite d'être dégustée, que l'on peut réparer un lave linge avec un vieux PC, que les pratiquants du parapente et du deltaplane peuvent cohabiter, que l'accent du sud longtemps peut se garder, que si être bavard dégrade la lithographie, la furtivité ne nuit pas à la radiographie, qu'on peut brasser la semaine et skier au Grand Serre les weekends<sup>2</sup>, ne pas manger de polenta malgré son origine italienne, qu'un chat timide et borgne ne permet pas à ses gardiens de s'attacher, mais qu'une sonnette peut se partager, qu'un duel quotidien autour d'une banane permet de prouver sa bravoure, que l'on peut tomber amoureux tous les jours, que l'on peut faire plus de cent sorties en montagne par an, ou s'initier en gravissant le Mont Blanc, que l'on peut promettre une bouteille de champagne, mais ne pas la payer, que l'on peut survivre dans un laboratoire, en ne buvant ni thé ni café, et j'en oublie... Merci à vous tous, pour tout ce que vous m'avez apporté, d'un point de vue technique, scientifique, et surtout personnel.

Ce qui, pour moi, est plus important que la vie au labo, vous l'aurez compris, c'est bien sûr la vie en dehors du labo. Bien que cette catégorie soit connexe avec la précédente je veux remercier dans ce paragraphe, plus sobrement, tous mes ami(e)s, mes compagnons de comptoir et de cordée, de journée et de soirée. Salut à vous, qui m'avez accompagné et qui je l'espère, continuerez longtemps à le faire.

Pour finir, je veux remercier particulièrement et chaleureusement ma famille et affectueusement ma chérie.

---

<sup>1</sup> Il eût été plus simple, plus rigoureux, mais moins esthétique, d'écrire « pomme de terre ».

<sup>2</sup> Au sujet de la nouvelle orthographe, voir <http://www.orthographe-recommandee.info/>



## Sommaire :

Introduction .....	7
Chapitre I Détection des rayons gamma.....	10
I.1 Du rayon gamma au spectre en énergie.....	10
I.2 Les systèmes de détection des photons $\gamma$ pour l'imagerie.....	16
I.3 Applications : l'imagerie de radio-isotopes.....	22
I.4 Conclusion du chapitre I.....	26
Chapitre II Détecteurs CdTe / CdZnTe.....	32
II.1 Le matériau et sa caractérisation .....	32
II.2 La mauvaise collecte des trous .....	43
II.3 Les facteurs limitant les performances des détecteurs.....	50
II.4 Conclusion du chapitre II .....	57
Chapitre III Modélisation du détecteur.....	64
III.1 Introduction .....	64
III.2 Modélisation des interactions matière – rayonnement.....	65
III.3 Modélisation de l'induction des charges dans le semi-conducteur .....	67
III.4 Calcul du spectre bi-paramétrique : le logiciel Ulysse .....	81
III.5 Quelques pistes pour améliorer la simulation .....	87
III.6 Conclusion du chapitre III.....	87
Chapitre IV Caractérisation spectrométrique des détecteurs pixellisés.....	92
IV.1 Présentation du banc de test.....	92
IV.2 Etudes avec le banc 2D.....	100
IV.3 Quelques pistes pour améliorer le banc de test .....	108
IV.4 Conclusion du chapitre IV.....	108
Chapitre V Etude des détecteurs monolithiques .....	112
V.1 Influence des défauts du matériau et des contacts .....	112
V.2 Comparaison de plusieurs matériaux .....	118
V.3 Influence du pas des anodes.....	133
V.4 Etude du partage de charges entre les anodes .....	138
V.5 Conclusion du chapitre V .....	150
Chapitre VI Perspectives.....	154
VI.1 Traitement des informations mesurées.....	154
VI.2 Evolution de la géométrie du détecteur.....	158
Conclusion.....	164



# Introduction

Dans le domaine de l'imagerie médicale, l'imagerie nucléaire consiste à introduire à l'intérieur d'un organisme des traceurs radioactifs spécifiques d'une fonction métabolique ou physiologique qui se fixent particulièrement sur certaines zones. Plus précisément, la tomographie d'émission de photon unique : le SPECT (pour Single Photon Emission Computed Tomography) est une technique d'imagerie médicale scintigraphique fonctionnelle utilisée couramment, notamment pour l'imagerie cardiaque, cérébrale, rénale et osseuse. Les radio-traceurs introduits dans l'objet à étudier émettent des photons gamma qui sont détectés par une gamma-caméra. Le radio-traceur principalement utilisé est le technétium qui émet des photons gamma d'énergie 140 keV. Contrairement à l'imagerie X, les photons ne sont pas transmis, mais émis par l'objet étudié. Ils sont comptés individuellement et leur énergie est mesurée, soit pour rejeter le rayonnement diffusé, soit pour discriminer plusieurs radio-traceurs. Différentes technologies de détecteur ont été utilisées pour fabriquer des gamma-caméras, principalement les détecteurs scintillateurs. Les critères de performance de ces détecteurs sont la résolution en énergie, la résolution spatiale, l'efficacité de détection et son uniformité sur la surface du détecteur, la fiabilité et la stabilité dans le temps.

Les performances des gamma-caméras sont limitées pour certaines applications, et les limites théoriques des détecteurs scintillateurs ont été atteintes. Leur encombrement est important, leur résolution en énergie modeste (typiquement 10 % à 140 keV) et leur résolution spatiale limitée par la diffusion des photons dans le cristal scintillateur. Le SPECT est utilisé pour le diagnostique du cancer du sein (scintimammographie) comme modalité complémentaire à la mammographie, où il permet de réduire le nombre de biopsies inutiles. La résolution en énergie des détecteurs actuels ne permet pas de rejeter de manière satisfaisante le rayonnement diffusé qui obscurcit l'image. Leur encombrement réduit la possibilité de placer le détecteur près du sein. Le SPECT est aussi utilisé pour l'imagerie in vivo du petit animal. Ici, la résolution spatiale et l'encombrement des gamma-caméras clinique limite aussi leur utilisation.

Même si des innovations permettent d'améliorer notamment la résolution spatiale de ces détecteurs, pour dépasser ces limites, il faut utiliser une autre physique de détection. Les détecteurs à base de semi-conducteurs, notamment la famille du tellure de cadmium (CdTe ou CdZnTe) sont de bons candidats pour ces applications. Leur résolution en énergie est meilleure que celle des détecteurs scintillateurs. La détection directe des photons associée à la segmentation des électrodes des détecteurs permet d'atteindre une résolution spatiale très inférieure à celle des détecteurs scintillateurs. Enfin, la mesure de la profondeur d'interaction du photon dans le détecteur autorise l'utilisation de nouveaux types de collimateurs qui améliorent soit la résolution spatiale, soit l'efficacité de détection.

Si cette étude est motivée par des applications, elle est focalisée sur les performances spectrométriques des détecteurs monolithiques pixellisés en CdTe et en CdZnTe. Nous nous intéressons particulièrement à la résolution en énergie de ces détecteurs et aux facteurs qui la limitent, ainsi qu'à la mesure de la profondeur d'interaction du photon dans le détecteur, pour différents matériaux.

Les interactions des rayons gamma avec la matière sont décrites dans le *chapitre I*. Les avantages des détecteurs à base de semi-conducteur par rapport aux scintillateurs sont exposés. Parmi tous les semi-conducteurs capables de détecter des rayonnements à température ambiante,



la famille du tellurure de cadmium présente le meilleur compromis. Les principales applications visées, la scintimammographie, et l'imagerie du petit animal, sont introduites pour connaître leurs spécifications.

Les méthodes de croissance qui permettent d'obtenir du CdTe et du CdZnTe sont présentées dans le *chapitre II*. Nous détaillons les caractérisations des matériaux et expliquons l'influence de ses défauts sur les performances des détecteurs. Nous décrivons les particularités des détecteurs monolithiques à base de CdTe et de CdZnTe, notamment la dépendance de la charge mesurée avec la profondeur d'interaction du photon dans le détecteur. Pour obtenir de bonnes performances spectrométriques, cette profondeur d'interaction est mesurée à partir des signaux issus des anodes ou de la cathode du détecteur. Enfin, nous présentons les facteurs qui dégradent les performances des détecteurs. Le courant de fuite et, dans une moindre mesure, le bruit associé au piégeage des électrons, sont les principales sources de bruit qui différencient les matériaux étudiés.

Les phénomènes de transport et d'induction de charges dans le détecteur sont modélisés dans le *chapitre III*. Nous décrivons le logiciel Ulysse, un simulateur tridimensionnelle de détecteur semi-conducteur de rayons gamma développé au laboratoire. Les interactions matière-rayonnement sont modélisées par la méthode de Monte Carlo. La migration des nuages de porteurs de charges et l'induction sur les électrodes du détecteur sont modélisées par la méthode des éléments finis. La prise en compte de tous ces éléments permet de construire un spectre en énergie et un spectre bi-paramétrique. Des développements ont été apportés pour étudier nos détecteurs monolithiques.

Les détecteurs sont étudiés avec un banc de test décrit dans le *chapitre IV* : le banc 2D. Grâce à ce banc, nous mesurons les performances spectrométriques des détecteurs et réalisons des cartographies d'homogénéité de la réponse des détecteurs.

A l'aide de la théorie développée dans les deux premiers chapitres et des outils exposés dans les deux chapitres suivants, quatre études sont décrites dans le *chapitre V*. Pour commencer, nous examinons l'influence des défauts du matériau et des contacts sur les performances spectrométriques des détecteurs. Ensuite, nous comparons les performances de plusieurs matériaux, principalement la résolution en énergie des détecteurs et la mesure de la profondeur d'interaction, pour une géométrie de détecteur adaptée au SPECT. Puis, pour un matériau, nous observons l'influence du pas des anodes du détecteur sur ces mêmes caractéristiques. Enfin, le partage et la perte de charges entre les anodes des détecteurs, spécifiques aux détecteurs monolithiques, dégradent leurs performances et sont examinés dans ce chapitre.

Pour conclure, de nouveaux traitements des informations mesurées et une nouvelle géométrie de détecteur sont proposés dans le *chapitre VI*.

# CHAPITRE I

## Détection et imagerie du rayonnement gamma

### Sommaire

Chapitre I	Détection des rayons gamma.....	10
I.1	Du rayon gamma au spectre en énergie.....	10
I.1.1	Les interactions rayonnements matière.....	10
I.1.2	Détection du photon $\gamma$ .....	14
I.2	Les systèmes de détection des photons $\gamma$ .....	16
I.2.1	Les gamma caméras.....	16
I.2.2	Les détecteurs à semi-conducteur.....	19
I.3	Applications : l'imagerie de radio-isotopes.....	22
I.3.1	Imagerie du petit animal.....	23
I.3.2	Scintimammographie.....	24
I.4	Conclusion.....	26

### Résumé :

Trois types de détecteurs sont utilisés pour l'imagerie médicale nucléaire : les détecteurs à gaz, les scintillateurs et les semi-conducteurs. Les détecteurs à base de semi-conducteurs présentent une meilleure résolution en énergie et potentiellement une résolution spatiale supérieure, principalement grâce au principe de conversion directe du photon gamma en paires électron-trou. Parmi les semi-conducteurs existant et fonctionnant à température ambiante, la famille des tellurures de cadmium présente actuellement les meilleurs compromis. Nous introduisons les principales applications potentielles des gamma-caméras à base de CdTe / CdZnTe : la scintimammographie et l'imagerie du petit animal.

# Chapitre I Détection des rayons gamma

Pour introduire cette thèse, nous suivrons la logique de la détection : du photon gamma jusqu'au spectre en énergie. Dans ce but, nous aborderons les interactions rayonnement matière. Nous justifierons ensuite le choix de détecteurs à base de tellurure de cadmium. Pour connaître les critères de qualités de détecteurs, nous discuterons des particularités de l'imagerie gamma, principalement l'utilisation d'un collimateur, et nous introduirons les applications visées. Pour ces applications, nous nous intéressons à la mesure de l'énergie individuelle de chaque photon incident (mode spectroscopique) et pas à la mesure d'un flux de photon (mode courant). La problématique de cette thèse porte sur le détecteur, et non pas sur le système complet. C'est pourquoi les applications sont introduites pour discuter des critères de qualités des détecteurs, sans pour autant proposer un état de l'art complet pour ces applications.

## I.1 Du rayon gamma au spectre en énergie

Cette première partie détaille les interactions des rayons gamma avec la matière, qui aboutissent au dépôt de leur énergie dans un détecteur. Cette énergie est mesurée pour obtenir un spectre en énergie.

### I.1.1 Les interactions rayonnement matière

#### a) Le rayonnement gamma

Les rayons gamma sont des photons émis par un noyau excité lors de sa relaxation (i.e. lors du réarrangement des nucléons). Leur énergie varie de quelques dizaines de keV à quelques dizaines de MeV. Pour les applications médicales qui nous concernent, l'énergie des photons est typiquement 140 keV (cf. paragraphe I.3). Contrairement aux rayons X, dont l'émission est contrôlée et focalisée dans le tube, l'émission des photons gamma est aléatoire et isotrope. Pour comprendre le fonctionnement des détecteurs de rayons gamma, il faut d'abord s'intéresser à leurs interactions avec la matière. Dans cette gamme d'énergie, les interactions possibles sont l'effet photoélectrique, la diffusion Compton (diffusion incohérente) et la diffusion Rayleigh (diffusion cohérente). La probabilité de chaque interaction dépend de l'énergie du photon incident et du numéro atomique  $Z$  du matériau. La Figure 1 montre la probabilité de chaque interaction (section efficace) en fonction de l'énergie du photon, dans le CdTe.

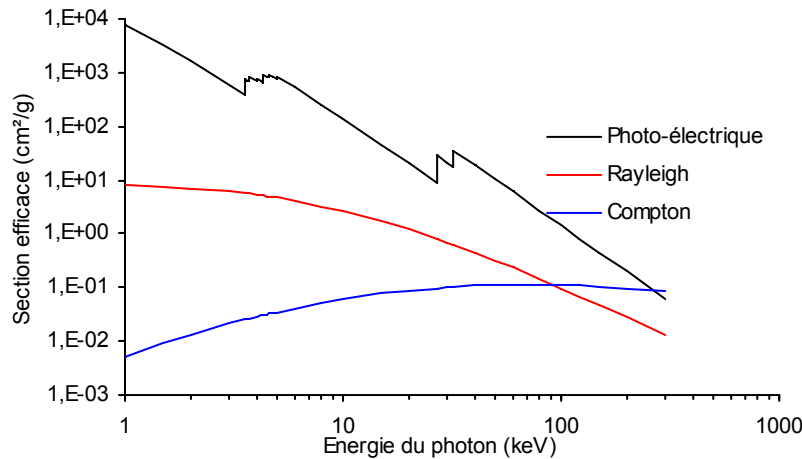


Figure 1 : Section efficace d'interaction dans le CdTe pour l'effet photoélectrique (en noir), la diffusion Rayleigh (en rouge) et la diffusion Compton (en bleu) [Internet @1].

### *Effet photoélectrique*

Le photon incident cède toute son énergie à un électron du cortège électronique de l'atome qui est éjecté (photoélectron) (Figure 2). Ce processus est impossible avec un électron libre, à cause de la conservation de l'impulsion. Aux énergies qui nous concernent, la section efficace d'interaction est dominée par l'absorption d'électrons de la couche K. La place libérée par le photoélectron émis peut être remplie par un autre électron du cortège électronique avec pour conséquence l'émission d'un photon X de fluorescence ou émission d'un électron Auger caractéristiques de l'atome. Dans le CdTe, il est généralement aussitôt réabsorbé par effet photoélectrique, sauf près des bords du détecteur où il peut s'échapper, entraînant une perte d'information (énergie).

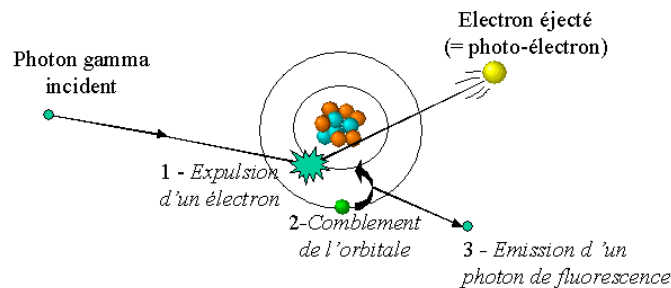


Figure 2 : Représentation de l'interaction photoélectrique [Internet @2].

### *Diffusions Rayleigh et Compton.*

La diffusion Rayleigh est une diffusion cohérente, sans changement de longueur d'onde du photon incident. L'interaction a lieu avec des électrons assez fortement liés à l'atome. L'angle de déviation du photon est faible.

Au contraire, la diffusion Compton est incohérente : le photon incident interagit avec un électron périphérique de l'atome à qui il cède une partie de son énergie (Figure 3). A basse énergie, la distribution angulaire de l'interaction est symétrique. A haute énergie, la distribution angulaire est piquée pour un angle de diffusion nul. L'énergie du photoélectron est maximale

quand le photon est retrodiffusé. La fraction d'énergie transférée aux électrons augmente avec l'énergie du photon incident.

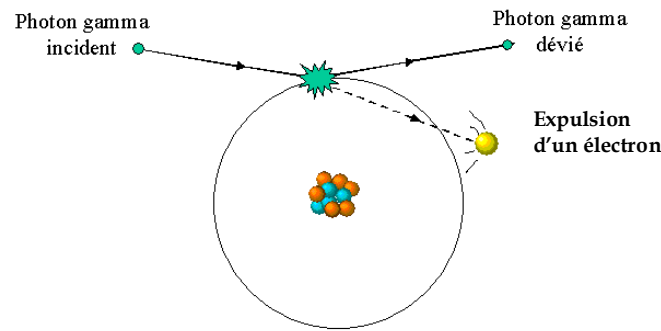


Figure 3 : Représentation de la diffusion Compton [Internet @2]

Les interactions photoélectriques et Compton aboutissent à l'expulsion d'électrons. Nous allons nous intéresser aux interactions de ces électrons avec le milieu.

### ***Effet de matérialisation (ou effet de création de paires)***

Cette interaction a lieu lorsqu'un photon d'énergie supérieure à  $2 m_0 c^2$  (soit 1.022 MeV) est à proximité du noyau. Il en résulte l'apparition d'une paire électron - positon. Si l'énergie du photon incident est supérieure au double de la masse de l'électron (1.022 MeV) le surplus est communiqué aux deux particules créées sous forme d'énergie cinétique. Le positon va, après un court trajet, s'annihiler avec un électron négatif, et créer deux photons, d'énergie égale (511 keV), émis à  $180^\circ$  l'un par rapport à l'autre. Ce mécanisme est à la base de la tomographie par émission de positon [Drezet 2004]. Cependant, dans ce travail, nous n'aborderons pas plus amplement cet effet car nous travaillons avec des photons gamma d'énergie très inférieure au seuil de matérialisation

### b) Les interactions électroniques

Un électron qui traverse un milieu matériel perd son énergie cinétique au cours d'interactions avec les électrons périphériques et les noyaux des atomes. Cette perte progressive d'énergie cinétique s'accompagne de modifications de plus en plus importantes de sa trajectoire. Le nombre d'interactions que subit l'électron avant d'être réabsorbé dans le milieu est très important, ce qui rend complexe son la modélisation de sa trajectoire dans la matière. Les interactions principales sont les collisions inélastiques et élastiques et l'émission de rayonnement de freinage.

- La collision inélastique a lieu entre un électron incident et un électron périphérique d'un atome et se traduit par le partage de l'énergie de l'électron incident. La probabilité de transfert d'une proportion importante de l'énergie est faible. La trajectoire d'un électron de grande énergie est rectiligne tant que son énergie est élevée mais devient extrêmement sinueuse en fin de parcours, lorsque l'énergie diminue. Ce changement de direction constitue la diffusion (Figure 4a). De plus, lorsque l'énergie des électrons incidents est suffisante, il peut y avoir interaction avec le milieu et éjection d'électrons secondaires (appelés électrons delta).
- Le phénomène de collision élastique peut se produire avec les noyaux des atomes. La force d'attraction intervient alors puisque les charges électriques sont de signes contraires. Comme la masse du noyau est bien supérieure à celle de l'électron, l'énergie qui lui est communiquée

lors du choc est très faible. L'électron rebondit sur le noyau et le choc se traduit par un changement de direction de l'électron, sans réduction significative de son énergie.

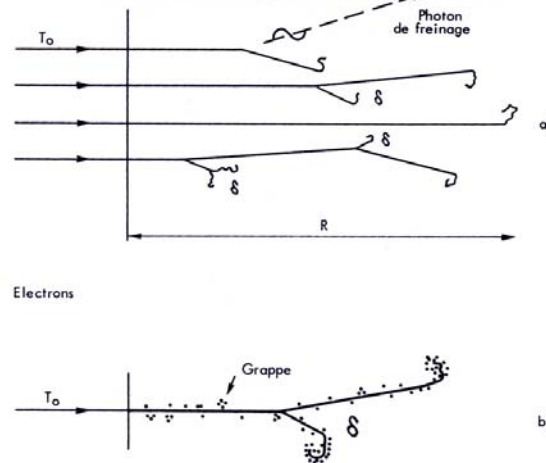


Figure 4 : Trajectoires des électrons dans le milieu [Dutreix, 1993]. a) Aspect général des trajectoires, b) Distributions des ionisations produites dans le milieu (les points au voisinage de la courbe schématisent les interactions).

- Lorsqu'un électron passe au voisinage d'un noyau atomique, il est soumis à une force d'attraction qui le dévie. La théorie de l'électromagnétisme montre qu'une charge électrique soumise à une accélération émet un rayonnement électromagnétique. L'électron ralentit, l'énergie cinétique perdue est convertie en photons qui constituent le rayonnement de freinage (ou bremsstrahlung).

### c) Création de paires électron-trou

Tous les mécanismes décrits dans les paragraphes précédents aboutissent à un dépôt d'énergie dans le matériau. Dans le cas d'un semi-conducteur, ce dépôt se concrétise par la création de paires électron-trou. L'énergie nécessaire à la création d'une paire électron-trou est appelée énergie d'ionisation. Elle est largement supérieure à celle de la bande interdite.

Le dépôt d'énergie du photon dans le semi-conducteur se fait en plusieurs étapes. L'énergie de la particule incidente fait passer des électrons de la bande de valence dans la bande de conduction et crée de manière couplée des phonons optiques (phonons Raman). Ces électrons « chauds » sont hors équilibre thermodynamique. Ils sont ensuite thermalisés : de nouvelles paires électron-trou sont créées en cascade et l'énergie cinétique résiduelle est transférée au réseau cristallin. L'énergie moyenne  $E$  pour créer une paire électron-trou est donc la somme de trois termes : l'énergie de la bande interdite ( $E_{bi}$ ), l'énergie des phonons optiques ( $E_r$ ) et l'énergie cinétique résiduelle ( $E_k$ ) :  $E = E_{bi} + E_r + E_k$  [Klein, 1968].

- La perte moyenne d'énergie par phonon ( $E_r$ ) est liée au nombre moyen de phonons créés par paire électron-trou (entre 10 et 20 selon le semi-conducteur).  $E_r$  est indépendante de la bande interdite et vaut, selon le semi-conducteur, entre 0.5 et 1 eV.
- La perte moyenne d'énergie par thermalisation ( $E_k$ ) est le double du seuil d'ionisation ( $E_i$ ). Dans le cas d'un semi-conducteur à bande interdite directe (ce qui est le cas du CdTe), le seuil d'ionisation vaut  $3/2 E_{bi}$ . En supposant que la quantité de mouvement des porteurs est plus ou moins distribuée de manière isotrope,  $E_k = 9/5 E_{bi}$ .

On peut donc écrire  $E = (14/5) E_{bi} + E_r$ . Cette théorie correspond bien aux mesures présentées dans [Klein, 1968] : l'énergie d'ionisation évolue linéairement avec la bande interdite, à une constante près ( $E_r$  dans le modèle qui dépend du semi-conducteur), indépendamment du type de radiation et de la température.

La fluctuation sur l'énergie consommée pour créer une paire ne suit pas strictement une loi de Poisson car les mécanismes mis en jeu ne sont pas indépendants. Si  $N$  paires sont créées, la fluctuation sur ce nombre est  $\sigma = \sqrt{FN}$  avec  $F$  le facteur de Fano.  $F$  est inférieur à 1, il est lié aux fluctuations de créations de phonons.

Dans le CdTe, il faut environ 4.43 eV pour créer une paire. A cause de sa bande interdite plus élevée, dans le CdZnTe, il faut environ 4.64 eV. Un photon de 122 keV va donc produire environ 27500 paires électron-trou dans le CdTe et 26300 dans le  $Cd_{0,9}Zn_{0,1}Te$ .

### I.1.2 Détection du photon $\gamma$

Le principe d'une chaîne de détection gamma est de convertir chaque photon en un signal mesurable, proportionnel à l'énergie du photon incident.

Le détecteur étudié est un parallélépipède de semi-conducteur avec des électrodes sur deux faces opposées représenté Figure 5. Les électrodes sont polarisées, engendrant un champ électrique dans le détecteur. Un photon dépose son énergie dans le détecteur en créant des paires électron-trou. Le nuage de charges créé par l'interaction migre et diffuse dans le détecteur, respectivement sous l'effet du champ électrique appliqué et du gradient de concentration des porteurs. Le mouvement des charges est décrit par une équation de convection-diffusion classique, discutée au chapitre III. La migration des électrons et des trous induit une charge sur les électrodes par effet capacitif. On peut comprendre pourquoi le mouvement des électrons induit une charge avec un argument énergétique. En effet, à leur déplacement correspond un travail élémentaire qui est fourni par la variation d'énergie potentielle des électrodes. La conservation de l'énergie implique que, durant ce déplacement, la charge des électrodes augmente proportionnellement à la charge de ce porteur. La charge finale induite sur chaque électrode est donc proportionnelle au nombre de porteurs de charge, donc à l'énergie du photon incident. Plus rigoureusement, pour un détecteur avec une anode et une cathode qui recouvrent chacune une face, Shockley [Shockley, 1398] et Ramo [Ramo, 1939] ont montré que le courant instantané  $i$  induit par  $n$  électrons et  $p$  trous de charge  $\pm q$ , de mobilités respectives  $\mu_n$  et  $\mu_p$ , se déplaçant vers une électrode du détecteur sous l'action d'un champ électrique  $\vec{E}$  engendré par deux électrodes distantes d'une distance  $L$  est donné par :

$$i(t) = qE / L \times (n(t)\mu_n + p(t)\mu_p) \quad \text{I. 1}$$

Cette équation, qui sera discutée au chapitre III montre que le courant induit est proportionnel au nombre de porteurs de charges, électron et trou. La charge induite par chaque type de porteur est l'intégrale du courant le long de leur déplacement. Elle dépend du nombre de porteurs et de leur trajet respectif dans le détecteur. On définit l'Efficacité d'Induction de Charge (CIE) comme le rapport de la charge induite à la charge déposée. Cette charge est récoltée via un préamplificateur et une électronique de détection bas bruit. Le traitement du signal sera décrit au chapitre IV.

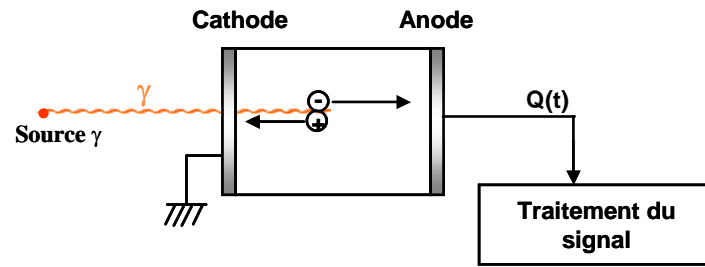


Figure 5 : Détection directe d'un photon  $\gamma$ .

Lors d'une acquisition, l'ensemble des énergies mesurées est rangé dans un histogramme : le spectre en énergie. Le rapport du nombre de photons détectés au nombre de photons incidents est lié au volume de détection et représente l'efficacité intrinsèque du détecteur. Un spectre typique de  $^{57}\text{Co}$  est représenté Figure 6. Le spectre émis par le  $^{57}\text{Co}$  comprend 3 pics : le plus important à 122 keV (81 % des photons émis), un second à 136 keV (10 % des photons émis) et un dernier à 14 keV (9 % des photons émis). En théorie, un spectre de  $^{57}\text{Co}$  doit montrer ces 3 pics très fins. Sur l'exemple présenté, le pic à 14 keV n'apparaît pas car, sur notre banc de mesure, les photons de basse énergie sont stoppés par une fenêtre placée devant le détecteur. Chaque pic possède une largeur et une traînée vers les basses énergies dont l'origine sera discutée pour les détecteurs en CdTe dans le chapitre II. La largeur du pic montre que les informations délivrées par un détecteur en réponse à un rayonnement mono-énergétique n'ont pas toute la même amplitude.

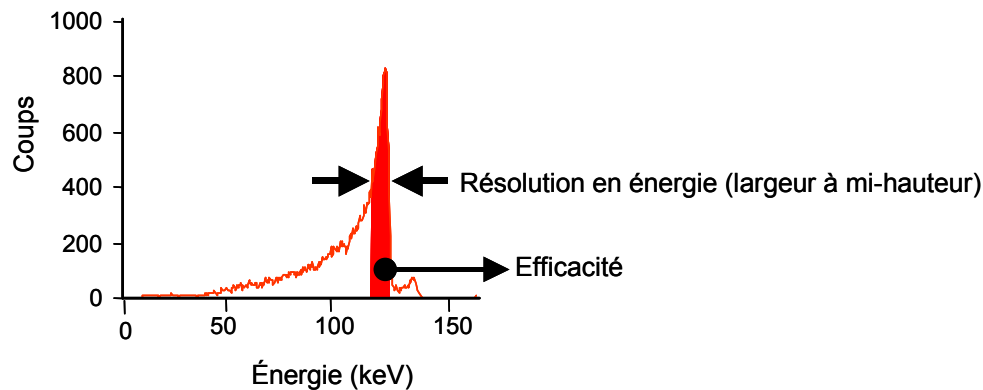


Figure 6 : Spectre du cobalt 57. La résolution en énergie est la largeur à mi-hauteur du pic. L'efficacité est le rapport du nombre de coups dans le pic au nombre de photons incidents.

Les critères de qualité d'un spectre sont :

- l'efficacité intrinsèque du détecteur : c'est le rapport du nombre de photons détectés au nombre de photons incidents. Un détecteur efficace permet de réduire les doses de radioéléments et / ou la durée de l'examen ;
- l'efficacité dans le pic : c'est le rapport du nombre de coups dans le pic au nombre de photons détectés. Elle peut aussi être définie comme le nombre de coups dans le pic sur le nombre de photon incidents ;
- la résolution en énergie : c'est la largeur du pic à mi-hauteur ou à un dixième de la hauteur. Elle donne la capacité du détecteur à séparer plusieurs pics d'énergies différentes (ici, on voit les pics à 122 et 136 keV du Cobalt 57) ;



## I.2 Les systèmes de détection des photons $\gamma$ pour l'imagerie

Dans ce paragraphe, nous allons d'abord donner les spécificités des gamma-caméras. Puis, nous présenterons les principaux détecteurs dédiés à la détection et à l'imagerie des photons gamma [Knoll, 1979]. L'objectif est de justifier le choix des détecteurs en CdTe et de les positionner par rapport aux détecteurs traditionnels.

### I.2.1 Les gamma-caméras

#### a) Comparaison avec l'imagerie X

Pour bien comprendre les spécificités des gamma-caméras, la Figure 7 permet de comparer l'imagerie X et l'imagerie gamma. :

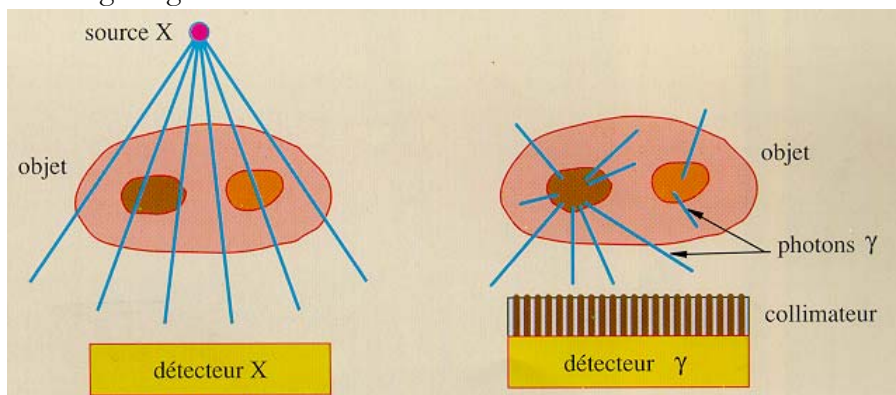


Figure 7 : Comparaison entre l'imagerie X et l'imagerie gamma.

- La première est une image de transmission. Un tube X émet un large spectre d'énergies avec un flux détecteur compris entre  $10^4$  et  $10^8$   $\text{photon.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , les photons diffusés sont rejetés par une grille anti-diffusante. L'énergie déposée est intégrée. La résolution spatiale des détecteurs varie entre 50 et 500  $\mu\text{m}$ , selon l'application.
- La seconde est une image d'émission. Une source radioactive émet des photons à une ou plusieurs énergies. Ces photons sont émis de manière aléatoire et isotrope, c'est pourquoi un collimateur est nécessaire pour former l'image. Le collimateur est choisi en fonction de l'organe à explorer. Il peut être à trous parallèles, en éventail (fan-beam) ou sténopé (pinhole) (Figure 8), [Internet @2]. Nous ne parlerons pas ici des masques codés, qui ne sont pas utilisés en médecine nucléaire. Dans tous les cas, son rôle reste le même : sélectionner les photons selon leur direction de propagation. Il fixe la résolution spatiale et limite l'efficacité. Le détecteur reçoit entre 1 et 100  $\text{photon.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , et compte les photons individuellement, voire mesure leur énergie. Comme les collimateurs absorbent en moyenne 99,99 % des photons incidents, les détecteurs doivent être sensibles pour mesurer au moins 80 % des photons qui traversent le collimateur. Le rayonnement diffusé est rejeté par le collimateur et par la résolution en énergie du détecteur. La résolution spatiale intrinsèque varie de 3 à 5 mm.

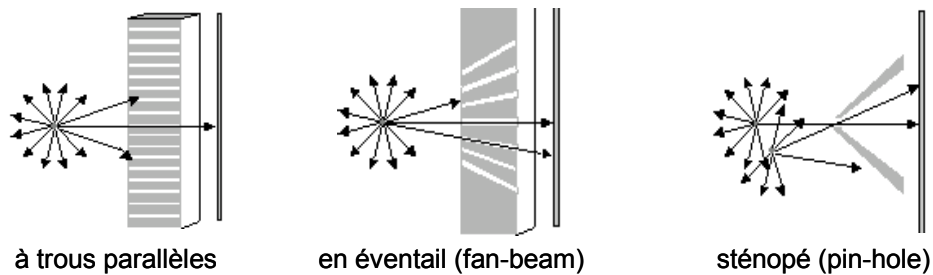


Figure 8 : Schéma de principe de trois types de collimateurs. Le collimateur à trous parallèles est utilisé pour l'imagerie planaire et les balayages corps entier, le collimateur en éventail pour les explorations cérébrales, et le collimateur sténopé pour les scintigraphies osseuses ou la thyroïde. Le collimateur sténopé agrandit l'objet : il augmente la résolution mais réduit l'efficacité de détection.

Toutes les gamma-caméras sont basées sur le principe de la caméra d'Anger.

### b) La caméra d'Anger

Les caméras d'Anger utilisées en médecine nucléaire sont basées sur des détecteurs à scintillations. Ce sont les détecteurs les plus utilisés pour détecter différentes familles de radiations. Un détecteur à scintillation associe un cristal (généralement d'iodure de sodium avec des traces de thallium : NaI(Tl)) à un photomultiplicateur (Figure 9). La détection est indirecte. Dans le cas idéal, lorsqu'un photon gamma interagit avec le cristal, il cède son énergie par effet photoélectrique. Le photoélectron éjecté a une énergie suffisante pour provoquer à son tour l'expulsion de nombreux autres électrons dans le cristal. Un photon de fluorescence (dans le domaine bleu-ultraviolet) est émis pour chaque photoélectron expulsé. On obtient une gerbe de photons isotrope : c'est la scintillation. Une partie de ces photons UV (correspondant à l'angle solide), est détectée par le photomultiplicateur (PM).

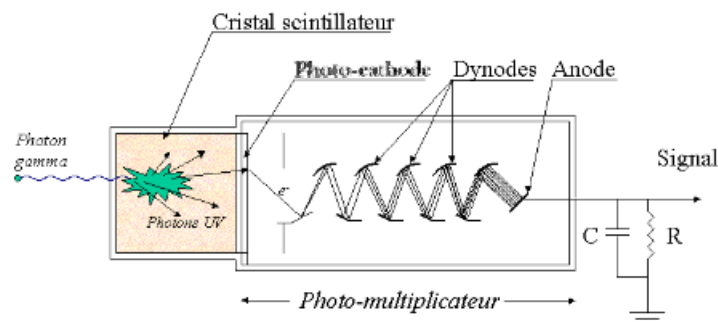


Figure 9 : Schéma d'une sonde de détection par scintillation.

Un photo-multiplicateur est une ampoule de verre contenant principalement une photocathode, des dynodes et une anode. Lorsque les photons de scintillation heurtent la cathode, celle-ci émet des électrons (de nouveau par effet photoélectrique) avec une efficacité quantique faible (environ 20 %). Ces électrons sont accélérés depuis la photocathode vers une première dynode du fait de l'application d'un champ électrique d'une centaine de volts entre elles. Ce champ électrique accélère l'électron qui heurte la dynode à grande vitesse : son énergie cinétique est suffisante pour arracher plusieurs électrons à la dynode. Ces électrons vont à leur tour être accélérés vers la dynode suivante, où ils arracheront chacun plusieurs électrons, d'où un phénomène d'amplification. Un PM comprend une dizaine de dynodes, l'amplification peut atteindre  $10^7$ , avec un très faible bruit. Le courant total est proportionnel à l'énergie du photon gamma incident.

On forme un nouveau signal dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie du photon gamma incident. On détermine, de cette façon, l'énergie d'un photon gamma incident par l'amplitude du signal électrique engendré. L'utilisation de plusieurs PM (quelques dizaines dans une tête de gamma-caméra actuelle) rend la détection de la scintillation plus sensible, mais elle permet surtout d'acquérir simultanément les signaux en plusieurs points, et ainsi de constituer une image en un temps réduit. Comme l'émission des rayons gamma est isotrope, un collimateur permet de sélectionner la direction des photons incidents pour former l'image. La Figure 10 représente une caméra d'Anger. Elle est composée d'une galette de scintillateur NaI(Tl) lue par une rangée de tubes photomultiplicateurs. Sur la figure, le petit ovale représente un organe et le grand son environnement. Quatre événements gamma sont représentés : un photon provenant de l'organe (1), un photon rejeté par le collimateur (2), un photon Compton diffusé par l'environnement (3) et un photon d'un radiotraceur dans l'environnement (4). Les photons 3 et 4 dégradent la résolution. Le photon 3 peut être discriminé en énergie si la résolution du détecteur est suffisante.

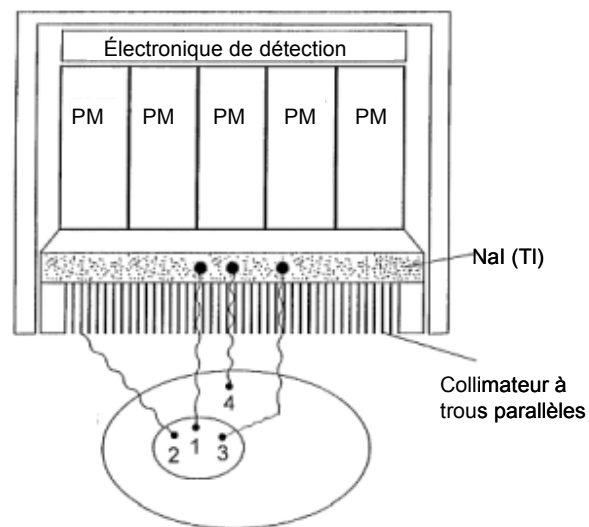


Figure 10 : La caméra d'Anger.

Deux facteurs limitent les performances de ces caméras :

- la quantité de porteurs créés est faible (environ 2500 charges pour un photon de 140 keV), entraînant une incertitude relativement importante sur la mesure de l'énergie qui limite le rejet des événements diffusés. Cette résolution en énergie limitée est responsable d'une dégradation du contraste de l'image ;
- le collimateur, nécessaire pour former l'image, limite l'efficacité de la caméra (car il arrête 99.99 % des photons) et impose l'utilisation d'un détecteur épais.

Les caméras d'Anger conventionnelles ont une résolution spatiale intrinsèque de 3-5 mm et une résolution en énergie de 9-11% pour des photons de 140 keV.

L'amélioration des gamma-caméras d'Anger classiques impose l'utilisation d'une nouvelle méthode de détection. Le détecteur choisi doit proposer au minimum :

- une meilleure résolution en énergie que les scintillateurs (10 %) pour améliorer le contraste de l'image ;
- une efficacité au moins égale à celle des scintillateurs, donc arrêter au moins 80% des photons incidents au détecteur ;

- la mesure de la profondeur d'interaction du photon dans le détecteur pour utiliser d'autres types de collimateurs (pinhole ou autre) qui absorbent moins de photons pour améliorer l'efficacité globale du système.

Pour répondre à ces spécifications, les détecteurs les mieux placés sont les semi-conducteurs.

### c) Les détecteurs à gaz

Les détecteurs à gaz sont les plus anciens détecteurs de rayons gamma. Un photon interagit dans le gaz où règne un champ électrique appliqué par des électrodes. Il perd de l'énergie en ionisant les atomes du milieu. Les charges créées dérivent sous l'action du champ électrique et induisent un courant aux électrodes. La détection est de type directe. Les détecteurs à gaz sont utiles pour des applications nécessitant un grand volume de détection, mais ils présentent une trop faible probabilité d'interaction pour être utilisables dans la gamme d'énergie couverte par l'imagerie médicale. La physique de ces détecteurs est très proche de celle des semi-conducteurs, c'est pourquoi les principes qui ont été développés, comme les grilles de Frisch [Frisch, 1944] sont utiles pour les détecteurs à base de semi-conducteurs (cf chapitre II).

## I.2.2 Les détecteurs à semi-conducteur

### a) Principe

Les qualités des détecteurs à semi-conducteur (notamment leur bonne résolution en énergie) leurs ont permis de supplanter les détecteurs à gaz et à scintillation dans de nombreuses applications [Picone, 2002]. Leur densité permet la détection des rayonnements gamma avec une bonne efficacité. L'interaction des photons gamma dans le cristal semi-conducteur crée des paires électron-trou. Sous l'action d'un champ électrique appliqué, ces porteurs libres migrent dans le matériau. Le transport des porteurs libres induit un signal de variation de charge aux électrodes du détecteur, proportionnel à l'énergie de l'électron incident. L'anode du détecteur peut être segmentée, permettant de connaître la position d'interaction du photon. On peut aussi utiliser une matrice de petits détecteurs avec des électrodes non segmentées (détecteur planaire). Chaque détecteur forme un pixel, permettant de connaître la position d'interaction du photon. Ce phénomène de conversion directe entre photons incidents et création de porteurs libres présente un double avantage :

- les charges créées à l'endroit de l'interaction sont entraînées sous l'action du champ électrique appliqué en conservant l'information spatiale. Ainsi, on peut avoir un détecteur épais sans détruire la résolution spatiale, ce qui n'est pas le cas d'un scintillateur dans lequel la lumière diffuse de manière isotrope ;
- le nombre de charges créées à la suite d'une interaction est bien plus important dans le cas d'un détecteur à semi-conducteur que dans celui d'un scintillateur (environ 10 fois plus). Le bruit qui entache la mesure et affecte la résolution en énergie est donc réduit.

### b) Choix du semi-conducteur : paramètres physiques influant sur les performances

Le matériau semi-conducteur utilisé est choisi en fonction de ses performances.

- L'efficacité de détection du matériau est liée à sa densité et à son numéro atomique qui doivent être élevés pour avoir un bon pouvoir d'arrêt des photons incidents.

- Pour que le signal mesuré soit le plus fort possible, l'énergie de création de paires électron-trou doit être la plus faible possible, ce qui signifie que la bande interdite doit être petite.
- Le bruit dû aux fluctuations du courant d'obscurité<sup>1</sup> doit être faible, ce qui signifie que la résistivité du semi-conducteur doit être élevée. La résistivité  $\rho$  du matériau est liée à la mobilité des porteurs, à la largeur de la bande interdite et à la température. Pour pouvoir être utilisé à température ambiante, la bande interdite doit être importante, pour réduire la concentration en porteurs libres. Nous voyons ici qu'il faut trouver un compromis concernant la bande interdite.
- Les paramètres qui influent sur la collecte des charges sont la durée de vie  $\tau$  des porteurs et leur mobilité  $\mu$ . Plus les charges sont mobiles et plus leur durée de vie est longue, meilleure est la collecte. On recherche donc un produit  $\mu\tau$  maximal.
- La collecte des charges, comme le bruit dû au courant d'obscurité, dépendent directement du champ électrique  $E$  appliqué. Le champ électrique est choisi de manière à ce que le libre parcours moyen des charges  $\mu\tau E$  soit grand devant l'épaisseur  $L$  du détecteur. Le courant d'obscurité est proportionnel au champ électrique et inversement proportionnel à la résistivité. C'est pourquoi, pour collecter les charges avec un bruit faible, le produit  $\rho\mu\tau$  doit être le plus grand possible.
- La croissance du matériau doit être suffisamment maîtrisée pour avoir accès à des détecteurs d'un volume suffisant et d'une bonne qualité cristalline.

Plus d'une vingtaine de semi-conducteurs sont susceptibles d'être utilisés pour la détection des particules ionisantes. Les plus courants sont le silicium (Si), le germanium (Ge), la famille du tellure de cadmium (CdTe et CdZnTe) et l'arséniure de gallium (GaAs). On trouve aussi des détecteurs à base d'iodure mercurique (HgI<sub>2</sub>). Les caractéristiques utiles de ces matériaux à température ambiante sont présentées Tableau 1.

**Tableau 1 : Caractéristiques des principaux semi-conducteurs utilisés pour la détection des photons X et gamma [Sakai, 1982].**

S-C	Z	Densité (g.cm <sup>-3</sup> )	Absorption (à 140 keV) (cm <sup>-1</sup> )	Résistivité (Ohm.cm)	Bande interdite (eV)	Epaire (eV)	Mobilité		Durée de vie	
							électron (cm <sup>2</sup> /V.s)	trou (cm <sup>2</sup> /V.s)	électron ( $\mu$ s)	trou ( $\mu$ s)
Ge	32	5,32	1,35	50	0,74	2,98	3600	4200	20	20
Si	14	2,33	0,35	10 <sup>6</sup>	1,16	3,76	2100	1100	20	20
CdTe	48,52	6,06	4	>10 <sup>9</sup>	1,47	4,43	1100	100	1	1
CdZnTe	48/30/52	6	3,84	>10 <sup>10</sup>	1.5	4,64	1050	50 à 80	3	0.1
HgI <sub>2</sub>	80/53	6,4	8,96	10 <sup>13</sup>	2,13	4,2	100	4	1	25

A cause de leur faible résistivité, les détecteurs en germanium comme en silicium doivent être refroidis, rendant délicate leur utilisation en imagerie médicale. Cependant, grâce à sa bonne cristallinité et à sa faible énergie d'ionisation, à 77 K, les performances des détecteurs en Ge sont

<sup>1</sup> Le courant d'obscurité, ou courant de fuite, est le courant qui traverse le détecteur polarisé à sa tension nominale lorsqu'il n'est pas soumis à un flux photonique.

inégales. La très bonne mobilité des électrons dans le GaAs ne compense pas leur faible durée de vie. Par ailleurs, la croissance du  $\text{HgI}_2$  est mal maîtrisée et la toxicité du mercure est importante. De plus, il n'est pas stable et doit être encapsulé.

La Figure 11 permet de comparer l'efficacité de détection de différents semi-conducteurs. Le faible numéro atomique du Ge et du GaAs mais surtout du Si entraîne une faible efficacité de détection par rapport à d'autres semi-conducteurs. A titre de comparaison, pour arrêter 85 % des photons incidents à 140 keV, il faut 2 mm de  $\text{HgI}_2$ , 5 mm de CdTe, 15 mm de Ge ou de GaAs ou 55 mm de Si.

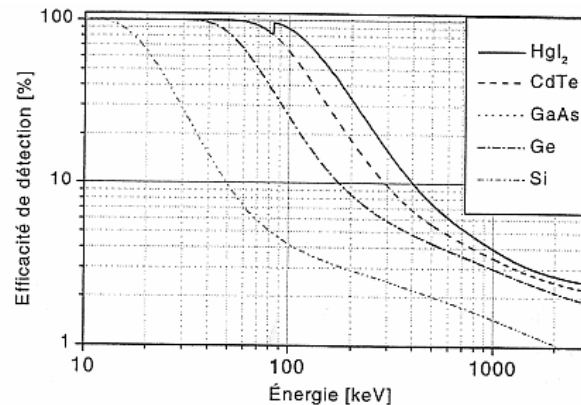


Figure 11 : Efficacité de détection relative pour des détecteurs de 1 mm d'épaisseur (les courbes pour le Ge et le GaAs sont confondues) [Hubell, 1995].

Finalement, le Tableau 2 permet de comparer qualitativement les différents semi-conducteurs.

Tableau 2 : Comparaison qualitative des différents semi-conducteurs utilisés pour la détection des photons X et gamma [Verger, 2004].

	Absorption	Résistivité	Transport	Qualité
Si	*	**	*****	*****
Ge	**	*	*****	*****
CdTe	***	***	***	***
CdZnTe	***	****	****	**
$\text{HgI}_2$	*****	*****	**	**
TlBr	*****	*****	*	**
	Efficacité	Bruit	Perf. spectro	Rendement / coût

Les semi-conducteurs à base de tellure de cadmium présentent actuellement les meilleurs compromis pour la détections de rayons gamma aux énergie médicales à température ambiante.

### c) Le CdTe et le CdZnTe

Le tellure de cadmium occupe à l'heure actuelle une place importante parmi les matériaux semi-conducteurs utilisés en instrumentation nucléaire. Il offre un certain nombre d'avantages :

- son numéro atomique élevé lui permet d'absorber en quelques millimètres des rayonnements d'énergie de l'ordre de 100 keV ;
- son importante largeur de bande interdite (1,5 eV) lui permet d'être utilisé à température ambiante puisque son courant d'obscurité est limité (sa résistivité est supérieure à  $10^9 \Omega \cdot \text{cm}$ ) ;
- ses propriétés de transport des électrons sont suffisantes pour obtenir un signal important ;

- la croissance et la technologie associée (dépôt des contacts, passivation etc.) sont correctement maîtrisées. Il est commercialement disponible.

Néanmoins, il possède aussi des inconvénients :

- la croissance du CdTe est moins bien maîtrisée que celle du Si ou du Ge, les mono-cristaux de CdTe résistif disponibles mesurent environ un  $\text{cm}^3$ . Pour réaliser une gamma-caméra à base de CdTe, il sera nécessaire d'utiliser une matrice de détecteurs ;
- le CdTe et surtout le CdZnTe souffrent de mauvaises propriétés de transport des trous qui sont piégés durant leur migration. Ce piégeage est notamment dû aux nombreux défauts intrinsèques du CdTe (notamment les lacunes de Cd). Il rend l'amplitude du signal mesuré dépendante de la profondeur de l'interaction du photon dans le détecteur. La conséquence est un élargissement du spectre en énergie et principalement une traînée vers les basses énergies. La segmentation de l'anode en petits pixels réduit la dépendance de la charge induite à la profondeur d'interaction, donc la traînée du spectre [Barrett, 1995]. De plus, la profondeur d'interaction peut être mesurée pour corriger cet effet. Ces deux techniques, qui permettent d'améliorer les performances spectrométriques, seront abordées plus précisément dans le chapitre suivant.

### I.3 Applications : l'imagerie de radio-isotopes

Les détecteurs CdTe et CdZnTe sont utilisés en radiographie médicale (en particulier pour des radios des poumons et dentaires, la mammographie, la densitométrie osseuse ou la tomographie) et en médecine nucléaire. En médecine nucléaire, un marqueur radioactif est introduit dans le corps et sa distribution est filmée avec une gamma-caméra [Barber, 1999]. La médecine nucléaire peut donner des informations sur la fonction de différents organes car les marqueurs peuvent être placés sur de nombreuses molécules biologiques. On peut distinguer trois types d'imagerie nucléaire : la scintigraphie, c'est à dire l'image planaire, la tomographie (Single Photon Emission Computed Tomography ou SPECT) qui donne une image 3D, et la tomographie par émission de positons (PET) qui détecte les paires de photons émis en coïncidence par l'annihilation de positons. En scintigraphie, la projection 2D de l'objet émetteur est obtenue avec un détecteur de rayons gamma sensible à la position d'interaction du photon, et un collimateur. En tomographie, l'image 3D de l'objet est reconstruite par l'acquisition de plusieurs images 2D. Pour ces deux applications, les radio-isotopes utilisés ont une énergie comprise entre 80 et 650 keV. Les radio-traceurs sont choisis en fonction de leurs aptitudes à marquer les organes, de leurs périodes de décroissance radioactive, et de leur facilité de fabrication. Le principal radiotraceur est le technétium :  $^{99m}\text{Tc}$  (140 keV,  $\gamma$ ). Dans certains cas, plusieurs radio-traceurs d'énergies différentes sont utilisés pour marquer plusieurs fonctions. Dans ce cas, le détecteur doit être capable de discriminer ces énergies.

La problématique de l'imagerie nucléaire a été introduite dans le paragraphe I.2.1. L'émission isotrope de rayons gamma par les radiotraceurs impose l'utilisation d'un collimateur pour former l'image. Ce collimateur peut être électronique (cas du PET [Drezet, 2004]) ou mécanique (pour le SPECT). Dans le cas du SPECT, le collimateur absorbe 99,99 % des photons incidents. Il impose l'utilisation d'un détecteur efficace, car les photons sont rares, et avec une bonne résolution en énergie pour rejeter les photons diffusés.

Pour définir les spécifications des gamma-caméras médicales, il faut séparer les gamma-caméras à grand champ et celles à petit champ.

- Les caméras à grand champ sont utilisées pour l'imagerie clinique. Elles sont étudiées par ailleurs au laboratoire [Verger, 2004]. Dans ce cas, les limitations des caméras conventionnelles pour le domaine étudié sont la dégradation de la résolution spatiale vers les bords de la caméra, et la non-uniformité et les distorsions des images. Une amélioration de la résolution en énergie serait utile pour discriminer les photons qui rejoignent le détecteur après avoir diffusé dans le corps, car ces photons dégradent le contraste de l'image.
- Pour les caméras à petit champ, l'encombrement et le volume des caméras conventionnelles rendent difficile leur positionnement près de l'organe à étudier. Cette limitation dans le positionnement est particulièrement importante pour les applications qui demandent d'imager de petits organes, comme la scintimammographie, l'endocrinologie, ou l'imagerie de petits animaux. Des caméras spécifiques et compactes ont été développées pour ces applications, et trois solutions principales ont été étudiées :
  - un lot de cristaux colonnaires isolés, optiquement lus par un photomultiplicateur sensible à la position (PSPMT). Cette géométrie évite la diffusion de la lumière dans les cristaux classiques qui limite la résolution spatiale ;
  - des modules composés de cristaux très fins lus par des photodiodes en silicium ;
  - la conversion directe des rayons gamma en signal électrique dans un détecteur semi-conducteur pixellisé.

Les avantages des détecteurs en CdTe par rapport aux scintillateurs sont leur meilleure résolution en énergie et une meilleure résolution spatiale. Ces avantages peuvent être utiles notamment pour, les sondes opératoires, l'imagerie de petits animaux et la scintimammographie. Le marché des sondes opératoires est actuellement limité. C'est pourquoi, nous allons discuter des spécifications de l'imagerie du petit animal et de la scintimammographie.

### **I.3.1 Imagerie du petit animal**

Les petits animaux sont faciles à étudier en laboratoire car ils ont des cycles de vie et de reproduction courts, et parce que leur utilisation pose encore peu de contraintes morales. Cependant, leurs organes sont environ 10 fois plus petits que les organes humains, ce qui demande une haute sensibilité et une bonne résolution spatiale. Les chercheurs étudient le métabolisme, la viabilité de tissus, la dosimétrie, l'intégrité vasculaire, les programmes et les modalités de traitement, la thérapie de gène, l'absorption et la transmission etc. Jusqu'à récemment, les études précliniques de ce type ont impliqué la dissection animale. Des groupes d'animaux sont tués aux temps choisis pour obtenir des informations statiquement représentatives. Cette approche peut être précise, cependant, elle exclut les séries d'études sur le même animal à des instants différents : des études pharmacologiques et post-pharmacologiques ne peuvent pas être effectuées sur le même animal. Administrer des marqueurs radioactifs aux animaux permet d'effectuer une étude complète sur le même animal. Les petites dimensions de leurs organes imposent une résolution spatiale élevée pour distinguer et visualiser les structures cibles [Weber, 1999]. Les scintigraphies de petits animaux peuvent être effectuées avec des têtes de caméras cliniques, auxquelles il manque cependant deux caractéristiques essentielles : faible encombrement et résolution spatiale. Le tableau ci-dessous donne les principaux acteurs qui



publient dans ce domaine. Les collimateurs utilisés sont soit à trous parallèles (pour être sensible) soit sténopé (pour une bonne résolution spatiale). Certains auteurs utilisent les deux.

**Tableau 3 : Principaux acteurs dans l'imagerie gamma de petits animaux.**

	UCLA, et Gamma Medica, [Donald, 2001, Mc Elroy, 2002]	Thomas Jefferson Lab. [Weisenberger, 2001]	YAPCAM [Noferatini, 1996]	University of Arizona et eV products [Kastis, 2000, Matherson, 1998]
Cristal	NaI(Tl)	NaI(Tl)	YAP : Ce	CZT
Champ de vue (mm <sup>2</sup> )	125×125	58.5×54.75	40×40	200×200
Pas (mm)	2.2	1.25	0.7	0.380
Dimensions d'un cristal (mm <sup>3</sup> )	2×2×6	1×1×5	0.6×0.6×10	0.330×0.330×1.5
Résolution spatiale (mm)	0.74 à 10	0.75	1.5-0.9	1-2
Collimateur	pinhole ou trous parallèles	Multi-pinhole		trous parallèles

La comparaison des différentes résolutions spatiales est difficile car les collimateurs utilisés sont différents ainsi que la distance entre le détecteur et l'objet. Au vu de la littérature, une caméra dédiée à l'imagerie des petits animaux doit avoir une résolution spatiale autour de 1 mm, voire 0.5 mm pour certains organes, et une très grande sensibilité. Pour les auteurs qui utilisent des détecteurs à scintillation, la sensibilité est limitée par les collimateurs pinhole. Enfin, la résolution en énergie est secondaire car la proportion de photons diffusés dans l'animal est faible.

Dans ce domaine l'avantage du CdTe / CdZnTe peut être sa meilleure résolution spatiale intrinsèque. De plus, la possibilité de mesurer la profondeur d'interaction du photon dans le détecteur peut permettre de conserver une bonne sensibilité avec des collimateurs du type sténopés [Beekman, 2002]. La bonne efficacité des cristaux scintillateurs doit être conservée, ce qui impose une épaisseur de matériau de 5 mm.

### I.3.2 Scintimammographie

Le cancer du sein est la forme de cancer la plus fréquente chez les femmes, avec un taux de guérison élevé s'il est diagnostiqué assez tôt [Poisson, 1997]. La mammographie est la méthode habituelle pour la détection de ces cancers. Elle a une très grande sensibilité pour en détecter les premiers signes comme les micro-calcifications ou les distorsions architecturales ; elle n'est pas chère et est facilement disponible. Cependant, cette méthode est moins sensible pour les femmes ayant des seins denses ou pour celles ayant déjà subi des biopsies ou des radiothérapies. Elle manque aussi de spécificité, particulièrement pour les tumeurs non palpables, entraînant un grand nombre de biopsies non nécessaires. La scintimammographie est une technique de scintigraphie pour l'étude du cancer du sein. La méthode consiste à injecter un isotope radioactif (généralement le technétium <sup>99m</sup>Tc) dans une veine du bras opposé au sein affecté. Ce marqueur se dépose dans la tumeur et peut être détecté. La scintimammographie est utilisée dans les cas

d'une masse cliniquement palpable mais difficile à identifier avec la mammographie (densité mammaire élevée, présence d'implants, cicatrices chirurgicales). Elle permet de limiter les biopsies non nécessaires. Un recensement de l'exactitude des diagnostics de scintimammographie de 1998 à 2001 est donnée par [Leung, 2002]. Le tableau ci-dessous montre les principaux résultats publiés concernant les imageurs sur ce sujet.

**Tableau 4 : Principaux acteurs dans la scintimammographie.**

	UCLA, et Gamma Medica (USA) [Mc Elroy, 2002]	Department of experimental Medicine (Italie) [Pani, 1998, 2003,2004]	Thomas Jefferson Lab. (USA) [Smith, 2001; Weisenberger, 2002]	Gamma Medica (USA) [Brzymialkiewicz 2005]	SOREQ RNC Projet NUCAM (Israël) [Eisen, 2002]
Cristal	NaI(Tl)	CsI(Tl)		CZT (planaire)	CZT (mono- lithique)
Champ de vue (mm <sup>2</sup> )	125×125		53×53	160×200	185×201
Dimensions d'un cristal (mm <sup>3</sup> )	2×2×6	2×2×3	3×3×6	2.5×2.5×6	8.2×8.2×5
Résolution spatiale (mm)	2	<2	<4	3.5	2.1
Résolution en énergie	12 %	17 %	17.5 %	6.7%	4.5 %

Une caméra dédiée à la scintimammographie doit avoir :

- une haute efficacité de détection, incluant les effets de collimation pour réduire la dose administrée au patient ;
- une résolution en énergie (inférieure à 10 %) permettant de discriminer les photons Compton de la poitrine [Pani, 1998] ;
- une résolution spatiale comprise 1.5 mm et 3 mm pour permettre de détecter les petites tumeurs (de dimension inférieure à 5-10 mm) [Gruber, 1999 ; Pani, 2003 ; Majewski, 1998] ;
- un petit champ de vue pour réduire la distance lésion-détecteur. Le champ nécessaire pour imager complètement un sein est de 20×20 cm<sup>2</sup> [Smith, 2001]. Mais, pour augmenter la sensibilité, il faut réduire la distance lésion détecteur [Pani, 2002], donc, avoir de petits champs de vue, entre 10×10 cm<sup>2</sup> [Majewski, 1998] et jusqu'à 2.5 cm<sup>2</sup> [Scopinaro 2003].

Les récents développements industriels de gamma-caméras à base de CdZnTe [Brzymialkiewicz, 2005] prouvent tout leur intérêt.

Dans ce domaine, la bonne résolution en énergie des détecteurs à base de tellurure de cadmium associée à leur faible encombrement est un atout. Une bonne résolution spatiale pourra être obtenue avec des détecteurs monolithiques. Une épaisseur de 5 mm de semi-conducteur donne la même efficacité de détection que les cristaux scintillateurs actuels.

## I.4 Conclusion du chapitre I

Parmi les différents matériaux utilisés pour l'imagerie médicale gamma, les détecteurs à base de semi-conducteurs ont une meilleure résolution en énergie et une meilleure résolution spatiale grâce la conversion directe des photons en paires électron-trou. Parmi les semi-conducteurs existants, la famille des tellurures de cadmium présente actuellement les meilleurs compromis, notamment grâce à son bon pouvoir d'arrêt, ses bonnes propriétés de transport des électrons et sa haute résistivité. Comme le coût du CdTe est élevé par rapport à celui des scintillateurs, son utilisation ne peut se justifier que si ses performances marquent une rupture par rapport aux systèmes actuels. Les deux principales applications d'imagerie gamma intéressées par ces avantages sont la scintimammographie et l'imagerie de petits animaux. Pour la scintimammographie, on peut envisager de fabriquer une caméra de faible encombrement avec une bonne résolution en énergie. Pour l'imagerie de petits animaux, il est possible d'obtenir une résolution spatiale submillimétrique. Pour ces deux applications, un détecteur en tellure de cadmium monolithique de 5 mm d'épaisseur peut permettre d'améliorer la résolution spatiale en conservant la sensibilité des systèmes existants. De plus, la possibilité de mesurer la profondeur d'interaction du photon dans le détecteur peut permettre d'améliorer la sensibilité des caméras utilisant de collimateurs sténopés.

Le principal radiotraceur utilisé est le technétium, d'énergie 140 keV. L'élément radioactif d'énergie proche, facilement disponible et utilisable pour tester nos détecteurs est le  $^{57}\text{Co}$ , dont la raie principale se situe à 122 keV.

Pour résumer, nous allons étudier la résolution en énergie à 122 keV de détecteurs monolithique en tellure de cadmium, pour différentes tailles de pixels (résolution spatiale). Sur ces détecteurs, nous allons mesurer la profondeur d'interaction des photons.

## Références bibliographiques du chapitre I

- Barber** H.B., *Applications of semiconductor detectors to nuclear medicine*, Nucl. Instr. Meth. A, 1999. 436(1-2) p. 102-110.
- Barrett** H., *Charge transport in array of semiconductor gamma ray detector*. Phys. Rev. Letter, 1995. 75(1) p. 270-276.
- Beekman** F.J., Vastenhouw B., *Design and simulation of U-SPECT, an ultra-high resolution molecular imaging system*, IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec., 2002. 2 p. 792-796
- Bertolucci** E., Bertolucci E., Maiorino M., Mettivier G., Montesi M. C., Russo P., *Preliminary test of an imaging probe for nuclear medicine using hybrid pixel detectors*. Nucl. Instr. Meth. A, 2002. 487(1-2) p. 193-201.
- Britten** A. J., *A method to evaluate intra-operative gamma probes for sentinel lymph nodes localisation*. Eur. J. of Nucl. Med., 1999. 26(2) p.76-83.
- Brzymialkiewicz** C.N., Tornai M.P., McKinley R.L., Bowsheer J.E., *Evaluation of Fully 3-D Emission Mammotomography With a Compact Cadmium Zinc Telluride Detector*, IEEE Trans. Med. Im. 2005. 24(7) p. 868–877
- Butler** J.F., Lingren C.L., Friesenhahn S.J., Doty F.P., Ashburn W.L., Conwell R.L., *et al.*, *CdZnTe solid-state gamma camera* IEEE Trans. Nucl. Sci. , 1998. 45(3) p. 359–363
- Bolotnikov** A.E., Camarda G.C., Wright G.W., James R.B., *Factors Limiting the Performance of CdZnTe Detectors*, IEEE Trans. Nucl. Sci. , 2005. 52(3) p. 589-598
- Choong** W.S., Gruber G.J., Moses W.W., Derenzo S.E., Holland S.E., *et al.*, *A compact 16-module camera using 64-pixel CsI(Tl) Si p-i-n photodiode imaging modules*, IEEE Trans. Nucl. Sci. , 2002. 49(5) p. 2228-2235
- Darambara** D. G., Todd-Pokropek A., *Solid state detectors in nuclear medicine*, Q. J. Nucl. Med. 2002 46(1)
- Drezet** A, *Nouveaux détecteurs semi-conducteurs CdZnTe pour l'imagerie topographique par émission de positons du petit animal*, Thèse de l'université Joseph Fourier, 2004
- Dusi** W., Angelotti P., Bollini D., Moroni C. and Ricard M., *An improved hand-held four-detector  $\gamma$ -probe for radioassisted oncological surgery*, Nucl. Instr. Meth. A, 2000. 448(3), p. 531-536
- Dutreix**, J., *Biophysique des radiations et imagerie médicale*. 3<sup>e</sup> édition, Edition Masson, Paris, 1993.
- Eisen** Y., Mardor I., Shor A., Baum Z., Bar D., Feldman G., Cohen H., Issac E., *et al.*, *Nucam3 a gamma camera based on segmented monolithic CdZnTe detectors*. IEEE Trans. Nucl. Sci., 2002. 49(4) p.1728-1732.
- Frisch** O., British Atomic Energy Report BR-49 1944.
- Gruber** G.J., Moses, W.W., Derenzo S.E., *Monte Carlo simulation of breast tumor imaging properties with compact, discrete gamma cameras*, IEEE , Transactions on Nuclear Science, 1999. 46(6) p.2119-2123.
- He** Z., *Review of the Shockley-Ramo theorem and its application in semi-conductor gamma ray detectors*, Nucl. Instr. Meth. A, 2001. 463(1-2) p. 250-267.
- Hubell** J.M., *Table of X-ray mass attenuation coefficients and mass energy-absorption coefficients 1keV to 20 Mev for elements Z=1 to 92 and 48 additional substances of dosimetric interest*. NISTIR, 1995. 5632.
- Itti** E., Patt B. E., Diggles L. E., MacDonald L., Iwanczyk J. S., Mishkin F. S. and Khalkhali I., *Improved scintimammography using a high-resolution camera mounted on an upright mammography gantry*. Nucl. Instr. Meth. A, 2003, 497(1-2) p.1-8
- Iwata** K., Hwang A.B., Wu M.C., Tang H.R., Da Silva A.J., *et al.*, *Design and utility of a small animal CT/SPECT system*, IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec., 2001. 3, p. 1849-1852

- Kastis G.A.**, Wu M.C., Balzer S.J., Wilson D.W., Furenlid L.R., *et al.*, M., *Tomographic small-animal imaging using a high-resolution semiconductor camera*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 2002. 49(1), Issue 1, p. 172-175
- Kim JH**, Choi Y, Joo KS, Sihm BS, Chong JW, Kim SE, Lee KH, Choe YS, Kim BT., *Development of a miniature scintillation camera using an NaI(Tl) scintillator and PSPMT for scintimammography*, Phys. Med. Biol. 2000. 45(11) p.3481-3488
- Klein C.A.**, *Bandgap Dependence and Related Features of Radiation Ionization Energies in Semiconductors*, J. Appl. Phys. 1968. 39(4) p. 2029-2038
- Knoll G.F.**, *Radiation detection and measurement*, 2d edition John Wiley and Sons, New York, 1979.
- Leung W.T.**, *New modalities in breast imaging: Digital mammography positron emission tomography and sestamibi scintimammography*, Radiol. Clin. North. Am. 2002. 40(3) p. 467-482
- Lopes M. I.**, Chepel V., *Detectors for medical radioisotope imaging: demands and perspectives*, Radiation Physics and Chemistry, 2004. 71(3-4) p. 683-692
- Luke P.N.**, Amman M., Lee J.S., *Factors Affecting Energy Resolution of Coplanar-Grid CdZnTe Detectors*, IEEE Trans. Nucl. Sci. , 2004. 51,(3),p. 1199-1203
- Luke P.N.**, *Electrode configuration and energy resolution in gamma-ray detectors*. Nucl. Instr. Meth. A, 1996. 380(1-2) p. 232-237
- MacDonald L. R.**, Patt B. E., Iwanczyk J. S., McElroy D., Hoffman E. J., *et al.*, *High-resolution hand-held gamma camera*, Proc. of SPIE, 2000. 4142 p. 242-253
- MacDonald, L.R.**, Patt, B.E., Iwanczyk, J.S., Tsui, B.M.W., Wang, Y., Frey, E.C., Wessell, D.E., Acton, P.D., Kung, H.F., *Pinhole SPECT of mice using the LumaGEM gamma camera*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 2001. 48(3) p. 830-836
- Majewski S.**, Farzanpay F., Goode A., Kross B., Steinbach D., Weisenberger A., Williams M., Wojcik R., *Development of an application specific scintimammography detector based on a crystal scintillator array and a PSPMT*. Nucl. Instr. Meth. A, 1998, 409(1-3) p. 520-523
- Matherson K.J.**, Barber, H.B., Barrett H.H., Eskin J.D., Dereniak E.L., *et al.*, *Progress in the development of large-area modular 64\*64 CdZnTe imaging arrays for nuclear medicine*. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1998. 45(3) p. 354-358
- McElroy D.P.**, Hoffman E.J., MacDonald L., Patt B.E., Iwanczyk J.S., Yamaguchi Y., Levin, C.S., *Evaluation of breast tumor detectability with two dedicated, compact scintillation cameras*, IEEE Trans. Nucl. Sci. , 2002. 49(3) p. 794-802
- McElroy D.P.**, MacDonald L.R., Beekman F.J., Yuchuan Wang, Patt B.E., Iwanczyk J.S., Tsui, B.M.W., Hoffman E.J., *Performance evaluation of A-SPECT: a high resolution desktop pinhole SPECT system for imaging small animals*, IEEE Trans. Nucl. Sci. , 2002. 49(5) p. 2139-2147
- Menard L.**, Charon Y., Solal M., Ricard M., Laniece P., Mastrippolito R., Pinot L., Valentin L., *Performance characterization and first clinical evaluation of a intra-operative compact gamma imager*, IEEE Trans. Nucl. Sci. , 1999, 46(6) p. 2068–2074
- Pitre S.**, Charon Y., Menard L., Ricard M., Solal M., Laniece P., Mastrippolito R., Valentin L., *Advantage of using compact gamma cameras for sentinel node radio-guided surgery: Monte Carlo simulation and first clinical evaluation of an intra-operative imager*, IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec., 2000. 3 p. 21-40
- Ngô, C.H.**, *Introduction à la physique des semi-conducteurs*, Edition Dunod, Paris. 1998.
- Pani R.**, De Vincentis G., Scopinaro F., Pellegrini R., Soluri A., Weinberg I.N., *et al.*, *Dedicated gamma camera for single photon emission mammography (SPEM)*, IEEE Trans. Nucl. Sci. , 1998. 45(6) p. 3127-3133
- Pani R.**, Pellegrini, R., De Vincentis G., Cinti M. N., Weinberg I. N., Soluri A., M. Betti A., Scopinaro F., *et al.*, *Factors affecting cancer detectability in 99Tc MIBI scintimammograph* , Nucl. Instr. Meth. A, 2003. 497(1) p. 90-97

- Pani R.**, A. Bigongiari, F. Catarsi *et al.*, *The « IMI » project :an advanced gamma camera for scintimammography*, Nucl. Instr. Meth. A, 2004, 518 p. 380-381
- Picone**, *Contribution à la simulation tridimensionnelle de détecteurs semiconducteurs en spectrométrie gamma*. Thèse de l'université Joseph Fourier, 2002.
- Poisson, R.**, *Le cancer du sein sans mutilation*. Editions du méridien, 1997.
- Prettyman T.H.**, *Physics-based generation of gamma-ray response functions for CdZnTe detector*, J. of Radio. Nucl. Chem, 1998. 233(1-2) p. 257-264.
- Ramo S.**, *Currents Induced by Electron Motion*. P.I.R.E, 1939. 27 p. 584-585.
- Ricard M.**, *Détection peropératoire sondes et radioprotection*, Revue de l'ACOMEN, 2000. 6(3).
- Sakai E.**, *Present status of room temperature semiconductor detectors*. Nucl. Instr. Meth. A, 1982. 196 p. 121-130.
- Scheiber C.**, Giakos G. C., *Medical applications of CdTe and CdZnTe detectors*, Nucl. Instr. Meth. A, 2001. 458(1-2) p. 12-25.
- Scopinaro F.**, Massa R., *Role and perspectives of scintimammography*,. Nucl. Instr. Meth. A, 2003, 497(1-2) p. 14-20
- Shockley W.**, *Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge*, J. Appl. Phys., 1938. 9, p. 635-636
- Smith M.F.**, Majewski, S., Meikle, S.R., Weisenberger, A.G., Popov, V., Wojcik, R.F., *Design of high sensitivity, high resolution compact single photon imaging devices for small animal and dedicated breast imaging*, IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec., 2001 3 p. 1592-1596
- Takahashi T.**, Watanabe S., *Recent Progress in CdTe and CdZnTe Detectors*,. IEEE Trans. Nucl. Sci. , 2001. 48(4) p. 950-959
- Verger L.**, Bonnefoy J.-P., Glasser F., Ouvrier-Buffet P., *New developments in CdTe and CdZnTe detectors for X and gamma -ray applications*. Journal-of-Electronic-Materials, 1997. 26(6) p. 738-44.
- Verger L.**, Gentet M.C., Gerfault L., Guillemaud R., Mestais C., Monnet O., Montemont G., Petroz G., Rostaing J.P., Rustique J., *Performance and perspectives of a CdZnTe-based gamma camera for medical imaging*, IEEE Trans. Nucl. Sci. , 2004. 51(6), p. 3111-3117
- Weber DA**, Ivanovic M., *Ultra high resolution imaging of small animals: implications for preclinical and research studies*. J Nucl Cardiol, 1999. 6 p. 332-44
- Weisenberger A.G.**, Majewski S., Popov V., Wojcik R., *High resolution detector modules based on NaI(Tl) arrays for small animal imaging*, IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec., 2001, 3 p. 1540-1544
- Weisenberger A.G.**, *Small field of view scintimammography gamma camera integrated to a stereotactic core biopsy digital x-ray system*, IEEE Trans. Nucl. Sci., 2002. 49(5).
- Weisenberger, A.G.**, Barbosa, F., Green, T.D., Hoefler, R., Keppel, C., Kross, B., Majewski, S., Popov, V., Wojcik, R., Wymer, D.C., *Small field of view scintimammography gamma camera integrated to a stereotactic core biopsy digital X-ray system*, IEEE Trans. Nucl. Sci. , 2002. 49(4) p. 2256-2261
- Wu M.C.**, Tang H.R., Gao D.W., Ido A., O'Connell J.W., Hasegawa B.H., Dae M.W *ECG-gated pinhole SPECT in mice with millimeter spatial resolution*, IEEE Trans. Nucl. Sci. , 2000, 47(3) p. 1218-1221
- Zumbiehl A.**, Hage Ali M., Fougères P., Koebel J. M., Regal R., Rit C., Ayoub M. and Siffert P., *Modelling and 3D optimisation of CdTe pixels detector array geometry-Extension to small pixels*, Nucl. Instr. Meth. A, 2001. 469(2) p. 227-239

## **Sites Internet :**

@1 National Institute of Standards and Technology, [http://www.physics.nist.gov/cgi-bin/Xcom/xcom3\\_3](http://www.physics.nist.gov/cgi-bin/Xcom/xcom3_3)

@2 Université Claude Bernard Lyon I, polycopiés de santé : médecine nucléaire : <http://spiral.univ-lyon1.fr/polycops/MedecineNucleaire/Imagerie/Mednucleaire-4.html>

@3 Gamma Medica Inc, <http://www.gammamedica.com/home/home.html>.

# CHAPITRE II

## Détecteurs CdTe / CdZnTe

### *Sommaire*

Chapitre II	Détecteurs CdTe / CdZnTe.....	32
II.1	Le matériau et sa caractérisation .....	32
II.1.1	Les applications autres que la détection de rayonnement. ....	32
II.1.2	La croissance du CdTe et du CdZnTe.....	32
II.1.3	Les défauts du matériau .....	34
II.1.4	Les contacts électriques.....	37
II.1.5	Mesure du courant d'obscurité.....	38
II.1.6	Mesures de mobilité et de durée de vie.....	41
II.2	La mauvaise collecte des trous .....	43
II.2.1	L'effet géométrique.....	43
II.2.2	Mesure de la profondeur d'interaction des photons.....	47
II.3	Les facteurs limitant les performances des détecteurs.....	50
II.3.1	Partage et perte de charges entre les anodes .....	50
II.3.2	Le bruit .....	51
II.4	Conclusion du chapitre II .....	57

### Résumé :

Différentes méthodes de croissance permettent d'obtenir du CdTe et du CdZnTe. Chacune donne des propriétés spécifiques au semi-conducteur et induit des défauts dans le matériau. Nous essayons de montrer l'apport des nouvelles méthodes de croissance par rapport aux plus anciennes. Nous détaillons les caractérisations des matériaux effectuées. Quelle que soit la méthode de croissance utilisée, les mauvaises propriétés de transport des trous rendent l'amplitude du signal induit dépendant de la profondeur d'interaction du photon dans le détecteur. Pour pallier cette dépendance, nous pouvons utiliser soit des géométries de détecteur et / ou d'électrodes adaptées, soit mesurer cette profondeur d'interaction et corriger l'amplitude mesurée, soit mieux encore : combiner les deux. Enfin, nous détaillerons les facteurs dégradant les performances des détecteurs : le partage et la perte de charges entre pixels, et le bruit.



# Chapitre II    Détecteurs CdTe / CdZnTe

## II.1    Le matériau et sa caractérisation

### II.1.1    Les applications autres que la détection de rayonnement.

Si le présent travail s'intéresse aux détecteurs de rayons gamma, il n'est pas sans intérêt de rappeler que, à part les applications nucléaires, le CdTe est aussi utilisé dans les fenêtres infrarouges, les détecteurs solaires, et plus récemment les « quantum dots » [Verstraeten, 2002]. La première application profite de la forte transparence du CdTe sur un domaine approprié pour les applications infrarouge courantes (0.9 - 30  $\mu\text{m}$ ). La seconde tire partie de la bonne adaptation de la bande interdite du CdTe au spectre solaire. Des efficacités de 16 % [Bosio, 2004] sont atteintes avec les cellules CdS-CdTe qui concurrencent les autres matériaux prometteurs comme le CuInSe<sub>2</sub> (15 %) ou le silicium amorphe (12 %). Les quantum dots, quant à eux, sont des marqueurs fluorescents utilisés en biologie. Toutes ces applications dynamisent le développement de ce matériau.

### II.1.2    La croissance du CdTe et du CdZnTe

Le tellure de cadmium est un semi-conducteur de la famille des II-VI. Comme la plupart des composés de cette famille, il cristallise dans la structure zinc blende. Notons l'alternance de deux types de plans 111, l'un entièrement peuplé de tellure et l'autre de cadmium, ce qui leur confère des propriétés chimiques différentes. La liaison CdTe est fortement ionique (0.717), proche de la limite pour laquelle le réseau serait de type NaCl (0.785), ce qui explique la relative fragilité du CdTe face aux fautes d'empilement et donc aux macles (car l'énergie de faute d'empilement est liée à l'ionicité).

Les métallurgistes utilisent différentes méthodes de croissance et différents dopages pour obtenir du CdTe et du CdZnTe. L'objectif est d'obtenir de gros monocristaux pour avoir un volume de détection suffisant avec un rendement assurant un coût raisonnable. Les principales difficultés sont dues, d'une part, au diagramme de phase : la forme rétrograde du solidus qui induit des précipités de tellure, et d'autre part à la forte ionicité de la liaison Cd – Te qui entraîne une faible énergie des fautes d'empilement [Brellier, 2005]. La maîtrise imparfaite de la croissance du CdTe est responsable de son coût élevé qui limite son utilisation. Les défauts dans le matériau seront discutés au paragraphe II.1.3. Ils réduisent actuellement les performances des détecteurs.

Pour être utilisables comme détecteurs de rayons gamma à température ambiante, le matériau doit avoir une bonne résistivité (pour un faible courant d'obscurité) et de bonnes propriétés de transport des charges (pour une bonne collecte des charges). Cette bonne collecte permet d'obtenir une bonne résolution en énergie en spectrométrie gamma, et un fort signal pour la détection X. Le CdTe contient de nombreux défauts intrinsèques (principalement les lacunes de cadmium) et des impuretés, donneurs et accepteurs, responsables de la mauvaise résistivité des

matériaux non dopés. Ces niveaux peuvent être compensés par dopage, avec du chlore ou de l'indium, pour ramener le niveau de Fermi proche du milieu du gap et obtenir une haute résistivité. Cependant, l'ajout de dopant doit être maîtrisé pour éviter d'introduire trop de pièges pour les électrons et les trous, qui réduiraient les propriétés de transport. L'ajout de Zn dans la matrice de CdTe renforce le réseau grâce aux liaisons plus courtes dans le ZnTe (0.2643 nm) que dans le CdTe (0.2794 nm), moins ioniques (0.49 pour ZnTe contre 0.56 pour CdTe) et dotée d'une plus forte énergie (4.7 eV pour ZnTe et 4.3 eV pour CdTe) [Szeles, 1998]. L'introduction de Zn élargit le gap, accroissant la résistivité intrinsèque. A cause de cette différence de gap, l'énergie de création d'une paire électron-trou est de 4.64 eV pour le CdZnTe contre 4.43 eV pour le CdTe, réduisant le signal mesuré et la résolution en énergie théorique.

Trois méthodes de croissance sont utilisées principalement pour produire « industriellement » des détecteurs CdTe ou CdZnTe de qualité spectrométrique.

- La Méthode Brigman Verticale (VBM) consiste à déplacer une ampoule scellée en quartz graphité contenant une solution de cadmium et de tellure dans un gradient de température vertical. La synthèse du mélange Cd – Te et sa cristallisation sont effectuées en deux étapes scindées. La cristallisation peut avoir lieu avec ou sans germe. Des variations de la méthode Brigman sont utilisées comme la Méthode Brigman Horizontale (HBM) ou la Méthode Brigman Verticale Modifiée (MVBM [Li, 2004]).
- La méthode Brigman Haute Pression (HPBM) [Szeles, 1998]) est dérivée de la méthode Brigman mais utilise un creuset en graphite ouvert, d'où la nécessité d'une haute pression pour limiter l'évaporation des constituants. Une évolution de cette technique (High Pressure Electro-Dynamic Gradient : HP-EDG, [Szeles, 2004]) consiste à utiliser un four et une ampoule fixe. Le gradient de température est déplacé en modifiant la puissance des éléments de chauffage du four.
- La méthode de croissance par fusion de zone (THM pour Traveling Heater Method) [Funaki, 1999] consiste à déplacer le long d'un lingot de CdTe une zone de solvant (tellure) fondue par gradient local de température dans une ampoule en quartz scellée. Cette méthode nécessite de partir d'un polycristal de CdZnTe : comme dans la méthode Bridgman, la synthèse et la croissance sont effectuées en deux phases séparées. La contamination par des impuretés est limitée par la présence du solvant (qui réduit la contamination provenant du tube) et parce que la technique de croissance permet une purification par ségrégation des impuretés.

A partir de ces méthodes, plusieurs matériaux de haute résistivité sont actuellement commercialement disponibles : le CdTe dopé au chlore, le CdTe dopé à l'indium et le CdZnTe.

- Eurorad (France, [Internet @1]) et Acrorad (Japon, [Internet @2]) fabriquent du CdTe:Cl par THM. Ce matériau est compensé au chlore pour obtenir une haute résistivité.
- Saint-Gobain Crystal (France, [Internet @3]) et eV-Products (USA, [Internet @4]) fabriquent du CdZnTe par HPBM. eV-Products (USA) fabrique aussi du CdZnTe par HP-EDG.
- Orbotech Medical Solutions (Israël, [Internet @5] (anciennement Imarad Imaging Systems ([Internet @6])) fabrique du CdZnTe:In produit par HBM.
- Yinnel Tech. (USA, [Internet @7]) fabrique du CdZnTe par MVBM.

Les principales caractéristiques physiques de ces matériaux sont résumées dans le Tableau 5. Les métallurgistes ont visé deux objectifs :

- l'augmentation du rendement en améliorant la qualité cristalline et le volume des lingots ;

- l'amélioration des propriétés physiques du matériau : la mobilité et durée de vie des porteurs ainsi que de la résistivité.

**Tableau 5 : Comparaison des résistivités et propriétés de transport selon la méthode de croissance (selon les fabricants).**

Matériau	CdTe :Cl		CdZnTe			CdZnTe :In
	Eurorad	Acrorad	eV Product	Saint-Gobain	Yinnel Tech	
Fabriquant						Imarad
Méthode	THM (1970)	THM (1970)	HP EDG (2000)	HPBM (1990)	MVBM (1999)	HBM (1990)
Diamètre lingot (cm)	3.2	7.5	<b>14</b>	<b>10</b>	<b>7.5</b>	8.5
Longueur lingot (cm)	15	10	10	10	10	40
Résistivité (GOhm.cm)	1	1-2	<b>30</b>	<b>10 - 50</b>	<b>30-100</b>	1
Mobilité × durée de vie électron (cm <sup>2</sup> /V)	1-2 10 <sup>-3</sup>	1-2 10 <sup>-3</sup>	<b>3-7 10<sup>-3</sup></b>	<b>3-4 10<sup>-3</sup></b>	<b>2 - 10 10<sup>-3</sup></b>	3 10 <sup>-4</sup>
Mobilité × durée de vie trou (cm <sup>2</sup> /V)	10 <sup>-5</sup>	10 <sup>-5</sup>	10 <sup>-5</sup>	10 <sup>-5</sup>	10 <sup>-5</sup>	10 <sup>-5</sup>

La méthode THM est actuellement la plus ancienne encore utilisée pour produire du CdTe:Cl résistif mono-cristallin. Elle constitue aujourd'hui la référence car ce matériau est commercialement disponible depuis longtemps. L'amélioration de la résistivité et des propriétés de transport des électrons apportées par avec les nouvelles méthodes de croissance (HPBM, HP-EDG ou MVBM) ont permis d'utiliser de plus gros volume de détecteur et d'atteindre de meilleures performances spectrométriques. Les propriétés de transport des trous n'ont pas évoluées mais leur amélioration est rendue inutile par l'effet pixel qui sera détaillé dans le paragraphe II.2.1. Il reste encore aux métallurgistes à améliorer la qualité cristalline des lingots et à accroître le rendement pour diminuer les coûts, qui sont actuellement élevés. Pour tous les fabricants, la croissance de matériau mono-cristallin résistif n'est pas suffisamment maîtrisée pour proposer du matériau résistif de grande surface et suffisamment épais. Un détecteur de 5 mm d'épaisseur a une surface limitée, typiquement 10 × 10 mm, parfois 20 × 20 mm, rarement 40 × 40 mm. C'est pourquoi, pour réaliser une caméra de grande surface, il faudra abouter une matrice de détecteurs.

Les études que nous allons présenter dans ce rapport ont été effectuées avec du CdTe:Cl-THM d'Acrorad, du CdZnTe-HPBM de Saint-Gobain, et du CdZnTe-MVBM de Yinnel Tech. Nous n'avons pas étudié le CdZnTe HP-EDG car eV Product ne vend pas de matériau pour la recherche.

### II.1.3 Les défauts du matériau

Quelle que soit la méthode de croissance utilisée, il subsiste des défauts dans le matériau. Ils peuvent détériorer les performances des détecteurs et limiter les rendements. Ils peuvent être séparés en deux catégories :

- les défauts électroniques : ce sont des fautes d'empilement concernant un ou quelques atomes : principalement les lacunes de cadmium, les anti-sites tellure (atome de tellure à la place d'un atome de cadmium) et les combinaisons d'anti-site tellure - lacune de cadmium et les tellures interstitiels ([Fiederle, 2004]). Les défauts dominants sont les lacunes de cadmium dont les niveaux accepteurs peuvent être compensés par dopage avec du chlore ou de l'indium par exemple. A ces défauts il faut ajouter la présence d'impuretés et de dopants. L'ensemble de ces défauts est responsable de la résistivité et des propriétés de transport des porteurs de charges ;
- les défauts micro-structuraux comme les joints de grains, les précipités (dus au diagramme de phase), les macles, les dislocations, les inclusions et les canaux. Ils sont responsables des inhomogénéités des propriétés physiques du matériau.

Pour sélectionner les détecteurs, nous nous intéressons aux « gros » défauts micro-structuraux, visibles au microscope. La Figure 12 est un bestiaire des défauts présents dans le CdTe et visibles avec un microscope infrarouge [Ivanov, 2004]. Les inclusions de tellure apparaissent en noir car le tellure est opaque aux infrarouges, à cause de son gap plus faible.

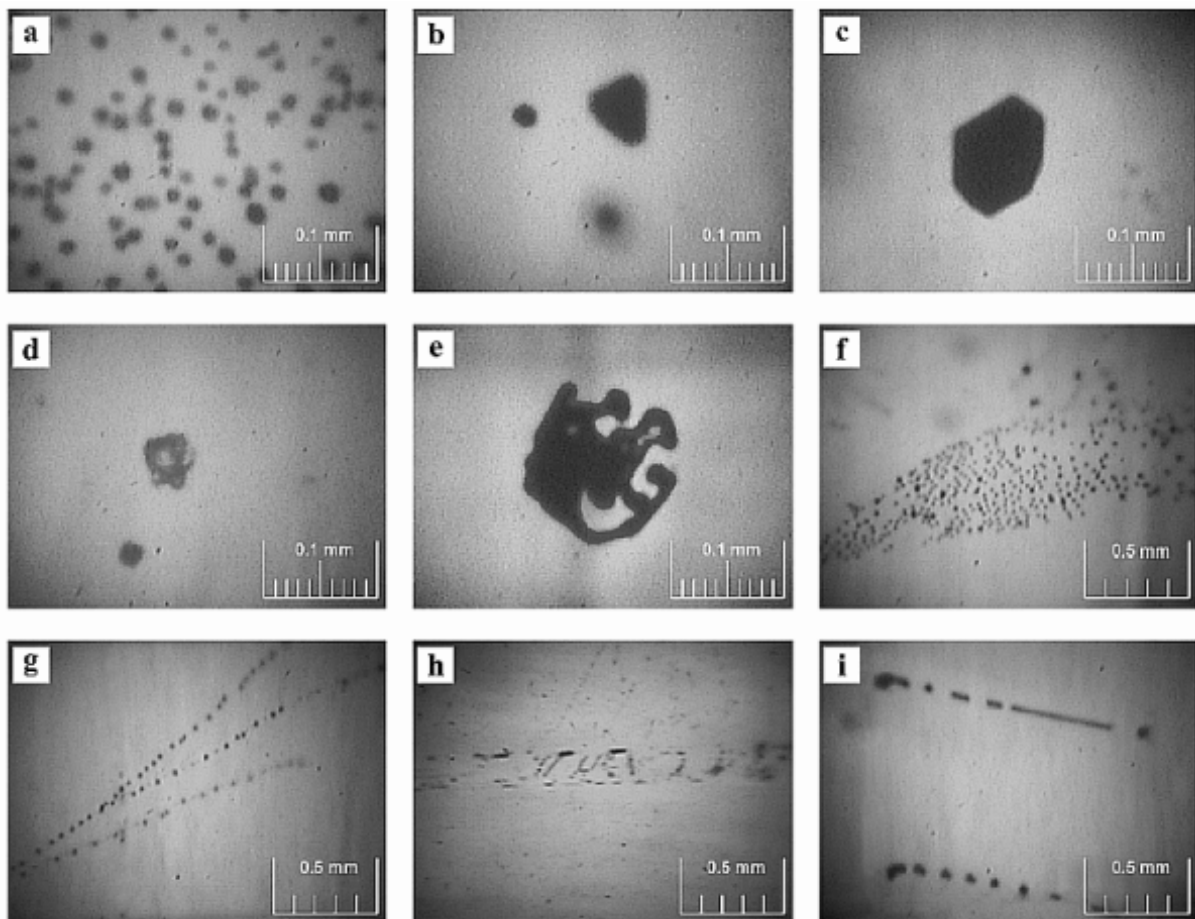


Figure 12 : Micrographies IR des principaux types de défauts structuraux. (a) Petites inclusions ( $<20 \mu\text{m}$ ) distribuées uniformément de forme régulière ou irrégulière. (b) Inclusions moyennes ( $20\text{-}40 \mu\text{m}$ ) de forme régulière ou irrégulière. (c) Grande inclusion ( $>50 \mu\text{m}$ ) de forme géométrique. (d) Cavité ou pore. (e) Inclusion large ( $>50 \mu\text{m}$ ) de forme irrégulière. (f) Aggrégat ou inclusion. (g) Amoncellement d'inclusions en branche rectiligne. (h) Inclusions rectilignes ou ségrégées. (i) Défauts linéaires tubulaires.

Certaines corrélations entre les performances du détecteur et le type de défaut ont été démontrées [Ivanov, 2004, Amman 2002, Szeles 2004, Luke, 2004].

- Les joints de grains décorés par des inclusions et des précipités détériorent les propriétés de transport.
- La présence de macles n'implique pas directement de mauvaises performances, même si elles provoquent parfois des non-uniformités des propriétés de transport. Certaines macles présentent des zones de faible conductivité électrique, leur effet étant visible sur les caractéristiques courant tension.
- Les défauts les plus typiques sont des petites inclusions ( $< 20 \mu\text{m}$ ) distribuées uniformément dans le volume. Elles sont toujours présentes. Les inclusions de taille intermédiaire sont souvent présentes. Elles peuvent avoir des formes géométriques (triangles et / ou hexagones) ou irrégulières. Il a été montré que l'utilisation de matériau avec de larges inclusions de formes régulières permet de fabriquer des détecteurs avec des bonnes performances spectrométriques. Les larges inclusions de tellure ( $> 20 \mu\text{m}$ ) de forme irrégulière piègent les électrons, ne permettant pas de fabriquer des détecteurs avec de bonnes performances spectrométriques. La région dans laquelle les performances sont dégradées au voisinage d'une inclusion est plus grande que le volume de l'inclusion elle-même, probablement à cause du champ de dislocations l'entourant.

La distribution spatiale des inclusions de tellure peut être classée en trois catégories : les inclusions dispersées, groupées en cellules, ou ségréguées le long d'un joint de grain ou d'une macle.

- Les inclusions dispersées ont peu d'effet sur les propriétés électriques du cristal.
- Les inclusions groupées en cellules ou ségréguées influencent les propriétés électriques et détériorent les performances spectrométriques. La conductivité électrique du tellure est supérieure de plusieurs ordres de grandeur à celle du réseau de CdZnTe, à cause du gap plus faible du tellure. C'est pourquoi, les inclusions de tellure alignées en un motif qui traverse le détecteur distordent le champ électrique et accroissent le courant d'obscurité.
- Les « canaux » sont des structures intermittentes parallèles à l'axe de croissance du lingot dont l'origine est mal comprise. Leur diamètre varie dans le sens de la longueur. Ils sont typiquement vides mais peuvent être remplis de carbone. Les canaux parallèles aux électrodes ont peu d'influence sur la collection des charges, sauf s'ils débouchent sur la surface car des surfaces planes sont exigées pour le dépôt des électrodes. Inversement, les canaux perpendiculaires aux électrodes détériorent sérieusement la collection de charges et les performances des détecteurs. Ils augmentent le courant d'obscurité, distordent le champ électrique, et sont causes de claquage, diminuant la valeur de tension de travail possible.

Le champ électrique interne, ainsi que les contraintes mécaniques, peuvent se mesurer par l'intermédiaire des leurs effets sur la matrice d'imperméabilité diélectrique [Verstraeten, 2002]. La modification de celle-ci est induite indirectement par effets Pockels<sup>1</sup> et piézo-électrique<sup>2</sup> : de la biréfringence en résulte. La simple visualisation du cristal entre polariseurs et analyseurs croisés (schématisée Figure 13) donne une idée qualitative de la présence éventuelle de contraintes et de zone de charge d'espace dans les échantillons. Les champs de contraintes étendues sont créés lors de l'élaboration du matériau. Les champs de contraintes locaux peuvent être assignés à des défauts macroscopiques tels que les dislocations ou les inclusions. Les contraintes mécaniques

---

<sup>1</sup> Modification linéaire de l'indice de réfraction en fonction du champ électrique local.

<sup>2</sup> Modification du champ électrique en fonction des contraintes.

déforment la maille cristalline et modifient le champ électrique vu localement par les « nuages » électroniques. Des zones de charges d'espace peuvent être créées par la variation locale de conductivité. Elles affectent le transport des charges.

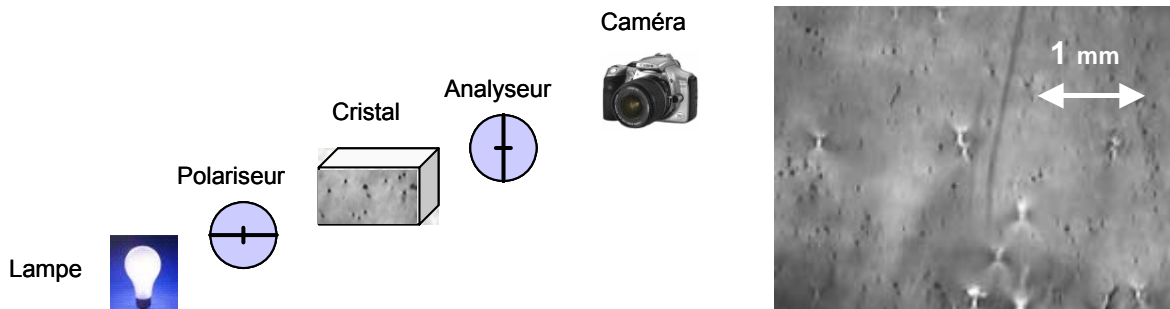


Figure 13 : Observation du matériau en microscopie entre polariseur et analyseur croisés. À gauche : schéma de principe. À droite : sur cet exemple, on voit les petites inclusions de tellure en noir et les zones de biréfringence autour des grosses inclusions en blanc.

Chaque matériau ne contient pas la même proportion de défauts. Toutes les nouvelles méthodes de croissance, HPBM, MVBM, ou HP-EDG affichent une meilleure maîtrise des impuretés (issues du cadmium, du tellure ou du creuset) que les méthodes plus anciennes (VBM ou THM). Cette maîtrise a permis d'améliorer les propriétés de transport des électrons et la résistivité. A titre d'exemple, pour la méthode HP-EDG et d'après le fabricant, la suppression du mouvement du creuset par rapport au four, ainsi que la meilleure maîtrise du transport thermique a permis d'éliminer la formation de canaux, ainsi que les contraintes mécaniques et les fissures qui en résultent. Le rendement est donc augmenté.

#### II.1.4 Les contacts électriques

Le champ électrique est appliqué par l'intermédiaire de contacts métalliques sur le matériau. Avant que les contacts ne soient réalisés, la surface doit être polie. Le polissage est d'abord mécanique, puis chimique (etching), typiquement avec du bromure de méthanol [Schlesinger, 2001]. Les métaux les plus couramment utilisés sont l'or, le platine et l'indium. Le dépôt se fait soit par évaporation thermique, soit par pulvérisation, soit par voie électroless<sup>1</sup>. Dans notre cas, nous réalisons un dépôt d'or d'environ 500 Å par voie électroless. Dans ce cas, l'or migre dans le CdTe et forme une couche conductrice d'environ 1 µm de TeAu. La surface entre les électrodes peut ensuite être passivée pour réduire le courant de surface. La passivation peut être réalisée chimiquement, par bombardement atomique, ou avec des polymères organiques.

D'après le modèle de Schottky [Mathieu, 2001], la nature du contact ne dépend, que de la hauteur de la barrière de potentiel à l'interface, c'est à dire du travail de sortie du semi-conducteur (et donc de son affinité électronique) et du travail de sortie du métal. Cependant, la nature du contact dépend aussi de l'état de la surface, de ses défauts, des impuretés qui s'y trouvent, ainsi que des réactions chimiques parasites ou des diffusions entre le métal et le matériau. Il existe, pour chaque type de porteur (électron et trou), deux grandes familles de contact métal / semi-conducteur : les contacts bloquants qui ne permettent pas à ces porteurs d'aller du métal vers le

<sup>1</sup> Le dépôt par voie électroless est un procédé utilisant une réaction redox pour déposer une couche métallique sur un substrat sans utiliser un courant électrique.

semi-conducteur, et les contacts injectant qui autorisent ce passage [Ricc, 1999]. Les contacts injectant peuvent librement injecter des charges dans le matériau si la neutralité électrique n'est pas respectée ou si les concentrations de porteurs sont modifiées (sous irradiation ou sous polarisation par exemple). Si la barrière de potentiel est négligeable, le contact est dit ohmique.

Les contacts doivent laisser passer les charges pour éviter de polariser le détecteur, mais ne doivent pas en injecter pour que le courant de fuite reste faible. La polarisation a lieu quand des porteurs, par exemple les trous, sont stoppés par la barrière bloquante au niveau des contacts. L'accumulation de ces charges accroît le potentiel et donc le champ électrique local qui peut devenir très fort dans cette région. Le résultat est un courant de fuite qui croît graduellement avec ou sans saturation, ou s'accroît brutalement quand le champ électrique dépasse la barrière de potentiel. Pour surmonter ce problème, des contacts électroless (Pt ou Au) sont généralement utilisés. La faible barrière de potentiel associée à ces contacts permet l'injection d'un courant d'électrons qui compense exactement l'accumulation de trous. Cependant, même avec un contact électroless or, le phénomène de polarisation peut se produire à cause d'un problème dans la réalisation du contact, qui dépend de l'état d'oxydation de la surface ou de l'hétérogénéité du volume.

Pour le matériau THM la seule méthode de dépôt de contact possible pour éviter la polarisation est le dépôt électroless. Avec les matériaux plus récents, on peut utiliser de nouvelles méthodes de dépôt des électrodes sans effet de polarisation, par exemple, la pulvérisation pour le matériau HPBM et l'évaporation d'indium pour le matériau HBM.

Les détecteurs CdTe:Cl-THM dont nous disposons ont des contacts en platine électroless réalisés par le fabricant. Pour les détecteurs CdZnTe-HPBM et MVBM, les contacts réalisés au laboratoire sont en or (dépôt électroless).

L'ensemble formant la jonction contact – matériau – contact est défini électriquement avec les caractéristiques courant-tension.

### II.1.5 Mesure du courant d'obscurité

La mesure du courant d'obscurité ( $I$ ) en fonction de la tension ( $V$ ) est couramment utilisée pour qualifier les contacts et pour connaître le courant de fuite du détecteur. C'est une donnée essentielle car c'est l'une des principales sources de bruit de nos mesures, surtout à basse énergie. Le courant d'obscurité est composé d'un courant de porteurs générés thermiquement (linéaire avec  $V$ ) et d'un courant de porteurs injectés aux contacts (exponentiel avec  $V$ ). Le courant de porteurs injectés aux contacts peut être très important ou presque nul, selon la nature des contacts.

#### a) La caractéristique $I(t)$

La constante de temps de relaxation diélectrique du CdTe,  $\tau_{rel} = \epsilon_0 \epsilon_r \rho$ , vaut environ 1 ms. Par ailleurs, le temps de transit des charges est plutôt proche de 1  $\mu$ s. Ce dernier est très petit devant le temps de relaxation : le matériau est dit « à relaxation ». Les porteurs injectés ne sont pas « vus » électrostatiquement par les porteurs en réserve aux contacts. Dans un matériau à relaxation, la loi d'action de masse ( $np = ni^2$ ) est respectée mais pas la neutralité électrique. C'est le cas des matériaux résistifs comme le CdTe ou le GaAs (par opposition, le Si et le Ge sont des matériaux dits « à durée de vie », le temps de transit est long devant la constante de relaxation). Dans un matériau à relaxation, un excès de porteurs d'un type conduit à une déplétion de l'autre type (à cause de la loi d'action de masse). Si on applique un échelon de tension à un tel semi-

conducteur, on obtient une valeur élevée de courant, suivie d'une décroissance vers son état d'équilibre. Cet effet doit cependant être court et l'équilibre doit arriver rapidement. C'est ce qui est observé avec les détecteurs résistifs en CdZnTe-HPBM. En revanche, pour les détecteurs CdTe:Cl-THM la Figure 14 montre que, après avoir changé la polarisation du détecteur, il faut environ 90 s pour qu'ils reviennent à l'équilibre électrique.

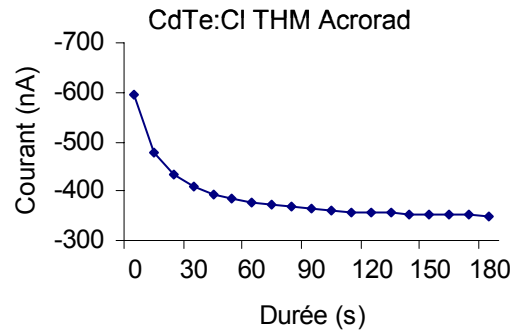


Figure 14 : Evolution du courant en fonction du temps pour un détecteur Acrorad dont la polarisation est passée rapidement de 0 V à 300 V. Plusieurs minutes sont nécessaires pour que le courant de fuite se stabilise.

Le courant de fuite décroît substantiellement avec le temps après la mise sous tension du détecteur. Ce phénomène est lié à l'injection de courant à travers les contacts. L'injection est un phénomène spontané, lié à la courbure des bandes, et donc au champ vu par les porteurs en réserve aux contacts [Ricq, 1999]. Elle varie car le champ au contact est modifié lors du remplissage des niveaux pièges. Cependant, la forme de la courbe n'est pas une simple exponentielle car différentes constantes de relaxation, liées à différents niveaux de pièges profonds et peu profonds, coexistent et peuvent fluctuer dans le volume du détecteur [Zumbiehl 2002]. Pour un détecteur Yinnel dont la réponse est présentée Figure 15, les porteurs engendrés par la lumière ambiante mettent plus de 12 heures à disparaître, probablement à cause d'un ou plusieurs niveaux pièges très profonds. Après cette période, la résistivité est très bonne.

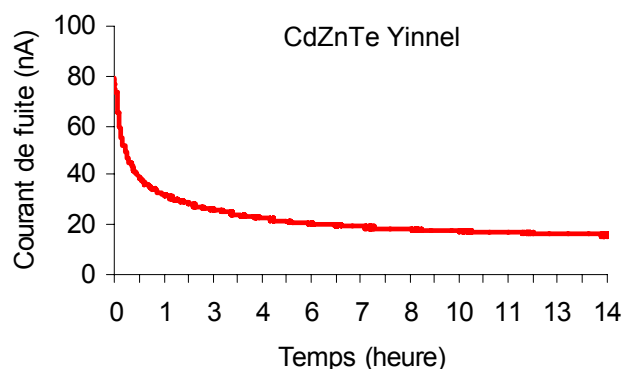


Figure 15 : Evolution du courant en fonction du temps pour un détecteur Yinnel après avoir été placé dans le porte-échantillon sous tension (900 V). Le courant de fuite met plus de 12 h à se stabiliser après avoir placé l'échantillon dans le noir.

A part le cas particulier du détecteur présenté ci-dessus, il faut noter que les nouvelles méthodes de croissance, comme le MVBVM ou le HPBM ont permis d'améliorer la stabilité du courant de fuite dans le temps. Ces détecteurs ne présentent pas de phénomène de polarisation. La différence de comportement selon les détecteurs montre l'intérêt d'effectuer cette mesure :



dans les deux cas présentés ici, une étude spectrométrique réalisée trop rapidement donnerait de mauvais résultats sur des détecteurs qui peuvent avoir de bonnes performances après quelques heures.

### b) Les caractéristiques I(V)

La caractéristique courant en fonction de la tension  $I(V)$  permet de calculer la résistivité du matériau et de vérifier qu'il n'y a pas de phénomène d'injection au contact à la tension utilisée. Les électrodes doivent couvrir toute la surface du détecteur. Le détecteur est polarisé à une tension fixe pendant une durée suffisante pour qu'elle se stabilise. Puis, le courant qui traverse le détecteur est mesuré avec un nano-ampèremètre. La résistivité mesurée n'est donc pas intrinsèque mais tient compte des contacts et des éventuelles fuites par les bords du détecteur, parfois moins résistifs. A partir de cette caractéristique, on remonte facilement à la résistivité du matériau :

$$R = V/I \quad \rho = RL/S \quad \text{Eq. II.1}$$

avec  $R$  et  $L$  respectivement la résistance et l'épaisseur du détecteur et  $S$  la surface des électrodes. La résistivité intrinsèque est mesurée au voisinage de 0 V. Cependant, si la résistivité est un critère de caractérisation important, la donnée qui nous intéresse est le courant qui traverse chaque électrode à la tension nominale. La Figure 16 montre deux caractéristiques  $I(V)$  typiques.

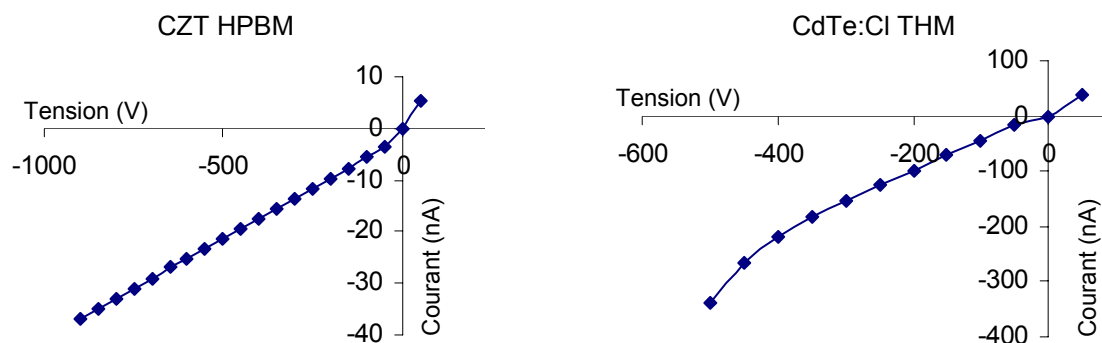


Figure 16 : Caractéristique courant-tension pour un détecteur CdZnTe-HPBM (à gauche) et CdTe:Cl-THM (à droite). Le signe négatif du courant et de la tension est dû à une convention : les anodes sont reliées à la masse et la tension nominale est appliquée à la cathode.

Pour le détecteur CdZnTe-HPBM présenté, la caractéristique est linéaire jusqu'à  $-900$  V : les contacts sont ohmiques. Cependant, la pente n'est pas la même près de 0 V ( $25 \Omega$ ) et à  $-400$  V ( $15 \text{ G}\Omega$ ). A  $-400$  V, le courant moyen qui traverse chaque anode est  $1.1$  nA et celui qui traverse la cathode vaut  $17$  nA. Pour le détecteur CdTe:Cl-THM présenté, la caractéristique  $I(V)$  n'est plus linéaire à partir d'environ  $-400$  V. Comme la tension nominale est plutôt  $300$  V, ce phénomène n'est pas gênant mais montre qu'il ne faut pas trop augmenter la tension. Là aussi, la pente est différente près de 0 V ( $28 \text{ G}\Omega$ ) et à  $-300$  V ( $15 \text{ G}\Omega$ ). A  $-300$  V, le courant moyen qui traverse chaque anode est  $9.5$  nA et celui qui traverse la cathode vaut  $153$  nA. Dans les deux cas, la résistance à haute tension est inférieure (presque de moitié) à la résistance près de 0 V.

La Figure 17 montre différents  $I(V)$  mesurés pour des détecteurs CdZnTe-HPBM avec des contacts en or. En théorie, dans le modèle de Schottky, ces caractéristiques devraient être identiques et symétriques. La différence de comportement est probablement imputable aux états

de surface. Il faut noter que le détecteur au comportement de type diode (courbe bleue) peut être utilisé à condition de le polariser dans le bon sens.

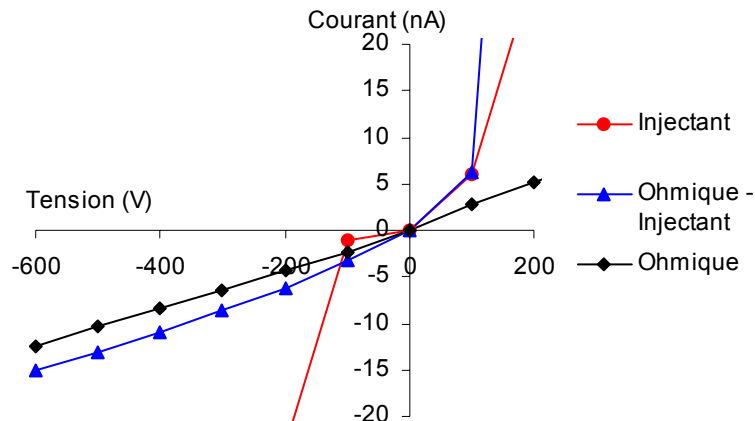


Figure 17 : Comparaison de caractéristiques courant-tension pour trois détecteurs CdZnTe-HPBM avec contacts électroless or. Dans un cas, le contact est injectant quelle que soit la polarisation (courbe rouge), dans le second (courbe bleue) le contact est ohmique et injectant. Dans le troisième cas (courbe noire), il est purement ohmique.

La mesure de la caractéristique  $I(V)$  est essentielle pour caractériser les détecteurs mais aussi pour les utiliser dans le bon sens si les caractéristiques ne sont pas symétriques.

### II.1.6 Mesures de mobilité et de durée de vie

Les paramètres de transport des charges dans nos détecteurs (durée de vie et mobilité des électrons et des trous) sont mesurés sur un banc de test dédié, par temps de vol alpha et par spectrométrie gamma [Gallet, 1998].

#### a) Temps de vol alpha

La mesure du courant transitoire par la technique du temps de vol est probablement la plus couramment utilisée pour obtenir des informations sur les paramètres de transport des semi-conducteurs. L'expérience consiste à déposer par ionisation un grand nombre de porteurs de charge juste sous une électrode d'un détecteur à électrodes planaires polarisées. On mesure alors la charge induite par la migration des porteurs (électron ou trou) vers leur électrode respective (cathode ou anode). Les charges étant créées près d'une électrode, la contribution de porteurs d'un type est négligeable.

A partir du théorème de Ramo, la relation de Hecht relie analytiquement la charge induite aux propriétés de transport et au champ appliqué (voir chapitre III). Ce calcul est simplifié par les approximations suivantes :

- la distribution spatiale de la charge électrique créée est une distribution de Dirac ;
- la distribution spatiale du champ appliqué est homogène ;
- les porteurs de mobilité  $\mu$  sont piégés avec des durées de vie  $\tau$  ;
- la diffusion est négligée.

La particule  $\alpha$  dépose une charge  $Q_0$  sous une électrode d'un détecteur planaire d'épaisseur  $L$  polarisé à une tension  $V$ . La charge induite en fonction du temps est donnée par la relation :

$$Q(t) = \frac{Q_0 V}{L^2} \mu \tau \left( 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right) \quad \text{Eq. II.2}$$

Donc, pour un trajet de durée  $t=L^2/\mu V$ , on obtient la charge totale induite :

$$Q(V) = \frac{Q_0 V}{L^2} \mu \tau \left( 1 - \exp\left(-\frac{L^2}{\mu \tau V}\right) \right) \quad \text{Eq. II.3}$$

A partir de ces deux relations, deux mesures sont effectuées.

- En mesurant la charge induite en fonction du temps à potentiel fixé, on calcule le produit  $\mu\tau$  ainsi que la durée de vie  $\tau$  des porteurs.
- En mesurant la charge totale induite en fonction de la tension de polarisation, on peut calculer le produit  $\mu\tau$  des porteurs étudiés.

L'ensemble de ces deux mesures nous permet de connaître la durée de vie et la mobilité des porteurs (cf. mesures Tableau 6). Cependant, cette technique ne nous permet pas de mesurer les propriétés de transport des trous pour des détecteurs d'épaisseur élevée car le signal mesuré est trop faible. Pour les trous, nous utilisons la spectrométrie gamma.

#### b) Spectrométrie gamma

Cette méthode consiste à irradier le détecteur avec des rayons gamma issus d'une source de  $^{57}\text{Co}$  [Ruzin, 1997A]. Elle est fondée sur l'analyse des charges maximales et moyennes collectées. La charge maximale collectée est calculée avec la formule de Hecht et la charge moyenne par l'analyse d'un modèle statistique [Ruzin, 1997B]. Ces deux charges dépendent de la tension de polarisation. En mesurant la charge maximale et la charge moyenne induites en fonction de la tension de polarisation, et en ajustant les modèles théoriques sur les deux courbes mesurées, on peut calculer le produit de la mobilité par la durée de vie pour chacun des porteurs. Cette méthode nous permet d'accéder aux propriétés de transport des trous (cf. mesures Tableau 6).

Avec les caractéristiques courant – tension, le temps de vol alpha et la spectrométrie gamma, nous avons caractérisé nos détecteurs. Les études présentées au chapitre V ont été effectuées avec différents matériaux : du CdZnTe-HPBM de Saint-Gobain, du CdTe:Cl-THM d'AcroRad, et du CdZnTe-MVBM de Yinnel Tech. Les caractéristiques mesurées sont résumées dans le Tableau 6. Les propriétés de transport des trous n'ont pas été mesurées précisément car elles sont faibles et parce que les détecteurs monolithiques sont peu sensibles aux trous.

**Tableau 6 : Résistivité ( $\rho$ ) et propriétés de transport des électrons des détecteurs étudiés (mesurés au laboratoire).  $\mu_n$  et  $\mu_p$  sont respectivement la mobilité des électrons et des trous,  $\tau_n$  et  $\tau_p$  sont la durée de vie des électrons et des trous.**

	$\rho$	$\mu_n$	$\mu_p$	$\tau_n$	$\tau_p$
	(G $\Omega$ .cm)	(cm <sup>2</sup> /V.s)		( $\mu$ s)	
CdTe: Cl THM d'AcroRad	2	10 <sup>3</sup>	100	2	1
CdZnTe-HPBM de Saint-Gobain	35	10 <sup>3</sup>	50 - 80	3	0.1
CdZnTe-MVBM de Yinnel Tech	65				

## II.2 La mauvaise collecte des trous

Même si la croissance du matériau a beaucoup progressé, le CdTe et le CdZnTe ont de nombreux inconvénients, notamment la très faible mobilité et la faible durée de vie des trous, spécialement pour le CdZnTe. Nous avons vu au chapitre I que l'induction des charges dans un semi-conducteur était la somme de la contribution des électrons et de celle des trous. D'après le théorème de Ramo, la charge induite par chaque type de porteur est proportionnelle à leur parcours dans le semi-conducteur. Le libre parcours moyen des trous étant très faible devant l'épaisseur du détecteur, la charge induite sur les électrodes l'est essentiellement par les électrons. La charge induite est proportionnelle à la longueur du parcours des électrons, c'est à dire à la profondeur d'interaction du photon dans le détecteur. C'est pourquoi, un spectre effectué avec ces matériaux montre une traînée, avec une large fraction d'évènements contenant une information erronée (cf. Figure 20 page 45). Pour qu'une majorité d'électrons parcoure une grande distance dans le cristal, le détecteur est irradié du côté de la cathode. Pour pallier le déficit de collecte des trous, on peut soit rendre le système le moins sensible possible à la position d'interaction par effet géométrique, soit corriger le signal recueilli en mesurant la profondeur d'interaction.

### II.2.1 L'effet géométrique

Pour pallier la mauvaise collecte des trous, plusieurs configurations ont été ou sont utilisées (Figure 18), pour la plupart inspirées de la grille de Frisch dans les détecteurs à gaz [Frisch, 1944]. Les principales géométries utilisées sont la géométrie hémisphérique [Malm, 1975], la grille de Frisch virtuelle [Montémont, 2001<sup>1</sup>], la grille de Frisch coplanaire [Luke, 1996, Macri, 2003], ou des pixels [Barrett, 1995]. Pour réaliser un imageur et mesurer la localisation de l'interaction dans le plan, les deux dernières configurations sont utilisables.

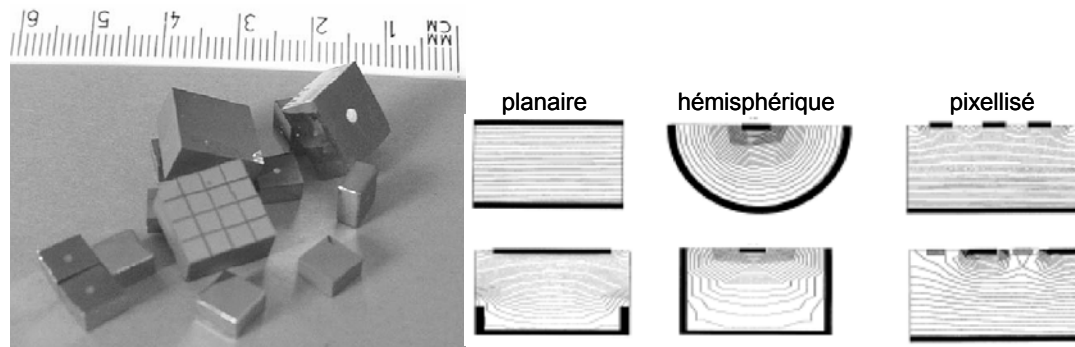


Figure 18 : A gauche : photos des détecteurs CdTe planaires, hémisphériques et pixellisés (Eurorad). A droite : schémas et lignes équipotentielles. Les schémas du haut représentent, de gauche à droite : des structures planaire hémisphérique et pixellisée idéales. En bas, de gauche à droite : structure quasi-planaire, pseudo-hémisphérique et planaire-pixellisée [Luke, 1996] .

#### a) Le détecteur monolithique pixellisé

Barrett a démontré [Barrett, 1995] que l'on peut rendre le détecteur moins sensible au piégeage des trous en pixellisant l'anode, et en choisissant correctement la taille des pixels. Un tel détecteur est appelé monolithique, c'est à dire que chaque détecteur unique peut contenir un grand nombre de pixels constituant l'anode, par opposition à une matrice de détecteurs planaires ou chaque détecteur est un pixel. La Figure 19 schématise l'effet pixel pour un détecteur monolithique pixellisé. Un électron créé du côté de la cathode induit une charge sur l'ensemble des électrodes, comme pour un détecteur planaire (courbe noire). Quand il se rapproche des anodes, le courant sur l'anode collectante (courbe rouge) augmente pendant que celui sur les anodes non collectantes (en bleu) diminue. A la fin du trajet de l'électron, toute sa charge est induite sur l'anode collectante pendant que les autres anodes reviennent à zéro. Si la taille du pixel est  $S=e \times e$ , tout se passe comme si la dérive d'un électron n'induisait un signal qu'à partir d'une distance  $e$  du pixel. Un électron créé près des anodes et qui se rapproche de l'anode collectante s'éloigne (du point de vue électrostatique) des autres anodes. La charge induite sur les anodes voisines est négative. La somme des charges induites (en noir) reste la même que pour un détecteur planaire et la charge induite sur l'anode collectante est plus importante que pour un détecteur planaire. Le courant induit sur l'anode collectante montre un pic près de la fin de la dérive. Le détecteur étant irradié du côté de la cathode, une grande partie des photons induit la même charge. La fonction de répartition de l'induction dans le détecteur, qui rend compte de l'interaction capacitive entre la charge en mouvement et les électrodes, est appelée potentiel de pondération. Elle sera discutée au chapitre III.

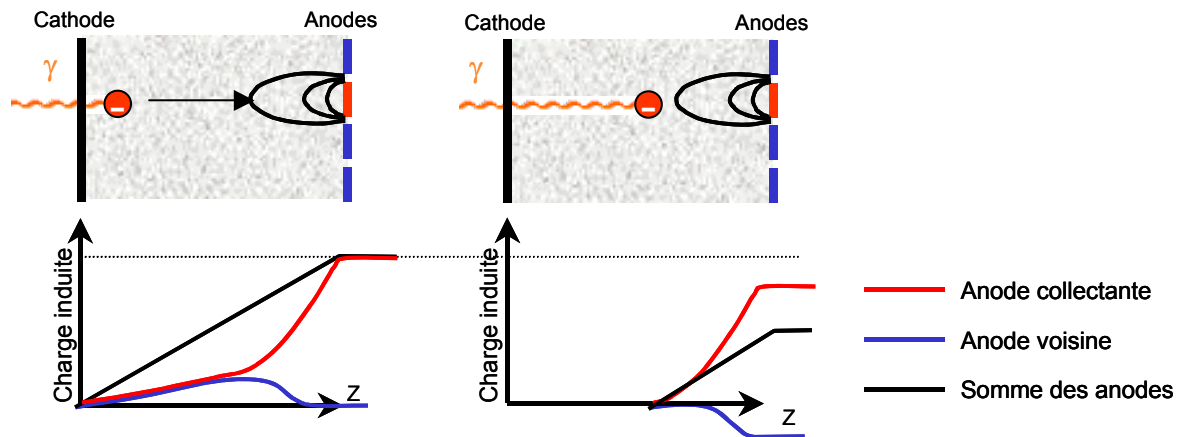


Figure 19 : Effet pixel. Charge induite sur l'anode collectante (en rouge), une anode voisine (en bleu) et somme des signaux des anodes (en noir) pour deux profondeurs d'interaction : proche de la cathode (à gauche) et au milieu du détecteur (à droite).

La Figure 20 montre le rapport de la charge induite à la charge déposée (CIE) en fonction du temps pour deux tailles de pixel. Dans le cas de petits pixels, la charge induite dépendant moins de la position d'interaction qu'avec des grands pixels. La résolution en énergie est améliorée par l'effet pixel et le nombre de coups dans le pic augmente. Cependant, il subsiste encore une traînée sur le spectre en énergie car la charge induite dépend encore un peu de la profondeur d'interaction du photon dans le détecteur.

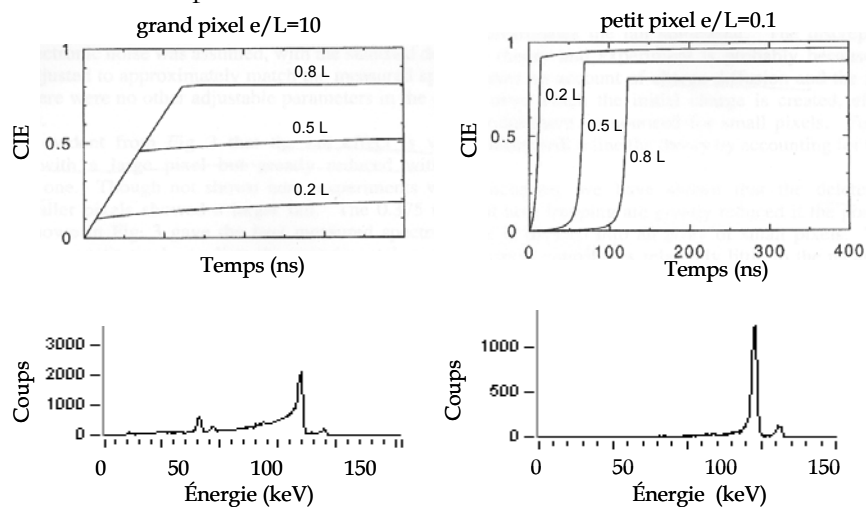


Figure 20 : En haut : charge collectée en fonction du temps pour deux ratios pas du pixel ( $e$ ) sur épaisseur du détecteur ( $L$ ). Les profondeurs d'interaction sont  $0.2$ ,  $0.5$  et  $0.8 \times$  la profondeur ( $L$ ) [Barrett, 1995]. En bas, exemple de spectre en énergie correspondant aux deux géométries.

Les caractéristiques géométriques définissant un détecteur monolithique sont les dimensions du détecteur (surface et épaisseur) et le pas des pixels. L'effet pixel dépend du ratio pas / épaisseur. Si ce ratio est grand, on se rapproche du détecteur planaire et l'effet pixel est insuffisant. Inversement, s'il est petit, une part importante des charges induites est perdue à cause du piégeage des électrons. Si les propriétés de transport sont inhomogènes dans le détecteur, le problème devient inextricable. Par ailleurs, si l'application impose une résolution spatiale fixée et une efficacité de détection minimum, le pas comme l'épaisseur sont fixés, ce qui peut imposer une traînée résiduelle.



L'énergie du photon incident et l'ordonnée du lieu d'interaction sont données par les lignes de pixels. L'abscisse est donnée par les bandes à partir du signal bipolaire généré par le mouvement des électrons (Figure 22). La bande qui mesure le signal le plus fort est la plus proche du lieu d'interaction. La profondeur d'interaction est mesurée avec la cathode ou avec les bandes non collectantes.

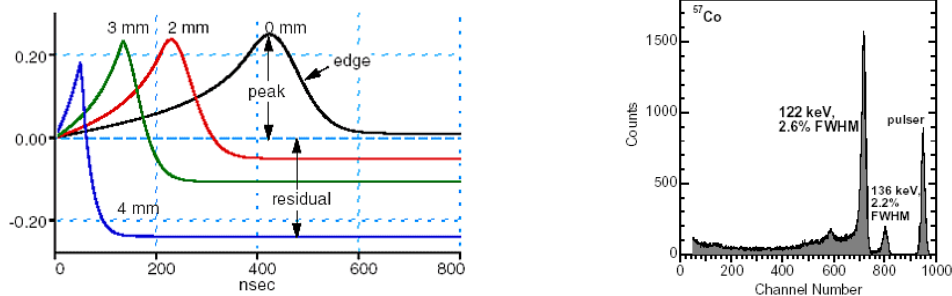


Figure 22 : A gauche : forme des signaux des bandes pour différentes profondeurs d'interaction (simulation [Macri, 2002]). A droite : spectre en énergie obtenu pour un pixel (avec du  $^{57}\text{Co}$ ) [McConnell, 2000].

Un exemple de spectre en énergie est présenté Figure 22. Les résolutions en énergie publiées avec une épaisseur de 5 mm sont : 5.5 % à 59.5 keV, 3.2 % à 122 keV, et 1.59 % à 662 keV. L'écart type de la résolution spatiale à 122 keV est 0.3 mm en abscisse et 0.2 mm en ordonnée. Les localisations en dessous du pas (1 mm) sont obtenues par interpolation de l'amplitude sur les canaux voisins. La localisation en ordonnée peut avoir une erreur jusqu'à 0.5 mm à cause d'un léger partage de charges entre lignes voisines. La profondeur peut être calculée à partir du rapport cathode / pixel (écart type : 0.37 mm à 122 keV) ou à partir du rapport somme des bandes / pixel (écart type : 0.86 mm à 122 keV). La deuxième solution est moins précise (somme des bruits des 8 bandes) mais permet de tout mesurer sur la même face.

En résumé, cette géométrie permet de réduire le nombre de voies (19 au lieu de 64 pour  $8 \times 8$  pixels) mais demande un traitement du signal complexe. Elle permet une localisation avec une précision de 300  $\mu\text{m}$ , avec un pas de 1 mm. Sa principale limitation est la collecte des charges par les bandes qui dégrade les mesures. Si leur potentiel est trop élevé, des charges sont perdues. S'il est trop faible, les bandes collectent des charges dégradant la mesure de l'énergie. Par ailleurs, le courant de fuite entre les bandes et les anodes augmente le bruit.

## II.2.2 Mesure de la profondeur d'interaction des photons

Pour corriger la dépendance de la charge induite à la profondeur d'interaction du photon incident, une solution est de mesurer cette profondeur d'interaction. Celle-ci peut être mesurée soit avec le temps de montée du signal des anodes [Richter, 1992 ; Lebrun, 1996 ; Verger, 1996 ; Verger, 1998], soit avec des anodes coplanaires [He, 1996, Macri, 2003] soit avec le signal issu de la cathode [Shor, 2001]. Lors de l'acquisition, on construit un « spectre bi-paramétrique », avec en ordonnée, une information proportionnelle à la profondeur d'interaction, et en abscisse l'amplitude du signal mesurée à l'anode. La corrélation entre l'énergie mesurée et la profondeur d'interaction est utilisée pour corriger la dépendance de la charge induite à la profondeur d'interaction.

Le temps de montée du signal est la durée pendant laquelle du courant est induit. C'est donc la durée du transit des charges dans le détecteur. Si le champ électrique appliqué est homogène, ce



temps est proportionnel à la profondeur d'interaction du photon dans le cristal. On peut distinguer deux méthodes de mesures de temps de montée :

- la première [Richter, 1992 ; Lebrun, 1996] consiste à mesurer le temps de transit des électrons et des trous pour des détecteurs THM d'épaisseur inférieure ou égale à 2 mm. Cette durée varie entre 1 et 6  $\mu$ s, selon l'épaisseur et la polarisation épaisseur. L'épaisseur est limitée car il faut collecter correctement les trous : cette méthode donc dépendante des conditions de croissance ;
- la seconde [Verger, 1996] consiste à mesurer uniquement le temps de transit des électrons de détecteurs HPBM d'épaisseur comprise entre 3 et 15 mm. La durée de transit des électrons est plus courte, entre 20 ns et 1  $\mu$ s. En s'affranchissant du mouvement des trous, cette méthode est moins sensible aux conditions de croissance. Elle a déjà été utilisée pour une gamma-caméra [Verger, 2005].

Deux exemples de correction bi-paramétrique utilisant le temps de transit des électrons sont présentés Figure 23. Les deux spectres en énergie (a et a') possèdent une traînée due à la dépendance de la charge induite à la profondeur d'interaction. Cette traînée est réduite pour le détecteur monolithique grâce à l'effet pixel, mais elle existe toujours. La forme du spectre bi-paramétrique (c et c') montre la dépendance de la charge induite à la profondeur d'interaction selon la géométrie du détecteur. Dans les deux cas, cette corrélation est utilisée pour corriger le signal mesuré (d et d') et obtenir un spectre conventionnel avec une bonne résolution en énergie et une bonne efficacité (b et b'). La correction de la profondeur d'interaction permet de décorréler les performances spectrométriques de la géométrie du détecteur.

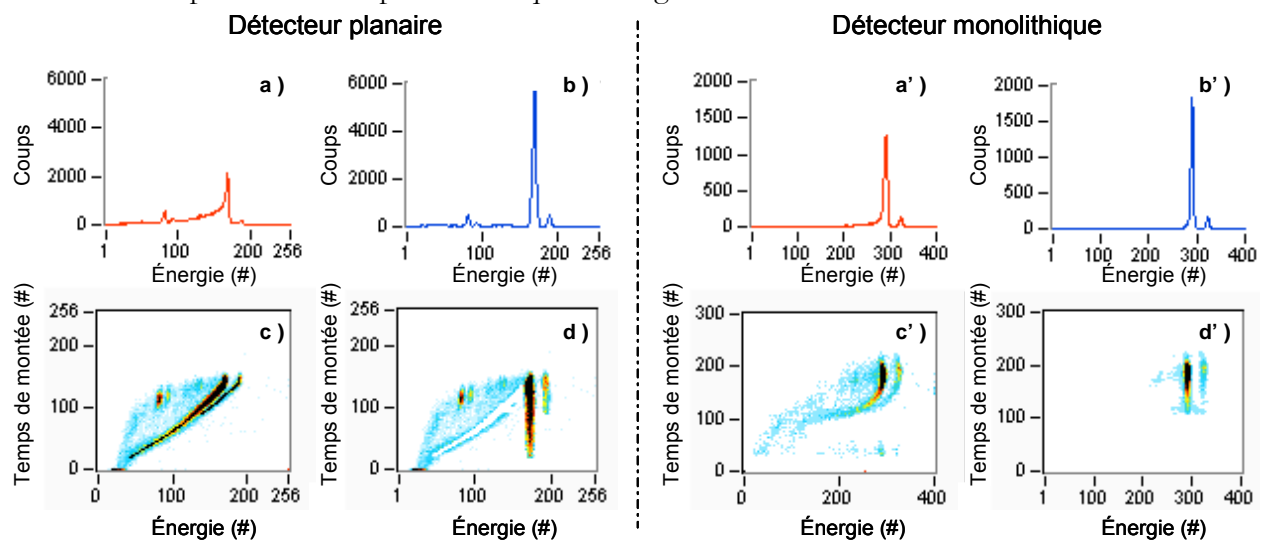


Figure 23 : Spectre  $^{57}\text{Co}$  pour deux géométries de détecteurs HPBM CdZnTe : planaire de 4 x 4 x 6 mm et monolithique 10 x 10 x 5 mm avec des anodes au pas de 2.5 mm. Correction bi-paramétrique avec le temps de montée anode. Spectres en énergies bruts (a et a') et corrigés (b et b') et spectres bi-paramétriques bruts (c et c') et corrigés (d et d'). Les coups à basse énergie sur le spectre de gauche sont dus au collimateur. La correction peut se faire après l'acquisition en mesurant la corrélation sur le spectre bi-paramétrique ou au cours de l'acquisition.

Le signal mesuré à la cathode est identique à celui que l'on mesurerait avec un détecteur planaire. Il est proportionnel à l'énergie du photon incident et à la profondeur d'interaction du photon dans le détecteur. L'amplitude du signal mesuré à l'anode est, elle aussi, proportionnelle à l'énergie du photon incident mais sa dépendance à la profondeur d'interaction est plus complexe.

Le rapport des amplitudes mesurées à la cathode et à l'anode est donc directement proportionnel à la profondeur d'interaction.

La Figure 24 montre plusieurs spectres bi-paramétriques utilisant différentes mesures de la profondeur d'interaction avec un détecteur CdZnTe-HPBM pixellisé. Sur ces spectres, on voit que l'amplitude du signal anode dépend de la profondeur d'interaction. La courbure du spectre bi-paramétrique est liée à l'effet pixel.

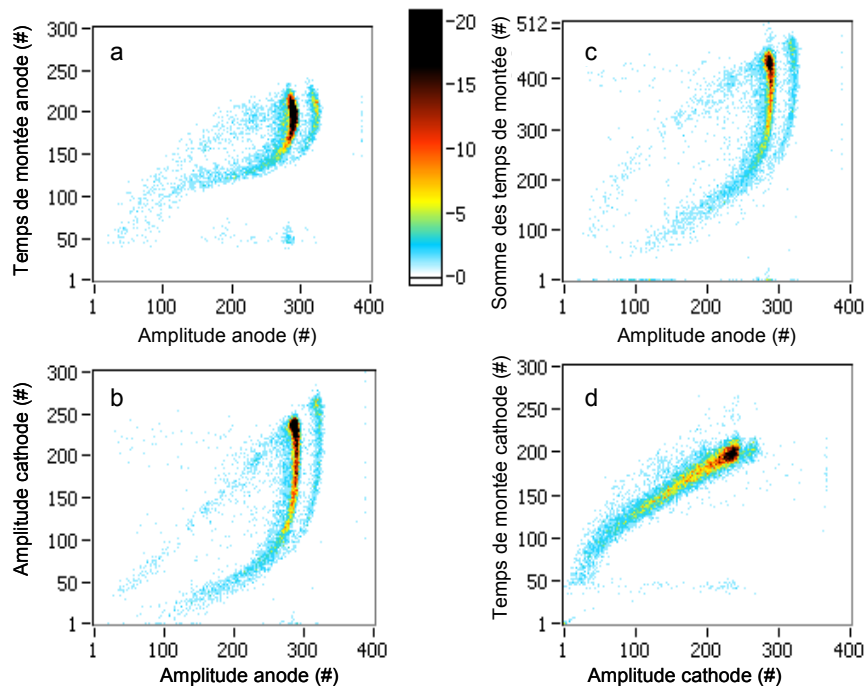


Figure 24 : Comparaison de différents spectres bi-paramétriques pour les mêmes évènements avec un détecteur CdZnTe-HPBM de  $10 \times 10 \times 5$  mm au pas de 2.5 mm. La profondeur d'interaction est mesurée avec respectivement le temps de montée anode (a), l'amplitude du signal cathode (b) ou la somme des deux temps de montée (c). Le spectre bi-paramétrique (d), proche de celui d'un détecteur planaire, est effectué avec l'amplitude et le temps de montée du signal cathode.

Si toutes ces méthodes donnent accès à la même information (la profondeur d'interaction), elles ne sont pas équivalentes.

- A cause de la plus grande surface de la cathode, son signal est plus bruyant que le signal anode. Ceci sera particulièrement vrai avec un matériau peu résistif et d'autant plus important que la surface du détecteur est grande. La mesure du signal cathode ne se fait pas sur la même face que la mesure des signaux issus des anodes, et peut donc poser des problèmes d'accès.
- La qualité de la mesure du temps de montée à l'anode dépend du pas des pixels. A priori, la somme des temps de montée des signaux issus de l'anode et de la cathode doit être moins bruyante que l'utilisation d'un seul temps car la somme des bruits est quadratique.

Nous nous attendons à ce que la meilleure méthode pour mesurer la profondeur d'interaction dépende à la fois du matériau et de la géométrie du détecteur.

## II.3 Les facteurs limitant les performances des détecteurs

En plus des problèmes décrits dans les paragraphes précédents, deux facteurs limitent les performances des détecteurs monolithiques en CdTe / CdZnTe :

- le détecteur étant pixellisé, le nuage d'électrons peut se partager entre les anodes. Ce partage de charges doit être traité. La conductivité de surface affecte la collecte des charges entre les pixels et peut entraîner une perte de charges qui provoque une traînée sur le spectre en énergie ;
- le courant d'obscurité et les fluctuations dans les pertes d'électrons contribuent au bruit qui limite la résolution en énergie.

### II.3.1 Partage et perte de charges entre les anodes

La segmentation de l'anode du détecteur implique que le nuage d'électrons créé peut être partagé entre plusieurs anodes. Cet effet est d'autant plus important que le pas des pixels est petit et que le détecteur est épais (à cause de la diffusion des électrons). Comme le montre la Figure 25, un dépôt d'énergie entre deux anodes peut être collecté par une anode, il peut être partagé ou être perdu à la surface. Si la conductivité de la surface est nulle, le champ électrique amène les électrons sur une anode et pas sur la surface. Cependant, il existe une fine couche près de la surface du détecteur dont les caractéristiques diffèrent de celles du volume, comme c'est le cas pour le silicium et le germanium. Si la conductivité de la surface est supérieure à celle du volume, les lignes de champ électrique peuvent guider les charges vers la surface où elles peuvent être piégées pendant une durée supérieure au temps d'intégration de l'électronique (pour nous, environ  $1 \mu\text{s}$ ). Si les charges sont partagées, la somme des amplitudes des deux anodes donnera l'énergie du photon. Si des charges sont perdues, la mesure de l'énergie sera dégradée, provoquant une traînée sur le spectre vers les basses énergies.

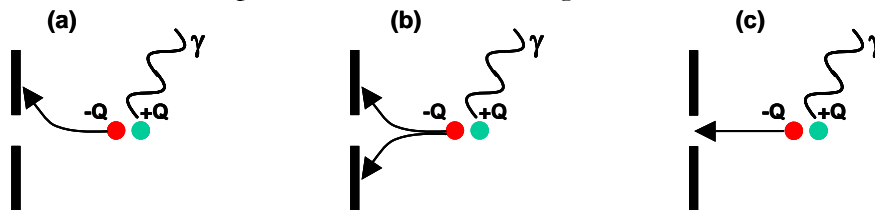


Figure 25 : Si un photon dépose des charges entre deux anodes, ces charges peuvent être collectées par l'une ou l'autre anode (a), elles peuvent aussi être partagées (b) ou perdues à la surface entre les anodes (c).

La région où des charges sont éventuellement perdues est confinée dans une petite région sous la surface [Coburn, 2002]. La perte de charge dépend de l'espace entre les anodes (interpixel). La Figure 26 [Bolotnikov, 2001] montre l'amplitude mesurée sur une anode en fonction de l'amplitude mesurée sur l'anode voisine pour trois dimensions d'interpixel. Dans les conditions étudiées, des charges sont perdues quand l'interpixel est plus grand que  $100 \mu\text{m}$  et cette perte est très importante avec un interpixel de  $300 \mu\text{m}$ . Dans ce cas, les électrons sont piégés sur la surface entre les anodes et l'information sur l'énergie du photon incident est dégradée.

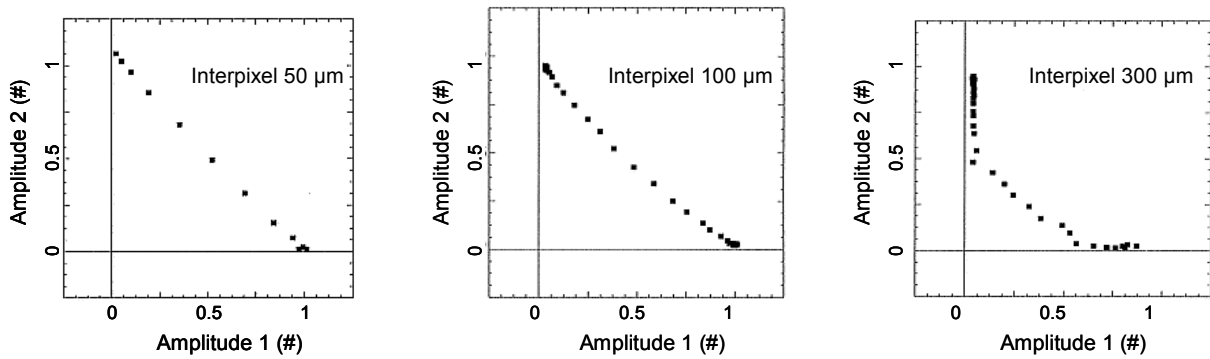


Figure 26 : Etude du partage et de la perte de charge en fonction de la dimension de l'interpixel [Bolotnikov, 2001]. Corrélation entre les amplitudes des signaux de deux pixels voisins. Irradiation dans l'interpixel avec un laser (chaque point représente une impulsion laser).

Pour résoudre ce problème, la solution la plus évidente est d'utiliser un espace interpixel suffisamment petit pour qu'il n'y ait pas de pertes de charges. Cette solution n'est pas acceptable, car dans ce cas, la capacité inter-anode devient très importante et le bruit électronique dégrade les performances du détecteur. Une autre solution est l'utilisation de grille de garde entre les anodes polarisées à un potentiel repoussant les charges loin de la surface.

Comme nous voulons travailler avec des petits pixels, nous avons étudié le partage et la perte de charges entre les contacts, qui dépendent de la nature des contacts, du matériau et de la géométrie du détecteur. Ce sujet fait l'objet du paragraphe 4 du chapitre V.

### II.3.2 Le bruit

L'objectif de ce court paragraphe n'est pas d'exposer une étude complète sur les bruits en spectrométries avec des détecteurs CdTe ou CdZnTe, mais simplement de comprendre leur origine et de donner leur importance relative. Une étude complète et rigoureuse est disponible dans [Montémont, 2000]. Dans ce paragraphe, nous allons d'abord donner l'expression du signal mesuré dans les détecteurs CdZnTe et du bruit associé à sa création et à la fluctuation du nombre de charges piégées. Ensuite nous discuterons des deux principales sources de bruit qui sont le détecteur et le préamplificateur. Pour rester général, nous ferons plusieurs approximations :

- la charge induite est égale à la charge collectée. Cette approximation est valable si le piégeage des électrons n'est pas trop fort. Elle permet de s'affranchir de l'effet géométrique dans le calcul rigoureux de la charge induite, qui nécessiterait le calcul du potentiel de pondération (développé au chapitre III) ;
- la bande passante du circuit de lecture est infinie. Cette approximation permet de raisonner indépendamment des filtrages électroniques choisis ;
- la contribution des trous est négligée car leurs propriétés de transport sont faibles, et les détecteurs monolithiques sont peu sensibles aux trous ;
- le piégeage des électrons est homogène dans le volume du détecteur ;
- la résistivité du détecteur est indépendante de la tension appliquée.

#### a) Le signal

Un photon qui dépose une énergie  $E_0$  dans le détecteur, produit en moyenne  $\tilde{N}=E_0/\varepsilon$  paires électron-trou, avec  $\varepsilon$  l'énergie de création de paires, caractéristique du matériau.  $\varepsilon$  vaut 4.43

eV dans le CdTe et 4.64 eV dans le CdZnTe. Durant leur trajet, certains électrons sont piégés avant d'être collectés. La charge collectée  $Q$  est proportionnelle à la charge déposée  $Q_0$  :

$$Q_{collecté} = Q_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) = Q_0 \exp\left(-\frac{L^2}{\mu\tau V}\right) \quad [\text{C}] \quad \text{Eq. II.4}$$

avec  $L$  l'épaisseur du détecteur polarisé à une tension  $V$ ,  $\mu$  la mobilité des électrons et  $\tau$  leur durée de vie. La charge induite est supérieure à la charge collectée car même les électrons qui sont piégés pendant leur trajet induisent un signal sur l'anode. La charge induite sur un détecteur à géométrie planaire est donnée par :

$$Q_{induit} = Q_0 \frac{\mu\tau V}{L^2} \left(1 - \exp\left(-\frac{L^2}{\mu\tau V}\right)\right) \quad [\text{C}] \quad \text{Eq. II.5}$$

Pour un détecteur pixellisé, la charge induite sur une anode est intermédiaire. Plus le rapport (pas des pixels / épaisseur) est petit, plus l'effet pixel est marqué, et plus la charge induite est proche de la charge collectée. Pour rester général, dans les calculs suivants, nous minorerons le signal en faisant l'approximation que la charge induite est égale à la charge collectée.

La fluctuation sur le nombre de charges créées est la limite intrinsèque de résolution du détecteur. Cette fluctuation n'est pas donnée par la statistique de Poisson car les phénomènes gouvernant la création des paires électron-trou ne sont pas indépendants. La statistique adaptée est celle proposée par Fano [Fano, 1946]. Dans cette description, la valeur de l'écart type est donnée par  $\sqrt{FN}$  où  $F$  est le facteur de Fano inférieur à l'unité. On modélise le bruit de création de paires par une loi gaussienne d'écart type :

$$\sigma = \sqrt{FE_0/\varepsilon} \quad \text{Eq. II.6}$$

La détermination théorique du facteur de Fano étant peu satisfaisante, sa valeur de l'ordre de 0.089 est donnée par l'expérimentation. Dans notre cas, pour un photon de 122 keV, l'écart type sur le nombre de charges créées est d'environ 0.2 % rms, cette contribution peut donc être négligée.

Si nous supposons que la perte de charges due au piégeage est un processus continu, la fluctuation du nombre d'électrons piégés suit une distribution de poisson. Pour un photon qui dépose son énergie du côté de la cathode créant  $N_0$  électrons, le nombre de charges piégées est  $N_0 (1 - \exp(-L/\lambda))$ , avec  $\lambda$ , le libre parcours moyen des électrons.

$$\lambda = \mu\tau E \quad [\text{cm}] \quad \text{Eq. II.7}$$

La fluctuation sur le nombre de charges piégées est :

$$\sigma_{N_p} = \sqrt{N_0 (1 - \exp(-L/\lambda))} = \sqrt{N_0 (1 - \exp(-L^2/\mu\tau U))} \quad \text{Eq. II.8}$$

Cependant, des fluctuations dans le piégeage peuvent être causées par des défauts microscopiques, notamment les inclusions et les précipités, contenant une haute concentration de pièges. Dans ce cas, le nombre d'électrons piégés peut fluctuer dans le volume du détecteur.

#### b) Le bruit du détecteur

Le bruit du détecteur à deux composantes : le bruit de grenaille dû au courant d'obscurité, et le bruit en  $1/f$  dû aux fluctuations du rythme de génération et de recombinaison des porteurs

et aux variations de mobilité effective dans le matériau. La contribution du bruit en 1/f dépend donc de chaque détecteur, et ne sera pas étudiée ici.

Le bruit intrinsèque du détecteur est causé par le mouvement interne des porteurs de charge dû au courant de fuite : chaque porteur crée un signal électrique et la superposition de ces mouvements microscopiques engendre un bruit poissonien [Nostrand, 1965]. Plus on examinera le courant sur un temps long, plus on aura un effet de moyenne sur le nombre d'évènements (Figure 27).

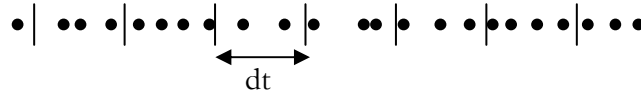


Figure 27 : Bruit poissonien créé par un flux de charges discrètes. Sur un temps d'analyse dt, le bruit correspond à la racine carrée du nombre d'évènements aléatoires se produisant en moyenne pendant dt.

On calcule le courant de fuite dû à la tension appliquée V qui traverse un pixel de surface S, à partir de la résistivité ρ du détecteur d'épaisseur L :

$$R = \rho L / S \text{ } [\Omega] \quad I = V / R \text{ } [A] \quad \text{Eq. II.9}$$

A un courant de fuite I intégré pendant une durée d'acquisition τ correspondent I/e τ évènements. L'écart type sur ce nombre de porteur est :

$$\sigma_n = \sqrt{\frac{I\tau}{e}} = \sqrt{\frac{V\rho^2\tau}{e\rho L}} \quad \text{Eq. II.10}$$

Le courant de bruit observé à haute fréquence est blanc. Plus on examinera le signal sur un temps long, plus on aura un effet de moyenne sur le nombre d'évènements.

c) Bruit de l'électronique

L'électronique de lecture est génératrice de bruit. On ne s'intéresse qu'à la préamplification car dans les étages suivants, la contribution du bruit est suffisamment faible pour être négligée. La Figure 28 montre l'électronique de proximité du détecteur.

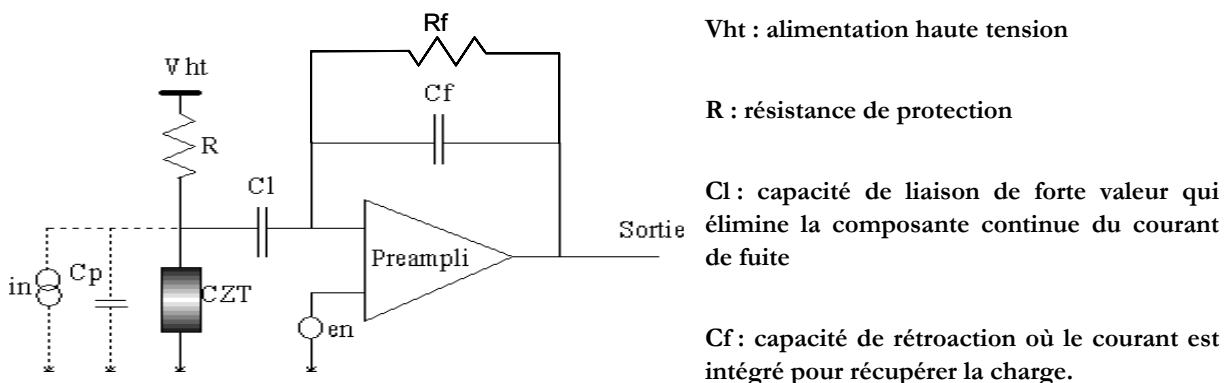


Figure 28 : Schéma de principe de l'électronique de proximité.

Les résistances de polarisation R et de rétroaction Rf engendrent un bruit thermique de valeur  $i_n = \sqrt{4kT/R} \text{ } [A/\sqrt{Hz}]$  qui vient s'ajouter en parallèle du courant de bruit du détecteur. Ce courant de bruit est intégré dans la capacité de rétroaction Cf du préamplificateur de charges. Le bruit du préamplificateur est majoritairement dû au transistor d'entrée. Des charges transisent

dans le canal d'entrée du FET et induisent un bruit blanc de diffusion thermique, qui engendre une charge de bruit dans les capacités parasites  $C_p$  et de rétroaction  $C_f$ . Le piégeage et le dépiégeage des porteurs majoritaires dans le canal du transistor entraînent une variation du courant responsable du bruit en  $1/f$ .

Le bruit électronique dépend du préamplificateur et des constantes de filtrage. Le bruit des préamplificateurs disponibles au laboratoire est compris dans une gamme de 100 à 160  $e^-$  rms [Montémont, 2002]. Pour une impulsion équivalente à un photon de 122 keV, le bruit de nos cartes de traitement est d'environ 100  $e^-$  rms. La mesure du bruit associé à notre électronique de détection sera détaillée au chapitre IV.

#### d) Quantification pour nos détecteurs

Nous travaillons avec des détecteurs monolithiques décrits au chapitre V. Ils mesurent typiquement  $10 \times 10$  mm de large et 5 mm d'épaisseur. La cathode couvre une face complète et  $4 \times 4$  anodes de  $2 \times 2$  mm sont espacées de 500  $\mu\text{m}$ . Les caractéristiques physiques des détecteurs CdTe:Cl-THM, CdZnTe-HPBM et CdZnTe-MVBM sont discutées au paragraphe précédent et rappelées dans le Tableau 7.

**Tableau 7 : Principales propriétés physiques des détecteurs CdTe:Cl-THM et CdZnTe-HPBM.**

	Energie création de paire (eV)	$\rho$ ( $G\Omega.cm$ )	$\mu\tau$ ( $cm^2/V$ )
CdTe:Cl-THM	4.43	2	$2 \cdot 10^{-3}$
CdZnTe-HPBM	4.64	35	$3 \cdot 10^{-3}$
CdZnTe-MVBM	4.64	60	$3 \cdot 10^{-3}$

A cause de leur faible résistivité, la tension appliquée sur les détecteurs CdTe:Cl-THM est inférieure à celle appliquée sur les détecteurs CdZnTe-HPBM et surtout MVBM. Pour ce dernier détecteur, nous ne mesurons que peu de signal si la tension appliquée est faible, pour des raisons non comprises. Le Tableau 8 donne le libre parcours moyen des électrons et le courant par anode à la tension nominale.

**Tableau 8 : Libre parcours moyen et courant de fuite par anode associé à la tension nominale.**

	Tension (V)	Libre parcours moyen (cm)	Courant (nA)
CdTe:Cl-THM	350	1.4	14
CdZnTe-HPBM	400	2.4	0.9
CdZnTe-MVBM	700	4.7	1

A partir de ces données, le Tableau 9 donne les bruits attendus sur les signaux mesurés aux anodes pour ces trois matériaux en supposant que le signal est intégré sur 1  $\mu\text{s}$ . La limitation de la résolution en énergie des détecteurs CdZnTe-HPBM (2.2 % à mi-hauteur) et des détecteurs CdZnTe-MVBM (1.9 % à mi-hauteur) est due à l'électronique de détection. Celle des détecteurs CdTe:Cl-THM (4.3 % à mi-hauteur) est due à la faible résistivité du matériau. Le bruit sur le signal mesuré à la cathode sera beaucoup plus important, à cause de sa plus grande surface, surtout pour les détecteurs THM.

Tableau 9 : Signal et bruit des détecteurs(e- rms).

	CdTe:Cl-THM	CdZnTe-HPBM	CdZnTe-MVBM
Signal électrons collectés	19300	21400	23900
Création de paires	49	48	48
Piégeage	91	70	49
Courant de fuite	296	76	80
électronique	165	165	165
Somme des bruits	354	201	196
Rapport signal / bruit	<b>1.84%</b>	<b>0.94 %</b>	<b>0.8 %</b>

Ces résultats ne sont qu'indicatifs car la méthode employée est simplifiée. Une méthode plus rigoureuse serait d'intégrer la densité spectrale de bruit en prenant en compte les filtrages et la forme du signal. Ils ont néanmoins le mérite d'être indépendants de la géométrie du détecteur et de dégager les tendances.

Cette modélisation peut nous permettre de connaître la tension à appliquer sur nos détecteurs. Elle doit être suffisamment grande pour collecter les charges mais pas trop, pour réduire le courant de fuite. La Figure 29 montre l'évolution du signal et du bruit en fonction de la tension pour nos détecteurs CdTe:Cl-THM et CdZnTe-HPBM. Le nombre d'électrons collectés augmente vers le nombre d'électrons déposés, asymptotiquement avec la tension. Le bruit électronique est indépendant de la tension. Le bruit lié au piégeage diminue asymptotiquement avec la tension et le bruit associé au courant de fuite augmente avec la racine carrée de la tension. Pour les détecteurs HPBM, le bruit est relativement indépendant de la tension appliquée car le bruit du déficit balistique est du même ordre que celui du courant de fuite. Le bruit électronique domine. La Figure 30 montre que le rapport signal/bruit est relativement indépendant de la tension au-dessus de 400V. Pour les détecteurs THM, le bruit associé au courant de fuite domine les autres. L'optimum de la tension se situe autour de 300 V.

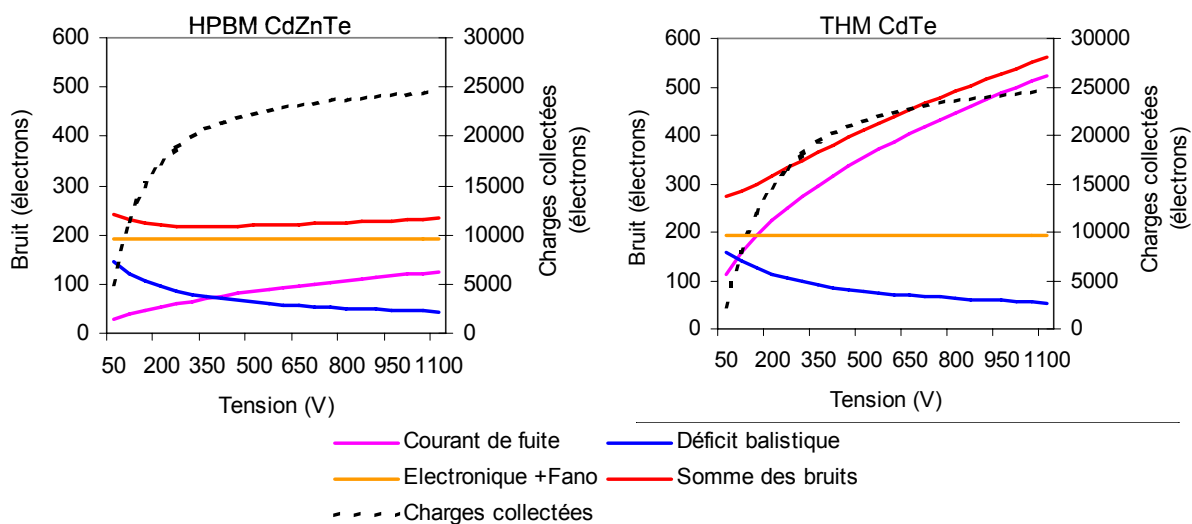


Figure 29 : Estimation du signal et du bruit en fonction de la tension pour une interaction à la cathode. Evolution de la charge collectée (pointillé noir), du bruit lié au courant de fuite (mauve), au déficit balistique (bleu), à l'électronique et à la statistique de création de paires (orange) pour un détecteur CdZnTe-HPBM (à gauche) et CdTe:Cl-THM (à droite). La somme de tous les bruits est tracée en rouge. Détecteur modélisé avec une épaisseur de 5 mm et des anodes de  $2 \times 2$  mm au pas de 2.5 mm.



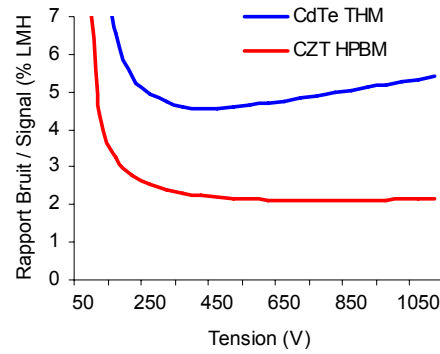


Figure 30 : Evolution du rapport bruit / signal en fonction de la tension. Pour le détecteur THM (en bleu), une tension « optimale » se situe entre 350 et 400 V (4.45 % à de largeur à mi-hauteur (LMH) mais la résolution théorique varie peu de 300 à 700 V. Pour le détecteur HPBM (en rouge), le signal augmente en même temps que le bruit, rendant le rapport signal / bruit relativement peu sensible à la tension appliquée.

Le bruit dépend des caractéristiques géométriques du détecteur et des propriétés physiques du matériau. La tension appliquée est choisie telle que le libre parcours moyen des électrons est grand devant l'épaisseur du détecteur. Le bruit associé au courant de fuite est proportionnel à l'épaisseur du détecteur et à la surface des anodes, et est inversement proportionnel au produit résistivité  $\times$  mobilité  $\times$  durée de vie des électrons. Si on travaille avec des petits pixels (par exemple 1 mm au lieu de 2 mm) le bruit changera peu pour les détecteurs HPBM et on pourra utiliser un champ très élevé sans être gêné par le courant de fuite. Pour les détecteurs THM, le courant de fuite diminuera nettement, on pourra alors travailler à 500 V et espérer une résolution de 2.8 % à 122 keV.

#### e) Paramètres physiques caractéristiques du détecteur

Il est couramment admis que les principales propriétés physiques qui caractérisent le matériau sont la résistivité  $\rho$ , qui définit le courant de fuite, et la durée de vie  $\tau$  des électrons qui définis la charge collectée. A ces paramètres, certains ajoutent parfois la mobilité  $\mu$  des électrons, car c'est le produit  $\mu\tau$  définit plus complètement les propriétés de transport. En fait, le détecteur est polarisé à une tension  $V$  choisie pour que le libre parcours moyen  $\lambda$  des électrons soit grand devant l'épaisseur du détecteur.

$$\lambda = \frac{\mu\tau V}{L} \gg L \Leftrightarrow V \propto \frac{L^2}{\mu\tau} \quad \text{Eq. II.11}$$

Or la variance du bruit dû au courant de fuite, qui est la principale source de bruit du détecteur, croît avec la tension. En considérant une anode de surface  $S$  et une durée d'intégration  $t$  :

$$\sigma^2 = \frac{VSt}{\rho L} \Leftrightarrow \sigma^2 \propto \frac{LSt}{\rho\mu\tau} \quad \text{Eq. II.12}$$

Le bruit du courant de fuite est proportionnel aux paramètres géométriques du détecteur (épaisseur du détecteur  $\times$  surface des anodes) et aux paramètres physiques du matériau (résistivité  $\times$  mobilité  $\times$  durée de vie des électrons).  $1/\rho\mu\tau$  est analogue à un courant caractéristique qui traverse le volume de détection élémentaire  $LS$ .

Nous avons étudié des détecteurs THM, HPBM et MVBM dont les caractéristiques mesurées ont été données dans le Tableau 6 du paragraphe II.1.6. Le Tableau 10 donne ses

caractéristiques ainsi que la résistivité à la tension nominale (qui diffère de la résistivité à 0V, cf. paragraphe II.1.5).

**Tableau 10 : Résistivité et propriétés de transport des électrons des détecteurs étudiés (mesures au laboratoire).  $1/\rho\mu\tau$  est le courant par unité de volume de détection.**

Matériau	Tension nominale (V)	$\rho$ à $V_{\text{nominal}}$ ( $G\Omega.cm$ )	$\tau_n$ ( $\mu s$ )	$1/\rho\mu\tau$ ( $nA/cm^3$ )
CdTe:Cl-THM d'AcroRad	350	4	2	<b>125</b>
CdZnTe-HPBM de Saint-Gobain	400	45	3	<b>7.5</b>
CdZnTe MVB de Yinnel Tech	700	160	3	<b>2</b>

Par rapport au CdTe THM qui constitue la référence, les matériaux CdZnTe-HPBM et surtout le CdZnTe-MVBM sont beaucoup moins bruyant, principalement grâce à la meilleure résistivité du CdZnTe par rapport au CdTe.

## II.4 Conclusion du chapitre II

Différentes méthodes de croissance sont utilisées pour produire du CdTe et du CdZnTe, et plusieurs matériaux sont disponibles. Le matériau THM sert de référence car il est disponible commercialement et il est homogène. Les performances spectrométriques des détecteurs THM sont limitées par sa faible résistivité et les propriétés de transport des électrons moyennes du matériau. Les métallurgistes qui utilisent cette méthode ne produisent pas de détecteurs épais, limitant la gamme d'énergie détectable. Leur épaisseur est toutefois suffisante pour notre application. Les nouvelles méthodes de croissance HPBM, MVBM, ou HP-EDG permettent d'atteindre de meilleures performances spectrométriques, principalement grâce à une forte amélioration de la résistivité. De nouvelles méthodes de dépôt de contact sont utilisables sans risquer de polariser le détecteur. Le rendement est accru permettant d'espérer une diminution des coûts de ces matériaux, même si le diamètre des lingots reste limité. Les métallurgistes qui utilisent ces méthodes proposent des détecteurs épais, (jusqu'à 15 mm) et de plus grande surface (jusqu'à  $40 \times 40$  mm<sup>2</sup> pour une épaisseur de 5 mm). Cependant l'homogénéité de ces matériaux est moins bonne et ils sont actuellement peu disponibles commercialement. L'utilisation de ces nouveaux matériaux permet d'imaginer d'adresser de nouvelles applications, notamment celles où les contraintes de résolution en énergie sont fortes.

Nous avons eu à notre disposition, pour ces travaux des détecteurs avec des contacts (AcroRad CdTe:Cl-THM, SGC CdZnTe-HPBM, CdZnTe-MVBM Yinnel) et des détecteurs nus, sans contacts (SGC CdZnTe-HPBM, CdZnTe Yinnel MVBM). Dans les cas où nous disposons de détecteurs nus, nous utilisons une stratégie de choix du matériau.

- Le matériau brut doit d'abord être poli et éventuellement rectifié aux dimensions qui nous intéressent.
- L'observation du matériau au microscope infrarouge en transmission montre la présence de défauts de structure. Certains sont rédhibitoires. L'observation du matériau au microscope

entre polariseur et analyseur croisés fait ressortir les zones de fortes contraintes. Ces zones peuvent affecter le transport des charges.

- Pour les détecteurs ne présentant pas de défauts rédhibitoires, les contacts electroless or sont alors déposés.
- La mesure de la caractéristique  $I(V)$  donne accès au type de contact, à la résistivité du matériau et au courant qui traverse chaque électrode à la tension nominale.
- Les propriétés de transport des électrons et des trous sont mesurées respectivement par temps de vol alpha et par spectrométrie gamma.
- Les détecteurs présentant de bonnes propriétés physiques (un produit résistivité  $\times$  mobilité  $\times$  durée de vie des électrons élevé) peuvent ensuite être caractérisés avec le banc spectrométrique qui fait l'objet du chapitre IV.

Quel que soit le matériau choisi, le CdTe et surtout le CdZnTe souffrent de mauvaises propriétés de transport des trous. C'est pourquoi il faut utiliser une géométrie adaptée et mesurer la profondeur d'interaction du photon. L'impact de la géométrie et des propriétés de transport sur les performances du détecteur peut être étudié par simulation. La profondeur d'interaction peut être mesurée avec le temps de montée du signal des anodes ou avec le signal de la cathode. Des mesures spectrométriques avec un banc de test dédié à l'étude de détecteurs monolithiques va nous permettre de connaître l'influence du matériau et de la géométrie du détecteur sur la mesure de la profondeur d'interaction.

Enfin, nous devons étudier le partage et la perte de charges entre les pixels qui dépendent de la nature des contacts, du matériau et de la géométrie du détecteur. Ce sujet est l'objet du paragraphe 4 du chapitre V.

## Références du chapitre II

- Amman M.**, Lee J. S. and Luke P. N., *Electron trapping non-uniformity in high-pressure-Bridgman-grown CdZnTe*, J. of Appl. Phys. 2002. 92(6) p. 3198–3206
- Barrett H.**, *Charge transport in array of semiconductor gamma ray detector*. Physical Review Letter, 1995. 75(1) p. 270-276.
- Bolotnikov A.E.**, Cook W.R., Boggs S.E., Harrison F.A., Stephen M.S., *Development of high spectral resolution CdZnTe pixel detectors for astronomical hard X-ray telescopes*, Nucl. Instr. and Meth. A, 2001. 458(1-2) p. 585-592
- Bolotnikov A.E.**, Camarda G.C., Wright G.W., James R.B., *Factors Limiting the Performance of CdZnTe Detectors*, IEEE Trans. Nucl. Sci, 2005 52(3)p. 589-598
- Brellier D.**, *private communication*, 2005.
- Chen C.M.H.**, Boggs S.E., Bolotnikov A.E., Cook W.R., Harrison F.A., Schindler S.M., *Numerical modeling of charge sharing in CdZnTe pixel detectors*, IEEE Trans. Nucl. Sci., 2002. 49(1) p. 270-276
- Coburn W.**, Boggs S.E., Amrose S., Lin R.P., Burks, M.T., Amman, M., Luke, P.N., Madden, N.W., Hull, E.L., *Results of charge sharing tests in a Ge-strip detector*, IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Record, 2001. 1, p. 226-229
- Fiederle M.**, Sowinska M., Fauler A., Konrath J.-P., Benz, K.W., Siffert, P., *Search of a Characterisation Methodology of CdTe/CZT Wafers for Imaging*, IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Record, 2003. 5 p. 3331–3356
- Fiederle M.**, Fauler A., Konrath J., Babentsov V., Franc J., James R.B., *Comparison of undoped and doped high resistivity CdTe and (Cd,Zn)Te detector Crystals*, IEEE Trans. Nucl. Sci., 51(4) 2004 p. 1864-1868
- Frisch O.**, British Atomic Energy Report BR-49 1944.
- Funaki M.**, Ozaki T., Satoh K., Ohno R., *Growth and characterization of CdTe single crystals for radiation detectors*, Nucl. Instr. and Meth. A, 1999. 436, p. 120-126,
- Gallet R.**, *Mise au point d'une expérience de temps de vol  $\alpha$  et de spectrométrie  $\gamma$  pour la caractérisation de détecteurs semi-conducteurs à base de CdTe*, Rapport interne, DSYS/SCSI/DR/98-525/RG, 1998
- Hage Ali M.**, Ayoub M., Lmai F., Roumie M., Zahraman K., Nsouli B., Sowinska M., *CdTe nuclear detector electroless contact studies, new results on contact structures, interfaces and stress*, IEEE, Nuclear Science Symposium Conference Record, 2003. 5, p. 3300 - 3305
- He Z.**, Knoll G., Wehe D., Rojeski R., Mastrangelo C. H., Hammig M., Barrett C. and Uritani A. *1-D position sensitive single carrier semiconductor detectors*, Nucl. Instr. and Meth. A, 1996. 380, p. 228-231
- He Z.**, *Review of the Shockley-Ramo theorem and its application in semi-conductor gamma ray detectors*. Nuclear Instrumentation and Methods in Physics A, 2001. 463 p. 250-267.
- Ivanov V.**, Alekseeva L., Dorogov P., Loutchanski A., *Correlation between quality of CZT crystals and spectrometric performance of hemispherical radiation detectors*, IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Record, 2004. 7 p. 4415 – 4419
- Lebrun F.**, Leray J. P., Laurent P., De Antoni P., Blondel C., *A CdTe gamma-camera for the space observatory INTEGRAL: software charge-loss corrections*, Nucl. Instr. and Meth. A, 1996. 380 (1-2) 414-418,
- Longxia Li**, *Development of large single crystal (3-inch ingot) CdZnTe for large-volume nuclear radiation detectors* Proc. of SPIE, X-Ray and Gamma-Ray Detectors and Applications IV, 2003. 4784, p. 76-83

- Luke** P.N., *Unipolar charge sensing with coplanar electrodes-application to semiconductor detectors*, IEEE Trans. Nucl. Sci., 1995. 42(4) p. 207-213
- Luke** P.N., *Electrode configuration and energy resolution in gamma-ray detectors*. *nim a*, 1996. 380 p. 232-237.
- Luke** P.N., A.M., Lee J.S., Manfredi P.F., *Noise in CdZnTe detectors*, IEEE Trans. Nucl. Sci., 2001. 48(3) p. 282-286
- Luke** P.N., Amman M., Lee J.S., *Factors affecting energy resolution of coplanar-grid CdZnTe detectors*, IEEE Trans. Nucl. Sci., 2004. 51(3), p. 1199-1203
- Macri** J.R., Dufour P., Hamel L.A., Julien M., Mc Connell M.L., Mc Clish M., Ryan J.M., Widholm M., *Study of 5 and 10 mm thick CZT strip detectors*, IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Record, 2001.4, p. 2316-2320
- Macri** J.R., Donmez B., Hamel L.A., Julien M., Mc Clish M., McConnell M.L., Miller R.S., Ryan, J.M., Widholm M., *Readout and performance of thick CZT strip detectors with orthogonal coplanar anodes*, IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Record, 2002 1, p. 468-472
- Malm**, H. L., Canali C., Mayer J. W., Nicolet M-A., Zanio K. R., and Akutagawa W., *Gamma - ray spectroscopy with single - carrier collection in high - resistivity semiconductors*, Appl. Phys. Lett. 1975, 26(6), p. 344-346
- Mc Connell** M.L, Macri J.R., Ryan J.M., Larson K., Hamel L.-A., G Bernard., Polerleau C., Tousignant O., Leroux J.C., and Jordanov V., *Three-dimensional imaging and detection efficiency performance of orthogonal coplanar CZT strip detectors*, Proc. of SPIE 2000. 4141, p. 157-167,
- Mathieu** H., *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*, 5e édition. Editions Dunod, Paris, 2001
- Montémont**, Guillaume *Optimisation des performances de détecteurs CdTe et CdZnTe en spectrométrie gamma*, thèse de l'université Joseph Fourier, 2000
- Montémont** G., Arques M., Verger L., Rustique J., *A capacitive Fisch Grid Structure for CdZnTe detectors*, IEEE Trans. Nucl. Sci., 2001, 48, 3, p. 278-281
- Montémont** G., Rostaing J.-P., Verger L., *Experimental comparison of discrete and CMOS charge sensitive preamplifiers for CZT radiation detectors*, IEEE Trans. Nucl. Sci., 2003. 50, 4, p. 936-941
- Richter** M., Siffert P. *High resolution gamma ray spectroscopy with CdTe detector systems*, Nucl. Instr. and Meth. A, 1992. 322(3) p. 529-537
- Ricq** S, *Etude de détecteurs en CdTe:Cl et de CdZnTe pour la tomographie X médicale multicoups*, thèse de l'université Joseph Fourier, 1999
- Romeo** N., Bosio A., Canevari V. and Podestà A., *Recent progress on CdTe/CdS thin film solar cells*, Solar Energy, 2004 77(6) p. 795-801
- Rose** A., *Noise currents in photoelectronic materials and devices p. 22-238*, edited by Simon Larach, Van Nostrand, 1965
- Ruzin** A. and Y. Nemirovsky, *Methodology for evaluation of mobility-lifetime product by spectroscopy measurements in CdZnTe spectrometers*, J. of Appl. Phys., 1997. 82(6) p. 2754-2758
- Ruzin** A. and Y. Nemirovsky, *Statistical models for charge collection efficiency and variance in semiconductor spectrometers*, J. of Appl. Phys., 1997. 82(9) p. 4166-4171
- Sellin** P.J., Ozsan M.E., Hoxley D., Lohstroh A., Siffert P., Sowinska M., Simon A, *The role of defects on CdTe detector performance*, IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Record, 2003. 5 p. 3306-3310
- Shor** A., Eisen Y., Mardor I., *Spectroscopy with pixelated CdZnTe gamma detectors - experiment versus theory*, Nucl. Instr. and Meth. A, 2001. 458, p. 47-54
- Sowinska** M., Hennard G., Feder D., Hage-Ali M., Koebel J.M., Zumbiehl A., Ayoub M., Siffert P., *Spectral characteristics of small- and large-volume CdTe detectors: comparison among hemispheric, planar, and pixelated structure*, IEEE Trans. Nucl. Sci., 2002. 49(6) p. 3306-3313

- Szeles C.**, Driver M.C., *Growth and properties of semi-insulating CdZnTe for radiation detector applications*, Proc. of SPIE, 1998. 3446, p. 2-9
- Szeles C.**, *Advances in the crystal growth and device fabrication technology of CdZnTe room temperature radiation detectors*, IEEE Trans. Nucl. Sci., 2004. 51, 3, p. 1242-1249
- Verger L.**, Bonnefoy J.P., Glasser F., Ouvrier-Buffet P., *New developments in CdTe and CdZnTe detectors for X and gamma-ray applications*, J. of Elec. Mat. 1996. 26 p. 738-744
- Verger L.**, Bonnefoy JP, Gliere A., Ouvrier-Buffet P., Rosaz M., *Simulated and Associated Experimental Results of CdZnTe Radiation Detector Response for Gamma-Ray Imaging Applications*, Mat. Res. Symp. Proc. 1998. 487, p. 171-185
- Verger L.**, Gentet M.C., Guillemaud R., Mestais C., Monnet O., Montémont G., Petroz G., Rostaing J.P. and Rustique J., *Performance and Perspectives of a CdZnTe Based Gamma Camera for Medical Imaging*, IEEE Trans. Nucl. Sci., 2005. 51(6) p. 3111-3117
- Verstraeten D.**, *les II-VI photoréfractifs dans la bande 0.6 - 1.5  $\mu\text{m}$  pour l'enregistrement holographique dynamique*, thèse de l'université de Liege et de Bordeaux, 2002
- Zumbiehl A.**, Hage-Ali M., Fougères P., Koebel J. M., Regal R., Rit C., Ayoub M., Siffert P., *Modeling and 3D optimization of CdTe pixels detector array geometry - Extension to small pixels* Nucl. Instr. and Meth. A, 2001. 469(2): p. 227-239.
- Zumbiehl A.**, Hage-Ali M., Ayoub M., Regal R., Koebel J.M., Siffert P., *Study of the Homogeneity of CdTe THM Monolithic nuclear detector arrays: The Role of Electron Lifetime and Leakage Current* IEEE Trans. Nucl. Sci 2002 49(3), p. 1254-1257

## Sites Internet:

- @1 Eurorad <http://www.eurorad.com/>
- @2 Acrorad [http://www.acrorad.co.jp/index\\_us.html](http://www.acrorad.co.jp/index_us.html)
- @3 Saint-Gobain Crystal <http://www.bicron.com/>
- @4 eV product <http://www.evproducts.com/>
- @5 <http://www.orbotech.com/>
- @6 Imarad Imaging System <http://imarad.com/>
- @7 Yinnel Tech, Inc <http://www.yinnel.com/>

# CHAPITRE III

## Modélisation du détecteur

### *Sommaire*

Chapitre III	Modélisation du détecteur.....	64
III.1	Introduction.....	64
III.2	Modélisation des interactions matière – rayonnement.....	65
III.3	Modélisation de l'induction des charges dans le semi-conducteur.....	67
III.3.1	Transport de charges.....	68
III.3.2	Induction de charge.....	69
III.3.3	Résolution des équations.....	69
III.3.4	Etude de la CIE.....	80
III.4	Calcul du spectre bi-paramétrique : le logiciel Ulysse.....	81
III.4.1	Le simulateur Ulysse.....	81
III.4.2	Développements.....	83
III.5	Quelques pistes pour améliorer la simulation.....	87
III.6	Conclusion du chapitre III.....	87

### Résumé :

Ulysse, un simulateur complet de spectrométrie gamma a été développé au laboratoire. Il nous permet de mieux comprendre l'influence de la géométrie du détecteur et des propriétés physiques du matériau sur les performances spectrométriques. Les interactions matière-rayonnement sont simulées par la méthode de Monte Carlo. Le transport des porteurs de charge et l'induction sur les électrodes du détecteur sont calculés par la méthode des éléments finis. Nous détaillons ces modélisations et les modifications qui ont été effectuées pour ce travail. Une comparaison entre des spectres bi-paramétriques expérimentaux et des simulations est présentée.

## Notations et symboles

e	$1.6 \cdot 10^{-19}$ coulomb	Charge de l'électron
$K_B$	$1.38 \cdot 10^{-23}$ joules.kelvin <sup>-1</sup>	Constante de Boltzmann
J	ampère/mètre <sup>2</sup>	Densité de courant
n	mètre <sup>-3</sup>	Densité de porteurs
D	mètre <sup>2</sup> /seconde	Constante de diffusion
t	seconde	Temps
T	kelvin	Température
V	volt	Potentiel appliqué
L	centimètre	Épaisseur du détecteur
$\mu$	centimètre <sup>2</sup> .seconde <sup>-1</sup>	Mobilité des porteurs
$\rho$	ohm.centimètre	Résistivité du matériau
$\sigma$	1/ohm.centimètre	Conductivité du matériau
$\tau$	seconde	Durée de vie des porteurs
$\varphi$	volts	Potentiel appliqué
$\psi$	sans unité	Potentiel de pondération
CIE	sans unité	Efficacité d'Induction de Charge



# Chapitre III Modélisation du détecteur

## III.1 Introduction

En spectrométrie gamma comme dans beaucoup d'autres domaines, il est plus rapide et moins cher de simuler un grand nombre de détecteurs que de multiplier les expériences. Pour comprendre l'effet des différents paramètres qui caractérisent nos détecteurs, que ce soit les propriétés de transport du matériau ou la géométrie du détecteur, nous utilisons un simulateur de détecteur semi-conducteur de rayons gamma.

Un simulateur complet de spectrométrie gamma doit comporter au minimum :

- la simulation des **interactions matière – rayonnement** qui aboutissent à un dépôt d'énergie dans le matériau, en prenant en compte, si possible, l'environnement (au moins le collimateur) ;
- la simulation du **détecteur**, en prenant en compte le transport des porteurs de charge dans le matériau (dont la diffusion), et l'induction sur les électrodes ;
- la simulation du **traitement des signaux** induits, si possible en tenant compte du **bruit** pour obtenir un spectre bi-paramétrique.

Plusieurs laboratoires ont développé des codes de simulation de détecteurs en CdTe.

- Le CEA-LIST [Manach, 2002] s'intéresse au comptage de rayons X en simulant les interactions matière – rayonnement.
- L'université de Turin [Vittone, 1999] couple une mesure de l'efficacité d'induction de charge (CIE) en surface par « Micro Ion Beam Induced Charge » et un code Monte Carlo qui modélise les détecteurs semi-conducteurs. La mesure expérimentale de la CIE leur permet de s'affranchir des suppositions classiques des autres codes comme l'uniformité du champ électrique, la constance des mobilités et des durées de vie avec le champ électrique, etc.
- L'université de Washington [Perkins, 2003] a développé une simulation 2D du détecteur basée sur le logiciel de simulation électronique ATLAS. Elle tient compte du dopage du semi-conducteur dans le volume, d'une couche en surface plus conductrice que le volume (en considérant que le nombre de porteurs libres  $y$  est plus important) et de la résistance des contacts. Les interactions matière-rayonnement ne sont pas modélisées : les dépôts sont supposés ponctuels.
- Le laboratoire PHASE du CNRS [Zumbiehl, 2001] modélise ses détecteurs à partir d'un calcul semi-analytique du potentiel de pondération pour une matrice de petits pixels, avec un espace nul entre chaque anode. Les interactions matière-rayonnement ne sont pas modélisées.
- Il existe d'autres logiciels utilisés pour d'autres semi-conducteurs (on peut citer EVEREST [Fowler, 2002]).

Il existe plusieurs logiciels de simulation de détecteurs en CdTe mais aucun ne modélise complètement le système, depuis la source de rayons gamma jusqu'au signal en tenant compte de l'ensemble des mécanismes dans le détecteur (migration diffusion et induction) pour une géométrie 3D quelconque. C'est pourquoi, le logiciel Ulysse a été développé au laboratoire par M. Picone [Picone, 2002]. Il modélise les interactions matière – rayonnement, les phénomènes de transport et d'induction de charge, ainsi que le traitement du signal. Ce modèle et ses limites sont décrits dans les paragraphes suivants.

## III.2 Modélisation des interactions matière – rayonnement

Les interactions matière-rayonnement pertinentes pour nos applications sont décrites dans le chapitre I. Puisqu'il s'agit d'un phénomène stochastique bien décrit par des lois de probabilités, il doit être modélisé par la méthode de Monte Carlo. Le logiciel utilisé au laboratoire est PENELOPE, développé par l'université de Barcelone.

Le code PENELOPE [Baró, 1995, Sempau, 2003] calcule la trajectoire du photon incident puis de toutes les particules secondaires (photons et électrons) par la méthode de Monte-Carlo<sup>1</sup>. La modélisation des électrons est complexe. Pour être rapide, la plupart des codes existants modélise l'effet global d'un grand nombre d'interactions sur une longueur donnée de parcours (simulation condensée). Pour être précis, les simulateurs dit de classe II détaillent le cas des évènements catastrophiques, c'est-à-dire les interactions donnant lieu à une perte d'énergie et une déviation de la trajectoire supérieure à un seuil, ou créant des particules secondaires. PENELOPE est un simulateur de classe II, comme EGS [Internet @ 1] et GEANT [Internet @ 2] mais pas ITS [Halbleib, 1998] ni MCNP [Internet @ 3]. La trajectoire de chaque particule est une succession de parcours libres, en ligne droite pour les photons ou globalement déviés pour les électrons, à la fin desquels une interaction a lieu. Cette interaction entraîne une déviation de la trajectoire de la particule, une diminution de son énergie cinétique et, occasionnellement, la création d'une particule secondaire. L'architecture de la simulation est donnée sur la Figure 31.

---

<sup>1</sup> On appelle méthode de Monte-Carlo toute méthode visant à calculer une valeur numérique en utilisant des procédés aléatoires, c'est-à-dire des techniques probabilistes.

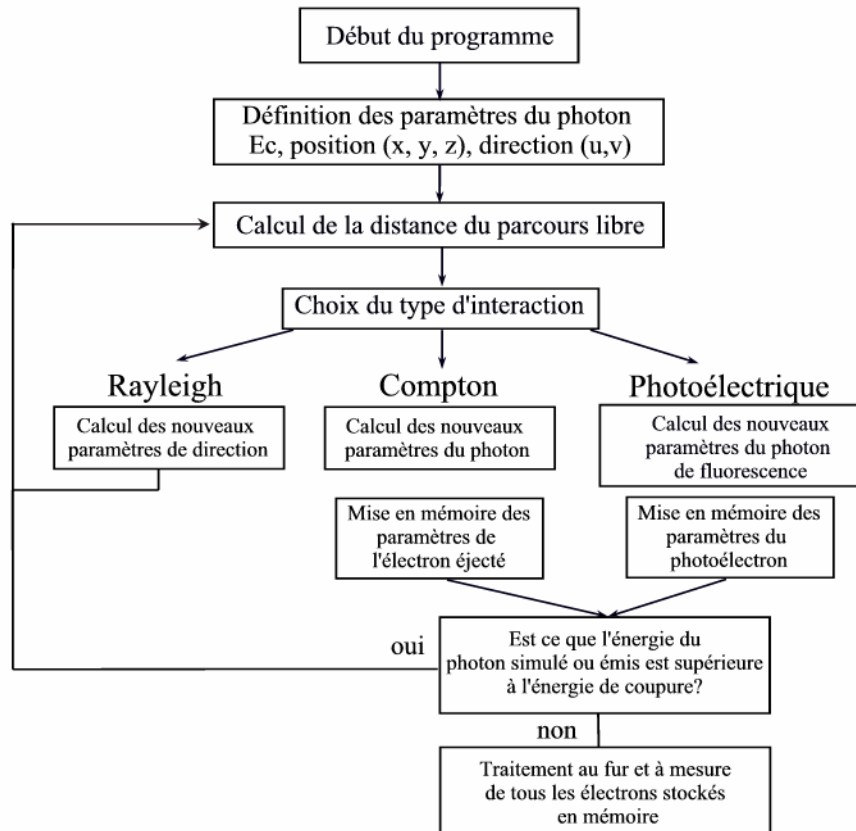


Figure 31 : Organigramme de l'algorithme permettant de suivre les photons [Picone, 2002].

PENELOPE est codé en Fortran 77. Il contient une base de données matériau et un module de description de géométrie. Il nous donne, pour chaque photon, incident deux informations capitales pour la spectrométrie : la position et la valeur du dépôt d'énergie pour chaque interaction, aussi bien photonique qu'électronique. PENELOPE est la base du logiciel Ulysse.

#### a) La fluorescence

Le Tableau 11 donne l'énergie des principales transitions de fluorescence dans le CdZnTe. Plusieurs blocs d'énergie de fluorescence apparaissent : les transitions K du tellure autour de 27-31 keV et les transitions K du cadmium autour de 23-26 keV. Pour le CdZnTe, il faut ajouter les transitions K du zinc autour de 8-10 keV. Toutes les autres transitions ont une énergie inférieure à 5 keV.

Tableau 11 : Transitions principales et seuils d'absorption du cadmium, du tellure et du zinc.

Transition		Cd	Te	Zn
		Energie (eV)	Energie (eV)	Energie (eV)
KL <sub>2</sub>	K $\alpha$ <sub>2</sub>	22 984	27 202	8 615
KL <sub>3</sub>	K $\alpha$ <sub>1</sub>	23 174	27 473	8 638
KM <sub>2</sub>	K $\beta$ <sub>2</sub>	26 061	30 945	
KM <sub>3</sub>	K $\beta$ <sub>1</sub>	26 095	30 996	9 572
seuil K		26 713	31 812	9 660
seuil L		4 019	4 940	943

b) Photoélectrons

Les photoélectrons perdent leur énergie cinétique par choc avec les nuages électroniques des atomes environnants. Aux énergies qui nous intéressent, le taux d'énergie perdue à n'importe quel point du trajet de l'électron est égal au pouvoir d'arrêt total. Sur le graphique de la Figure 32, en échelles logarithmiques, on voit que la distance parcourue par les électrons est fonction d'une puissance de l'énergie. A 140 keV, le parcours moyen est 82  $\mu\text{m}$ , à 100 keV, 47  $\mu\text{m}$ . Il passe en dessous de 10 microns à 40 keV.

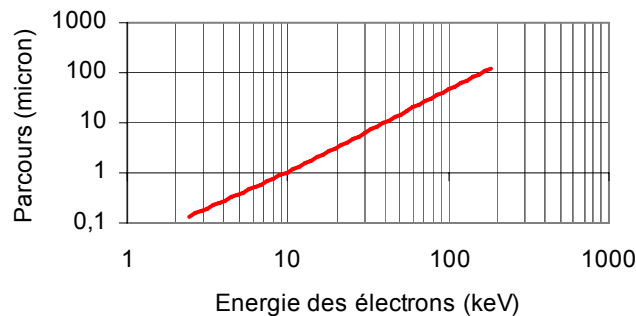


Figure 32 : Distance parcourue par les électrons en fonction de leur énergie.

### III.3 Modélisation de l'induction des charges dans le semi-conducteur

L'objectif de ce paragraphe est de détailler les mécanismes de transport des porteurs de charge dans le détecteur, et d'induction sur les électrodes. Pour alléger l'écriture, toutes les équations ci-dessous sont données pour les électrons. Les équations sont les mêmes pour les trous au signe près. Cependant, étant donné que les trous sont piégés rapidement, et que dans un détecteur monolithique, tout se passe comme si l'induction n'avait lieu que près de l'anode, la contribution des trous peut être négligée.

### III.3.1 Transport de charges

Dans un détecteur à base de semi-conducteur, le nuage de charges créé par l'interaction dérive sous l'effet du champ électrique appliqué et diffuse sous l'effet du gradient de concentration. Le champ électrique a un comportement intermédiaire entre celui des conducteurs et celui des isolants [Montémont, 2000]. La conservation de la charge, le théorème de Gauss et la loi d'Ohm s'écrivent respectivement :

$$\vec{\nabla} \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad \text{Eq. III.1}$$

$$\rho = \vec{\nabla} \cdot \epsilon \vec{E} \quad \text{Eq. III.2}$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad \text{Eq. III.3}$$

Avec  $J$  la densité de courant,  $E$  le champ électrique,  $\sigma$  et  $\epsilon$  respectivement la conductivité et la permittivité du matériau,  $\rho$  la densité de charges et  $t$  le temps.

En introduisant la constante de relaxation diélectrique  $\tau = \epsilon / \sigma$ , les trois équations précédentes permettent d'écrire l'équation de conservation de la charge :

$$\left( \vec{\nabla} + \tau \frac{\partial}{\partial t} \right) \sigma \vec{E} = 0 \quad \text{Eq. III.4}$$

Elle est composée de deux termes : le premier, proportionnel à  $\vec{\nabla} \vec{E}$ , correspond au régime permanent, et le second, proportionnel à  $\partial \vec{E} / \partial t$ , au régime transitoire. Dans le CdTe,  $\tau$  vaut approximativement 1 ms.

- Le champ électrique créé par la polarisation du détecteur est un phénomène permanent, qui se calcule avec l'équation de Laplace. La répartition du champ dans le matériau dépend de la géométrie des électrodes et de la conductivité locale du matériau. Des zones de charge d'espace peuvent se créer pour compenser des variations de conductivité locales.

$$\vec{\nabla} \cdot \sigma \vec{E} = 0 \quad \text{Eq. III.5}$$

- Le temps de transit des charges créées par un photon, typiquement 500 ns est court par rapport à la constante de temps  $\tau$ . Ces charges ne sont pas « vues », du point de vue électrostatique, par le milieu. Le champ électrique engendré par ces charges se calcule donc à partir de l'équation de Poisson, comme dans un isolant.

$$\vec{\nabla} \cdot \epsilon \vec{E} = 0 \quad \text{Eq. III.6}$$

Les charges créées par le photon incident dérivent sous l'effet du champ électrique appliqué. Les porteurs de charge, de mobilité effective  $\mu$ , sont animés d'une vitesse  $\vec{v} = \mu \vec{E} = -\mu \vec{\nabla} \varphi$  avec  $\varphi$  le potentiel appliqué. Ils diffusent avec une constante de diffusion  $D$ . La densité de courant  $J$  due aux électrons ou aux trous résulte de la somme de phénomènes de dérive et de diffusion. Pour les électrons, avec  $n$  la densité de charge, nous obtenons :

$$\vec{J}_n(\vec{r}, t) = -q\mu_n n(\vec{r}, t) \vec{\nabla} \varphi + qD_n \vec{\nabla} n(\vec{r}, t) \quad \text{Eq. III.7}$$

Lors de leur migration dans le détecteur, les porteurs de charge sont piégés avec une constante de temps  $\tau$ . Ici, le dépiégeage est négligé car il est long devant le temps d'intégration du signal, et n'est donc pas mesuré. Les équations de dérive-diffusion des porteurs traduisent le bilan de

l'ensemble des phénomènes agissant sur les charges : génération (G), transport, diffusion et piégeage. Pour les électrons :

$$\frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial t} = G(\vec{r}, t) + \frac{1}{q} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_n(\vec{r}, t) - \frac{n(\vec{r}, t)}{\tau_n} \quad \text{Eq. III.8}$$

### III.3.2 Induction de charge

Le mouvement des charges dans le matériau induit des charges sur les électrodes, anodes et cathode. Shockley [Shockley, 1938] et Ramo [Ramo, 1939] ont montré que le courant instantané  $i$  induit par une charge  $q$  se déplaçant dans le vide avec une vitesse  $\vec{v}$  sous l'action d'un gradient de potentiel  $\vec{\nabla} \phi$  est donné par :

$$i = q \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \psi \quad \text{avec} \quad \vec{v} = \mu \vec{\nabla} \phi \quad \text{Eq. III.9}$$

$\psi$  est appelé potentiel de pondération (ou potentiel de masse). C'est un potentiel fictif adimensionnel qui existerait dans le détecteur si la charge  $q$  était supprimée, en portant le potentiel de l'électrode collectante à 1 et celui des autres à 0. Il rend compte de l'interaction capacitive entre les porteurs de charge et les électrodes. L'induction de charge a lieu pendant une durée courte par rapport à la constante de relaxation diélectrique, c'est pourquoi le potentiel de pondération est calculé avec l'équation de Poisson (Eq 8). L'application du théorème de Ramo-Shockley aux semi-conducteurs a été validée ultérieurement [He, 2001 ; Kotov, 2005]. Il peut se démontrer avec les théorèmes de Gauss et de Green [Picone, 2002] ou par la conservation de l'énergie. Les nuages d'électrons et de trous étant répartis dans l'espace, le courant total induit est obtenu en intégrant les charges sur tout le volume  $\Omega$  du détecteur :

$$i(t) = \iiint_{\Omega} q \mu_n n(x, t) \vec{\nabla} \phi \cdot \vec{\nabla} \psi d\Omega \quad \text{Eq. III.10}$$

$n(x, t)$  étant la densité d'électrons à la coordonnée  $x$  et au temps  $t$ .

La charge totale induite sur une électrode est obtenue en intégrant temporellement le courant. On définit l'efficacité d'induction de charge (CIE) comme étant le rapport de la charge induite sur la charge déposée :

$$CIE(t') = Q(t') / Q_0 = \frac{1}{Q_0} \times \int_0^{t'} \left[ \iiint_{\Omega} q \mu_n n(x, t) \vec{\nabla} \phi \cdot \vec{\nabla} \psi d\Omega \right] dt \quad \text{Eq. III.11}$$

Ces équations permettent de calculer l'efficacité de collecte en tout point du détecteur. La CIE (Eq. III.13) se calcule à l'aide de l'équation du potentiel appliqué (Eq. III.7), du potentiel de pondération (Eq. III.8), et des équations de dérive diffusion et de conservation de la charge (Eq. III.9 et Eq. III.10). Le potentiel de pondération et la CIE doivent être calculés pour chaque électrode étudiée.

### III.3.3 Résolution des équations

Le calcul analytique de l'efficacité d'induction de charge est très utile pour évaluer l'importance des paramètres physiques du matériau pour des géométries simples. Seule la résolution numérique des équations permet de calculer l'efficacité d'induction dans le cas général.

a) Calcul analytique de l'efficacité d'induction

La relation analytique la plus utilisée est la relation de Hecht. Elle est obtenue avec les hypothèses suivantes :

- le détecteur d'épaisseur  $L$  est de type planaire et le champ électrique appliqué est uniforme ;
- la distribution spatiale des charges créées est une distribution de Dirac ;
- le piégeage des porteurs est uniforme. Il est caractérisé par un temps de piégeage constant  $\tau$  ;
- la constante de temps de dépiégeage des porteurs est très supérieure au temps d'intégration des signaux, ce qui permet de négliger ce phénomène ;
- les porteurs libres ne diffusent pas.

Dans ces conditions, le gradient du potentiel de pondération calculé à partir de l'équation III.6 vaut  $1/L$ . Le nombre d'électrons dans le volume suit une loi exponentielle décroissante de constante de temps  $\tau$ . Le théorème de Ramo s'écrit :

$$i(t) = n_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) q \mu \frac{\nabla \varphi}{L} \quad \text{Eq. III.12}$$

Si le temps d'intégration est supérieur au temps de transit des électrons, la charge totale induite est calculée en intégrant le courant :

$$Q = \int i(t) dt = \frac{n_0 q \nabla \varphi}{L} \left[ \mu_n \tau_n \left( 1 - \exp\left(-\frac{(L - z_0)}{\mu_n \tau_n \nabla \varphi}\right) \right) \right] \quad \text{Eq. III.13}$$

où  $z_0$  est la profondeur d'interaction du photon, mesurée par rapport à la cathode.

Si nous calculons la charge totale induite par les électrons et les trous au bout d'un temps suffisamment long pour que les trous aient migré à travers le détecteur, nous pouvons écrire l'équation de Hecht :

$$Q = \frac{n_0 q \nabla \varphi}{L} \left[ \mu_n \tau_n \left( 1 - \exp\left(-\frac{(L - z_0)}{\mu_n \tau_n \nabla \varphi}\right) \right) + \mu_p \tau_p \left( 1 - \exp\left(-\frac{z_0}{\mu_p \tau_p \nabla \varphi}\right) \right) \right] \quad \text{Eq. III.14}$$

Cette relation met en évidence l'existence d'une profondeur dans le détecteur pour laquelle l'induction des charges est maximale. Cette position est égale à :

$$z_0 = \frac{L}{1 + \mu_n \tau_n / \mu_p \tau_p} \quad \text{Eq. III.15}$$

Si les propriétés de transport des électrons sont supérieures à celle des trous, ce qui est le cas dans le CdZnTe, les interactions proches de la cathode sont celles qui donneront le plus de signal. C'est pourquoi nous irradiions le détecteur du côté de la cathode. La relation de Hecht est utilisée pour connaître les valeurs de mobilité des électrons et des trous avec le spectre en amplitude (cf. §II.1.6) ; la principale limitation de ce calcul est qu'il n'est utile que pour une géométrie planaire. Il faut noter que, pour une géométrie pixellisée, on peut utiliser un calcul semi-analytique du potentiel de pondération [Zumbiehl, 2001].

b) Calcul numérique de l'efficacité d'induction de charge

Le calcul numérique de la CIE permet d'affiner les hypothèses précédentes, notamment de tenir compte d'une géométrie plus complexe, du dépiégeage des porteurs, ou d'un champ électrique non uniforme. L'évolution temporelle de la charge induite est calculée à partir de la distribution des potentiels appliqué et de pondération, et à partir du théorème de Ramo. Les phénomènes de distribution des potentiels et de transport des porteurs sont indépendants et

peuvent être calculés séparément. Les valeurs de  $\varphi$  et de  $\psi$  peuvent être calculées une fois pour toutes. Le phénomène de migration des porteurs est régi par les équations de migration et de diffusion introduites précédemment.

Pour chaque position d'interaction dans le détecteur, la résolution transitoire des équations de migration-diffusion fournit l'évolution spatio-temporelle de la densité de porteurs libres au cours de leur déplacement. Les résultats combinés des équations de transport (Eq. III.7 et Eq. III.8) et des potentiels (Eq. III.5 et Eq. III.6) permettent de déterminer la charge induite. Cependant, si l'on veut connaître la charge induite pour plusieurs positions d'interaction dans le détecteur, les équations de transport doivent être recalculées pour chaque point, car il y a modification du terme source. Le temps de calcul est directement proportionnel au nombre de positions d'interaction simulées, qui, pour des géométries tridimensionnelles complexes, peut être très grand.

Pour remédier à ce problème, une autre formulation basée sur la résolution d'une équation adjointe a été mise en oeuvre par T.H. Prettyman [Prettyman, 98] et appliquée pour le logiciel Ulysse par M. Picone [Picone, 2002]. Cette méthode utilise les relations de l'analyse vectorielle et le théorème de Green pour transformer les intégrales de domaines (volumiques) en intégrales de frontière (surfaique). Elle met à profit le fait que le terme source est une distribution de Dirac. Avec cette méthode, on obtient la valeur des signaux d'induction de charge en une seule résolution transitoire, quelle que soit la position de l'interaction. Pour ce calcul, M. Picone a fait l'approximation que la mobilité des porteurs est constante et qu'il n'y a pas de charge d'espace dans le matériau.

Finalement, nous devons résoudre trois équations :

- L'équation de Laplace pour calculer le potentiel appliqué  $\varphi$ .

$$\vec{\nabla} \sigma \vec{\nabla} \varphi = 0 \quad \text{Eq. III.16}$$

- L'équation de Poisson pour calculer le potentiel de pondération  $\psi$ .

$$\vec{\nabla} \epsilon \vec{\nabla} \psi = 0 \quad \text{Eq. III.17}$$

- L'équation de densité transitoire adjointe des porteurs :

$$\frac{\partial n^+}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot (n^+ \mu_n \vec{\nabla} \varphi) - \vec{\nabla} \cdot (D_n \vec{\nabla} n^+) + \frac{n^+}{\tau_n} = \mu_n \vec{\nabla} \varphi \vec{\nabla} \psi \quad \text{Eq. III.18}$$

où  $n^+$  est la densité adjointe d'électrons, équivalente à l'efficacité d'induction de charge. Les constantes physiques sont la conductivité  $\sigma$  et la permittivité  $\epsilon$  du matériau, la mobilité  $\mu$  et la durée de vie  $\tau$  des porteurs, et la constante de diffusion  $D$ .

Pour le calcul des potentiels, les conditions aux limites sont de Dirichlet sur les électrodes et de Neumann homogène sur les autres bords du domaine. Les conditions de Dirichlet correspondent à un potentiel fixé : les lignes iso-potentiel sont parallèles à la surface. Les conditions de Neumann homogène correspondent à un isolant : les lignes iso-potentiel sont perpendiculaires à la surface. Elles sont équivalentes à des conditions de symétrie.

- Pour le potentiel appliqué, la cathode est à la tension de travail, typiquement entre 300 V et 700 V, et les anodes à la masse, donc à 0 V.
- Pour le potentiel de pondération, l'électrode étudiée est à 1 (sans unité) et les autres à 0. Il doit être calculé pour chaque électrode étudiée.



- Pour le calcul de la densité adjointe, les conditions aux limites sont nulles sur chaque électrode (les charges créées sur les électrodes sont absorbées aussitôt) et sont de Neumann sur les isolants.

Par cette méthode, on obtient finalement l'efficacité d'induction de charge pour chaque position d'interaction dans le détecteur. La résolution de ces équations est effectuée par la méthode des éléments finis. Une autre possibilité aurait été d'utiliser la méthode des intégrales de frontière. Cette méthode présente l'avantage d'être peu coûteuse en temps de calcul et est bien adaptée à ce type d'équations. Cependant, nous aurions perdu la possibilité d'étudier l'effet de paramètres variables en volume, ce qui peut être le cas de la conductivité ou du piégeage par exemple.

### c) Calcul numérique de la CIE avec le logiciel Flux Expert

Ulysse a été développé par M. Picone avec le logiciel Flux Expert [Massé, 1984]. Flux Expert est un logiciel utilisé pour la résolution d'équations aux dérivées partielles par la méthode des éléments finis. Il présente plusieurs avantages. Nous pouvons modifier le code (en fortran 77) et les variables d'environnement sont connues. Que ce soit pour dessiner le maillage, définir le problème, résoudre les équations ou traiter les résultats, nous pouvons utiliser des fichiers de configuration, donc automatiser le calcul avec des scripts.

Nous simulons nos détecteurs monolithiques sur un domaine réduit. Ils ont des dimensions de, typiquement  $10 \times 10 \times 5$  mm et contiennent  $4 \times 4$  pixels au pas de 2.5 mm. Nous simulons  $3 \times 3$  pixels au même pas, donc un détecteur de  $7.5 \times 7.5 \times 5$  mm. La géométrie modélisée est schématisée sur la Figure 33. Le maillage (non représenté) est cubique. Sur cette figure, nous avons tracé des coupes du potentiel appliqué et du potentiel de pondération de l'anode centrale. Le potentiel appliqué est homogène, le champ électrique est constant dans le volume (excepté proche des anodes). Le potentiel de pondération de l'anode centrale est proche de zéro dans l'ensemble du volume modélisé, sauf près de l'anode centrale. L'induction de charge est proportionnelle au gradient du potentiel de pondération, elle a lieu principalement près de l'anode : c'est l'effet pixel.

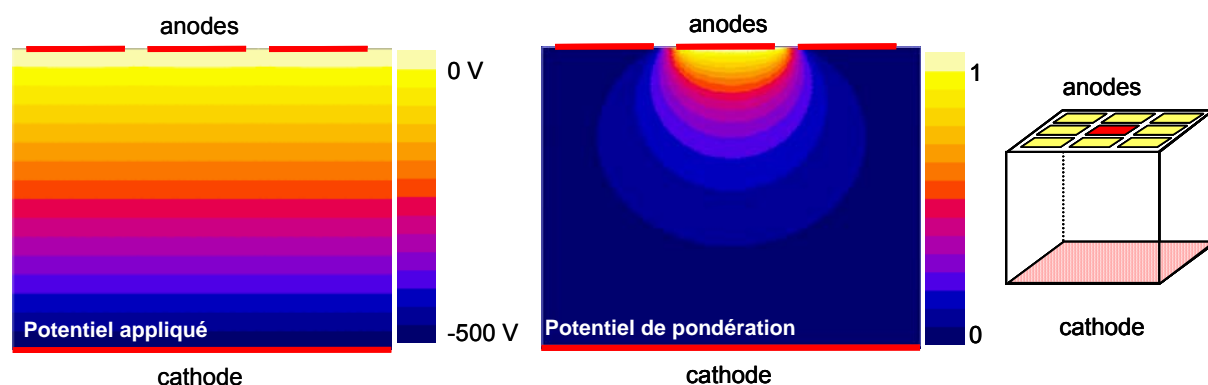


Figure 33 : Coupes du potentiel appliqué et du potentiel de pondération au centre du détecteur. Tension appliquée 500 V. Les traits rouges épais symbolisent la position des électrodes. A droite, schéma de la géométrie simulée. L'anode rouge est celle que nous étudions. Son potentiel vaut 1 pour le calcul du potentiel de pondération.

Pour cette géométrie et avec ces potentiels, nous avons calculé l'efficacité d'induction de charge associée à l'anode centrale. La coupe de la CIE pour les électrons au centre du détecteur est présentée sur la Figure 34. La charge finale induite est négative ou nulle dans la plus grande partie

du volume (couleur bleue) sauf dans la zone située en dessous de l'anode centrale. Les électrons créés dans tout le volume bleu ne sont pas collectés par l'anode centrale. La charge finale induite sur cette électrode est négative ou nulle. Ce phénomène sera expliqué page 75.

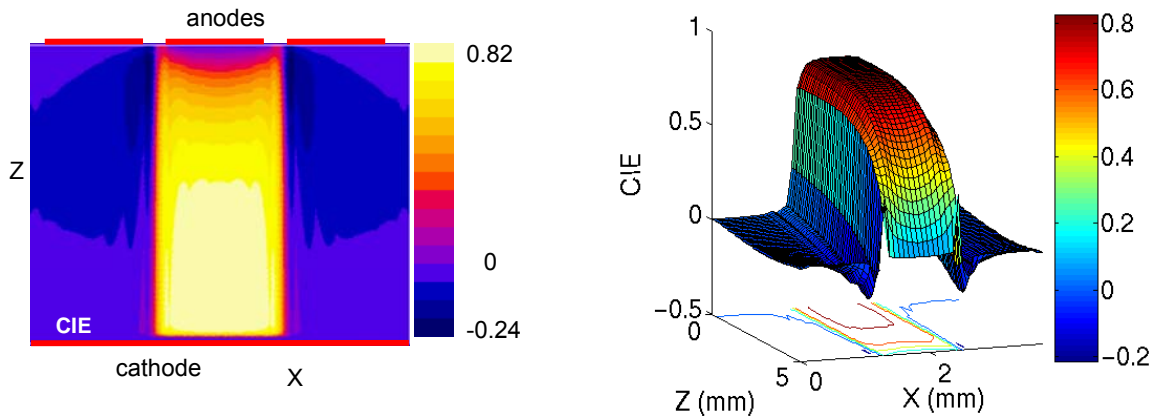


Figure 34 : Coupe de l'efficacité d'induction de charge pour l'anode centrale. La figure de droite est une représentation plus qualitative des mêmes données. Les anodes sont à la position  $Z = 5$  mm (au premier plan) et la cathode à la position  $Z = 0$  mm (en arrière plan). La valeur négative de la CIE proche des anodes apparaît plus nettement.

Tension appliquée 500 V, électrons :  $\mu = 1000$  cm<sup>2</sup>/Vs,  $\tau = 3$   $\mu$ s, trous :  $\mu = 50$  cm<sup>2</sup>/Vs,  $\tau = 0.1$   $\mu$ s

D'un point de vue plus quantitatif, la coupe au centre du détecteur présentée sur la Figure 35 permet de comparer l'apport respectif des électrons et des trous. L'efficacité d'induction totale est obtenue en sommant les deux contributions. La CIE électron est nulle à la cathode puis augmente rapidement jusqu'à 0.82, reste constante dans une partie du volume puis décroît jusqu'à zéro à l'anode. Inversement, la CIE trou est nulle puis augmente vers l'anode mais reste très faible.

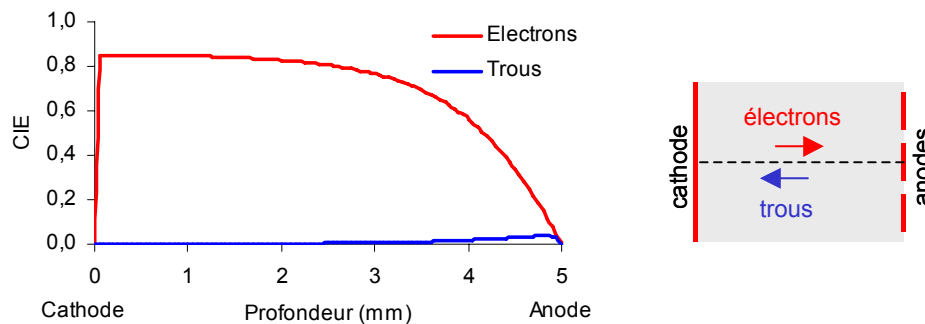


Figure 35 : Coupe de la CIE due aux électrons et aux trous dans le sens de la profondeur, au centre du détecteur. Le trait en pointillés au centre du détecteur sur le dessin de droite schématise le lieu de la coupe de la figure de gauche.

- La valeur nulle de la CIE électron proche de la cathode est due à la condition aux limites d'absorption sur les électrodes. Cette condition est légitime mais pose un problème numérique. Dans le calcul de la CIE, l'effet de cette condition se propage sur une maille, alors que physiquement, elle s'étend sur une épaisseur beaucoup plus faible.
- La valeur constante de la CIE électron dans une partie du volume rend compte de l'effet pixel. Idéalement, nous voudrions un détecteur où la CIE soit constante dans toute l'épaisseur du détecteur.

- La décroissance de la CIE du côté des anodes commence à une distance équivalente au pas des anodes (ici 2.5 mm). Cette décroissance est responsable de la traînée sur le spectre en énergie.
- A cause de leurs propriétés de transport faibles et de l'effet pixel, la CIE des trous est globalement négligeable, sauf dans une zone très proche des anodes. Cependant, dans cette zone, comme le signal dû aux électrons est très faible, l'absorption d'un photon n'est pas toujours mesurée. De plus, comme le détecteur est irradié du côté de la cathode, peu de photons sont absorbés près des anodes. Enfin, la CIE représente la charge induite au bout d'un temps infini. Comme les trous migrent durant un temps long par rapport au temps d'intégration de l'électronique, leur contribution n'est pas intégralement mesurée. C'est pourquoi, leur contribution sera négligée dans les calculs suivants.

La Figure 36 montre des coupes transverses de la CIE pour différentes profondeurs :

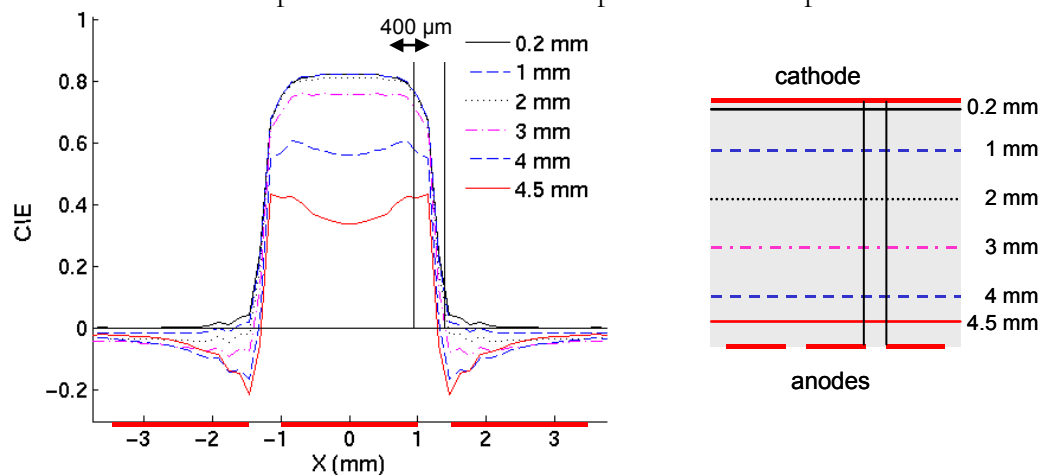


Figure 36 : Coupes transverses de la CIE au centre du détecteur, pour différentes profondeurs. Les traits rouges épais représentent la position des anodes. Les deux traits noirs verticaux représentent le bord de deux anodes.

- Près de la cathode (courbe noire), la CIE est constante à la verticale de l'anode collectante et commence à décroître avant le bord de l'anode, à plus de 400  $\mu\text{m}$  du centre de l'interpixel. Elle devient nulle assez loin du bord de l'anode voisine. La CIE décroît quand des porteurs de charge sont collectés par l'anode voisine. Le champ appliqué étant uniforme, les porteurs migrent dans le sens latéral sous l'effet de la diffusion. Pour un nuage d'électrons créé près de la cathode, l'écart type de la diffusion vaut environ 80  $\mu\text{m}$ . La diffusion obéit à une loi gaussienne, son effet est négligeable après quelques écarts types. Cette diminution de la CIE est due à un problème numérique qui sera détaillé dans le paragraphe d).
- Plus loin de la cathode, la CIE près du bord des anodes voisines est négative. Des charges qui migrent vers une anode s'éloignent (du point de vue électrostatique) des autres. Si ces charges ont été créées vers la cathode, la charge finale induite sur les anodes non collectantes est nulle. Si elles ont été créées dans le volume du détecteur, la charge finale induite sur ces anodes est négative.
- On remarque des oscillations sur les coupes de la CIE près des anodes, aux profondeurs 4 mm et 4.5 mm. L'origine de ce phénomène est numérique et sera détaillée dans le paragraphe d).

La CIE telle qu'elle a été imagée précédemment représente la charge induite sur l'anode considérée au bout d'un temps infini. L'induction de charge est un phénomène transitoire, le signal qui sera mesuré sur chaque électrode est donné par l'efficacité d'induction de charge transitoire. Les figures suivantes montrent la charge induite sur une anode pour différentes profondeurs d'interaction. Sur la Figure 37, ces positions sont choisies à la verticale du centre de l'anode étudiée. Le temps de montée des signaux est égal à la durée de la migration des charges dans le détecteur. Si on néglige le phénomène de diffusion, ces signaux devraient être abrupts. Leur forme arrondie avant de devenir constant est due à la diffusion. Cependant, on peut montrer que cette forme est beaucoup trop molle. Cet effet est purement numérique et sera discuté au paragraphe d).

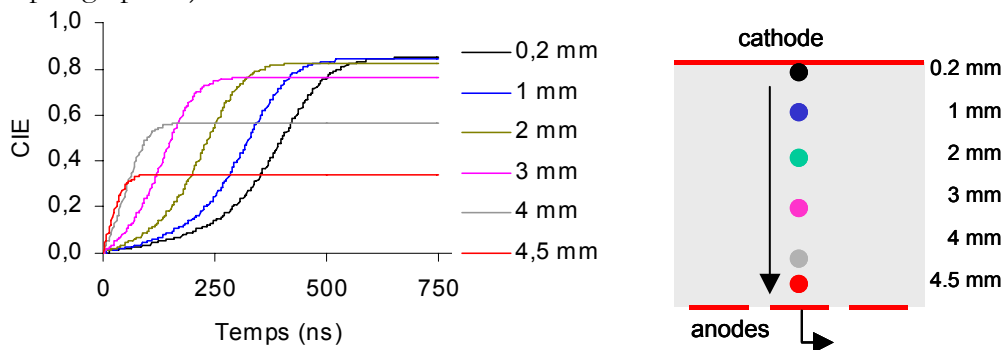


Figure 37 : Charge induite sur l'anode collectante en fonction du temps pour différentes profondeurs d'interaction dans le détecteur. Chaque dépôt se situe sur une ligne verticale au-dessus du centre de l'anode collectante.

Sur la Figure 38, les lieux de dépôts d'énergie sont choisis au-dessus du centre de l'anode voisine à celle étudiée. Dans ce cas, l'anode étudiée ne collecte pas de charge. Pour la géométrie étudiée, l'efficacité d'induction de charge est toujours faible. Sur le signal représentant l'induction de charge pour un dépôt proche de la cathode (en noir), la charge induite sur l'anode étudiée augmente pendant que les électrons se rapprochent des anodes, puis diminue à la fin de la migration, quand ils s'éloignent, du point de vue électrostatique, de l'anode étudiée. Durant leur migration, des électrons sont piégés. Ils induisent du signal positif au début mais pas de signal négatif à la fin. C'est pourquoi, la charge finale induite sur l'anode étudiée n'est pas nulle mais reste positive. Plus le dépôt d'énergie est effectué loin de la cathode, moins les électrons induisent de signal positif. Dans ce cas, la charge finale induite est négative.

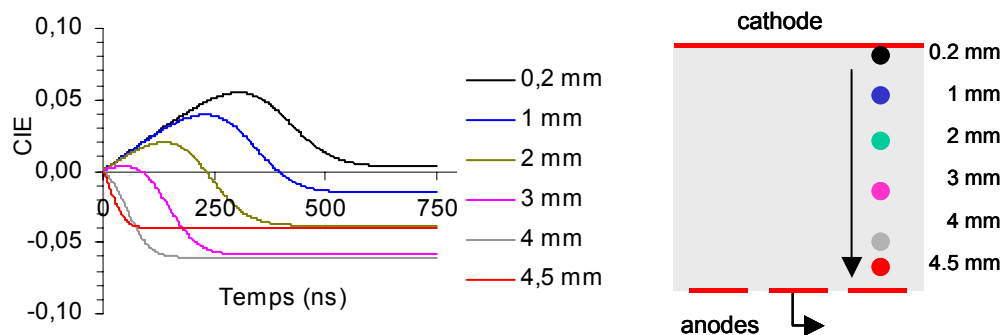


Figure 38 : Charge induite sur l'anode collectante en fonction du temps pour différentes profondeurs d'interaction dans le détecteur. Chaque dépôt se situe sur une ligne verticale au-dessus du centre de l'anode voisine de l'anode collectante.

#### d) Limitation du logiciel Flux Expert

Dans le paragraphe précédent, nous avons émis des réserves sur certains résultats présentés. Ces réserves concernent :

1. la condition aux limites nulle pour la CIE à la cathode qui fausse le calcul de la CIE dans la zone proche de la cathode sur une distance au moins égale à la taille d'une maille ;
2. les oscillations de la CIE, visibles sur les coupes transverses près des anodes ;
3. la décroissance latérale de la CIE, qui est « molle » ;
4. la forme des signaux transitoires, qui est « molle » ;

Ces problèmes vont être abordés dans les paragraphes suivants.

#### **Conditions aux limites**

Imposer l'absorption immédiate des porteurs de charge sur une électrode conductrice est physiquement légitime. Cette condition se propage dans le volume du détecteur sur une distance équivalente à la longueur d'une maille. Pour limiter l'étendue de ce problème, nous utilisons un maillage plus fin près des électrodes. Dans le fichier contenant la CIE calculée avec Flux Expert, nous supprimons le volume correspondant à la première maille près de la cathode. Cette suppression est légitime car cette zone ne contient aucune information physique.

#### **Oscillation entre les anodes**

Ce phénomène trouve son origine dans les conditions aux limites [Picone, 2002]. Il n'est pas possible de modéliser le brusque changement d'état des conditions aux limites au niveau des anodes, même à l'aide d'un maillage très fin. La Figure 39 résume cette configuration particulière où les isovalues de l'efficacité de collecte sont parallèles aux électrodes, juste à côté d'une zone où les isovalues doivent être perpendiculaires à la surface isolante. Cette rupture d'affectation des conditions aux limites couplée au phénomène de transport entraîne certaines erreurs de calcul qui se manifestent par les rebonds observés. Il est impossible de remédier à ce problème, mais le fait que ces instabilités numériques soient localisées dans des zones limitées du détecteur n'altère pas la qualité des résultats obtenus.

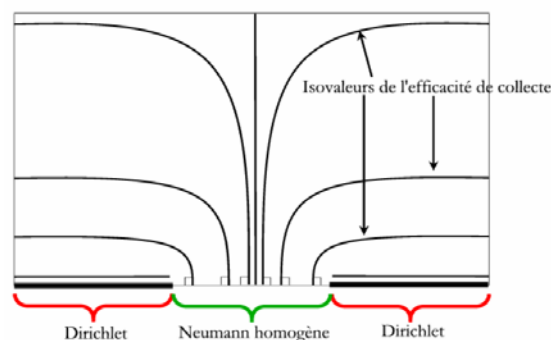


Figure 39 : Schéma des isovalues à proximité des anodes. La proximité des conditions de Dirichlet et des conditions de Neumann à la frontière électrode-isolant est responsable des oscillations observées.

#### **Peclét de maille et diffusion additionnelle**

Pour qu'un calcul effectué avec la méthode des éléments finis converge, il est nécessaire que la convection (ici la dérive des porteurs sous l'effet du champ) ne soit pas trop grand devant la diffusion. Comme en mécanique des fluides, on calcule le nombre de Péclét qui est le rapport

de la convection avec la diffusion. Pour que la solution soit stable, il ne doit pas dépasser 2 (pour des éléments de Lagrange du second ordre) :

$$Peclet = \frac{\mu \bar{V} \varphi \delta}{D} \quad \text{Eq. III.19}$$

avec  $\delta$  la dimension de la maille. En trois dimensions, et surtout en régime transitoire, la taille de la maille est limitée par les capacités du serveur de calcul. Nous utilisons typiquement 50 mailles dans le sens de la hauteur. Avec une tension aux bornes du détecteur de 500 V, le nombre de Péclet vaut 400. Pour que la solution soit stable, il faut ajouter un terme de diffusion supplémentaire, de telle sorte que le nombre de Péclet soit inférieur à 2. Ce fort terme de diffusion supplémentaire a pour effet de lisser les signaux temporels et de lisser les variations transverses de la CIE.

Pour s'affranchir d'une partie de ces limitations, nous avons décidé d'utiliser le logiciel FemLab [Internet @4]. Il contient des algorithmes plus rigoureux pour traiter le problème du Péclet de maille. De plus, le logiciel Flux Expert devient obsolète alors que FemLab est de plus en plus utilisé au CEA-LETI.

#### e) Calcul avec Femlab

FemLab est un logiciel de résolution d'équations aux dérivées partielles. Il est facile à utiliser, permet la résolution de problèmes multi-physiques, et peut fonctionner de manière couplée avec MatLab. Le problème du nombre de Péclet élevé, est traité avec une méthode numérique appelée : « méthode du décentrage de maille de Petrov-Galerkin » [Internet @5]. Dans cette méthode, les nœuds de calcul sont différents des nœuds d'interpolation. Le décalage entre les deux dépend d'un paramètre numérique qui doit être choisi judicieusement, notamment en fonction de l'ordre des polynômes de Lagrange. Cependant, le code n'est pas ouvert et l'écriture de script est difficile. FemLab est très gourmand en mémoire et ne permet pas la résolution de problèmes aussi gros que ceux traités par Flux Expert, c'est pourquoi, la géométrie simulée est réduite. Nous ne simulons que 1/8 du détecteur, le reste étant pris en compte par les symétries dues aux conditions de Neumann sur les bords du domaine (Figure 40). Il faut noter que cette géométrie est strictement équivalente à celle traitée avec Flux Expert, par symétrie. La géométrie simulée est donc un huitième de parallélépipède de  $3.75 \times 3.75 \times 5$  mm.

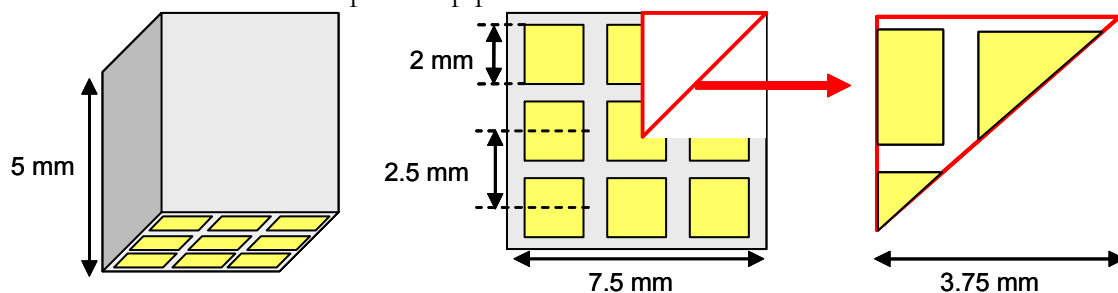


Figure 40 : Schéma de la modélisation. Nous simulons 1/8 de parallélépipède, équivalent à  $3 \times 3$  anodes.

Le maillage est triangulaire sur la surface et « rectangulaire » en 3D (Figure 41).

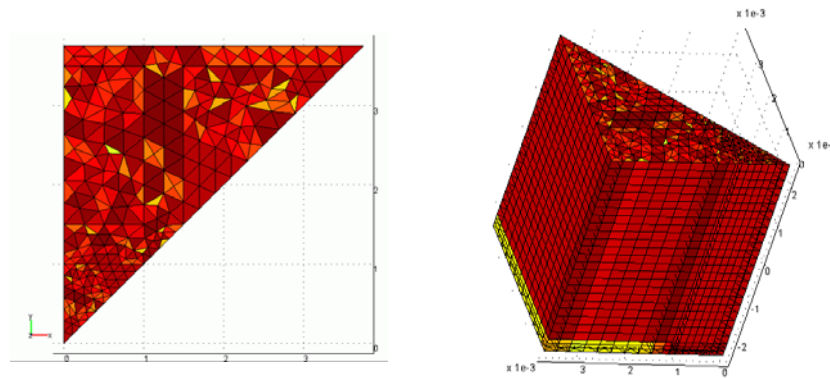


Figure 41 : Maillage 2D des électrodes et extrusion vers un maillage 3D. Le maillage en hauteur est plus fin vers la cathode que dans le volume du détecteur.

Avec ce maillage, nous avons calculé le potentiel appliqué et le potentiel de pondération. Pour accélérer les calculs de potentiel, nous avons tenu compte du fait que les matrices associées sont symétriques. La CIE est calculée à partir de la même équation adjointe, en considérant que la matrice n'est plus symétrique. Les deux potentiels et la CIE sont tracés sur la Figure 42.

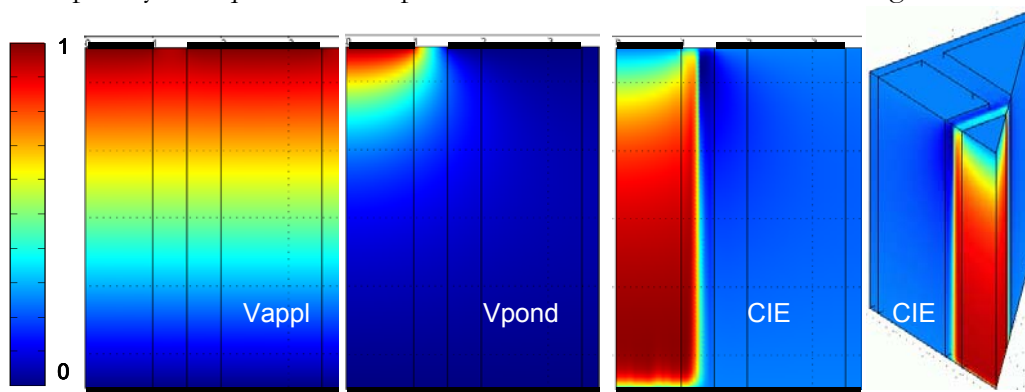


Figure 42 : Coupes 2D du potentiel appliqué, du potentiel de pondération et de la CIE et vue 3D de la CIE. Les électrodes sont schématisées en noir. Sur la coupe, l'anode collectante mesure 1 mm, l'anode non collectante 2 mm et la cathode 3.75 mm.

Ces potentiels sont équivalents à ceux calculés par Flux Expert. La Figure 43 montre une coupe de la CIE au centre du détecteur ainsi que des coupes transverses de cette coupe pour différentes profondeurs dans le détecteur (comme pour la Figure 36 présentée précédemment).

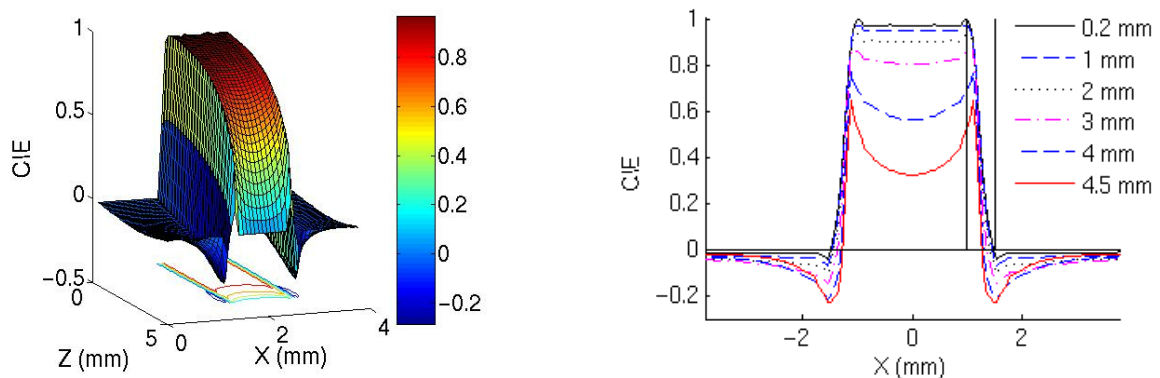


Figure 43 : Coupe de la CIE au centre du détecteur (à gauche) et coupes de cette coupe pour différentes profondeurs (à droite). Sur la figure de droite, les deux traits noirs verticaux schématisent les bords des anodes.

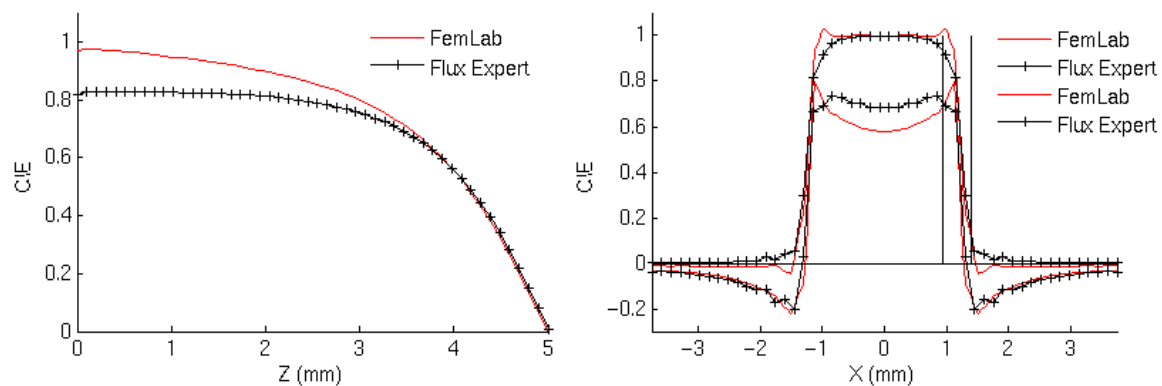
Sur cette CIE, il faut noter trois éléments :

- la forme de la CIE pour des grandes valeurs de  $Z$ , c'est à dire près des anodes. Ici aussi, on voit l'effet des oscillations décrites précédemment ;
- la dimension caractéristique de la décroissance latérale de la CIE, ici aussi plus importante que la diffusion. L'extension radiale de cette zone n'est pas sensible aux paramètres numériques comme le maillage, l'ordre des éléments de Lagrange ou le coefficient de Petrov Galerkin;
- la forte valeur de la CIE près de la cathode. La CIE devrait en théorie être proche de 0.82, elle vaut ici 0.97. Cette forte valeur peut être expliquée par la mauvaise convergence du calcul à cause du Péclet de maille élevé. Ceci nous oblige à utiliser un coefficient de Petrov Galerkin élevé ( $>1$ , alors que la valeur normale avec des polynômes de Lagrange du second ordre est plutôt 0.25).

Par ailleurs, la version de FemLab utilisée (FemLab 3.1 sous SUN Solaris) contient de nombreuses erreurs, notamment en ce qui concerne l'affichage et la sauvegarde. Un certain nombre de ces bugs semble lié à la plate-forme, car peu d'utilisateurs de FemLab travaillent sous SUN. Ils pourraient éventuellement être résolus en travaillant avec un PC sous Linux.

#### f) Comparaison entre les résultats obtenus avec FemLab et Flux Expert

Les deux codes de calcul donnent le mêmes résultats pour les potentiels appliqué et de pondération. La CIE calculée avec FemLab ressemble qualitativement à celle obtenue avec Flux Expert, présentée précédemment. Les coupes présentées sur la Figure 44 permettent une comparaison quantitative de ces CIE.



**Figure 44 : Comparaison quantitative de la CIE obtenue avec FemLab et Flux Expert. Sur la coupe de la CIE en profondeur (à gauche), la CIE à la cathode vaut 0.97 avec FemLab et 0.82 avec Flux Expert. Sur la figure de droite, les CIE ont été normalisées. Elles sont tracées pour deux profondeurs : près de la cathode et près des anodes.**

La valeur de la CIE obtenue avec Flux Expert près de la cathode est beaucoup proche du résultat physique que celle calculée par FemLab. Elle dépend aussi des paramètres numériques, mais dans des proportions faibles. La décroissance de la CIE du côté de l'anode est identique avec les deux codes de calcul. La Figure 44 de droite est une coupe de la CIE en largeur, pour deux profondeurs avec FemLab et Flux Expert. Pour établir une meilleure comparaison, les maxima des deux CIE ont été normalisés. Le comportement de la CIE est le même avec les deux programmes, notamment en ce qui concerne la décroissance de la CIE dans l'interpixel. Par contre, la CIE calculée avec Flux Expert est lissée, alors que FemLab semble plus sensible aux



oscillations numériques. L'analogie des deux CIE dans l'interpixel montre que cette décroissance n'est ni liée au code de calcul, ni au maillage, ni à l'algorithme.

Les simulations de spectres qui seront présentées dans ce chapitre et dans les suivants ont été réalisées à partir de CIE calculées avec Flux Expert, qui était disponible dès le début de ce travail. Les simulations concernant le partage de charges qui seront présentées au chapitre V ont été réalisées à partir de CIE calculées avec FemLab. Dans ce cas, une comparaison des deux codes de calcul montre des résultats identiques.

### III.3.4 Etude de la CIE

Nous avons étudié avec Flux Expert l'effet des paramètres géométriques et physiques du détecteur sur la CIE, pour un détecteur monolithique avec des pixels de  $2 \times 2$  mm au pas de 2.5 mm. Si l'on néglige l'effet du piégeage, la Figure 45 montre l'effet de l'épaisseur du détecteur sur la CIE. La zone de décroissance de la CIE est toujours de la même dimension : environ la dimension du pas.

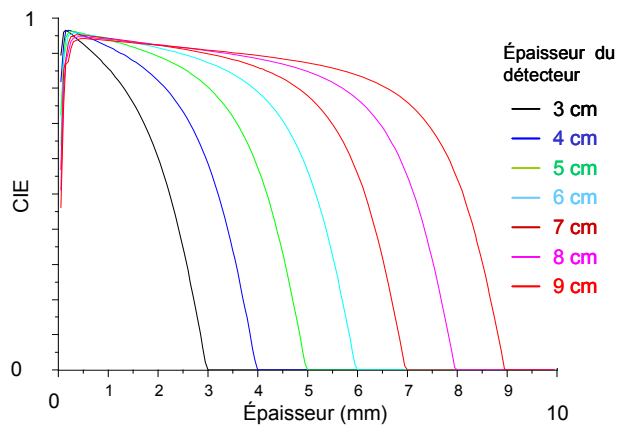


Figure 45 : CIE électron pour des détecteurs de 3 à 9 mm d'épaisseur avec des pixels au pas de 2.5 mm. Le piégeage étant négligé, la CIE est indépendante de la mobilité des porteurs et de la tension appliquée.

La Figure 46 montre l'évolution de la CIE avec la durée de vie des électrons pour un détecteur de 5 mm d'épaisseur. Le piégeage diminue la CIE du côté de la cathode où le parcours est le plus long. Si le piégeage est faible, la CIE décroît avec la profondeur d'interaction. S'il est fort, un photon qui est absorbé vers la cathode induit moins de signal qu'un photon absorbé vers le milieu du détecteur.

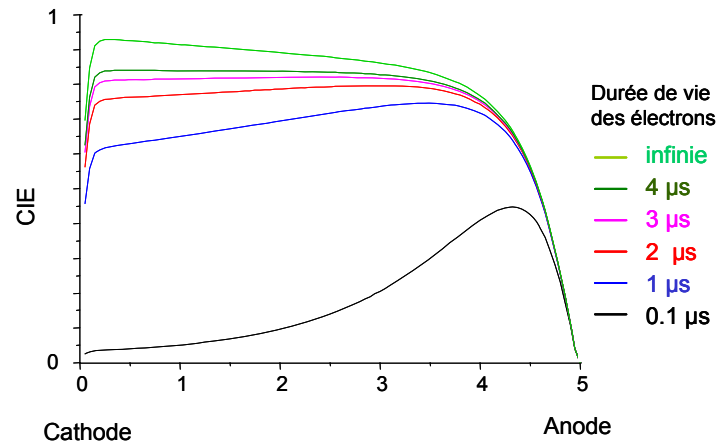


Figure 46 : Variation de la CIE avec la durée de vie des porteurs. Détecteur de 5 mm d'épaisseur avec des pixels au pas de 2.5 mm. Tension 400 V.

Pour obtenir une bonne résolution en énergie, la CIE doit être la plus constante possible dans le volume du détecteur. Au premier ordre, elle est liée à deux variables adimensionnelles :

- le rapport du pas du pixel sur l'épaisseur du détecteur donne l'effet pixel. Plus il est petit, plus la décroissance de la CIE du côté des anodes commence loin dans le détecteur : c'est l'effet géométrique. L'amplitude mesurée pour un photon absorbé près des anodes dépendra moins de la profondeur d'interaction ;
- le rapport du libre parcours moyen des porteurs sur l'épaisseur du détecteur. Plus il est grand, plus la CIE du côté de la cathode augmente.

Bien sur, une bonne CIE ne suffit pas pour avoir un bon spectre. Il faut prendre en compte les autres paramètres (la diffusion, le partage et la perte de charges).

## III.4 Calcul du spectre bi-paramétrique : le logiciel Ulysse

### III.4.1 Le simulateur Ulysse

Le logiciel ULYSSE a été développé au CEA-LETI par Magali Picone [Picone, 2002] pour simuler les spectres bi-paramétriques obtenus avec des détecteurs à semi-conducteurs. L'objectif du simulateur est de prendre en compte tous les phénomènes physiques intervenant lors de la détection du rayonnement gamma :

- **L'interaction rayonnement-matière** qui est la source même du phénomène. Elle est simulée en utilisant la méthode de Monte Carlo à l'aide du code PENELOPE.
- Les **signaux d'induction** de charge dus à la **migration** et à la **diffusion** des porteurs dans le cristal. Ils sont évalués à partir de la résolution des équations adjointes de transport des porteurs, par la méthode des éléments finis, à l'aide d'une adaptation d'un code généraliste : Flux-Expert ou FemLab.
- Le **filtrage** et le **traitement** du signal en tenant en compte le **bruit**. Ils sont traités par un logiciel développé par M. Picone. Cet outil résout les équations de traitement électronique (à partir des fonctions de transfert des filtres) et fournit une simulation du signal filtré.

L'amplitude est obtenue en calculant l'intégrale du signal filtré. Le temps de montée est obtenu en comparant le signal filtré à un seuil fixe. Le bruit associé à l'amplitude et au temps est calculé. N'ayant pas travaillé sur cette partie du code, je ne la développerai pas.

Le caractère indépendant et non couplé de chacun de ces phénomènes a permis de les modéliser séparément.

Comme la variation de la charge mesurée aux électrodes (la CIE) dépend uniquement des paramètres intrinsèques du matériau, son calcul est effectué au préalable. Pour chaque photon émis, PENELOPE donne le nombre de paires électron-trou déposées et le lieu de ce dépôt. La charge induite est ensuite calculée à partir de la CIE. Le module électronique d'ULYSSE met en forme les signaux en prenant en compte le bruit et incrémente le spectre. Le résultat final est le spectre bi-paramétrique (amplitude vs. temps de montée). La Figure 47 est le résultat publié par M. Picone [Picone, 2003] pour un détecteur planaire.

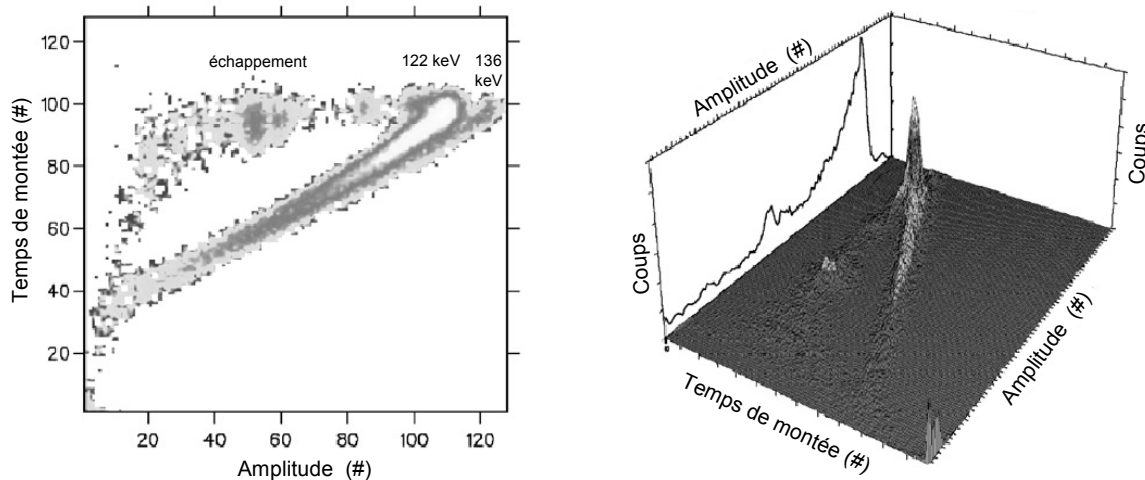
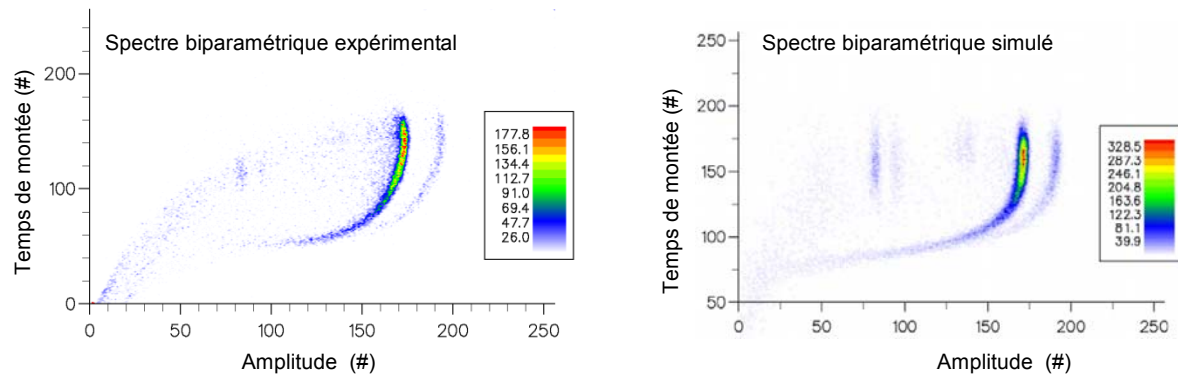


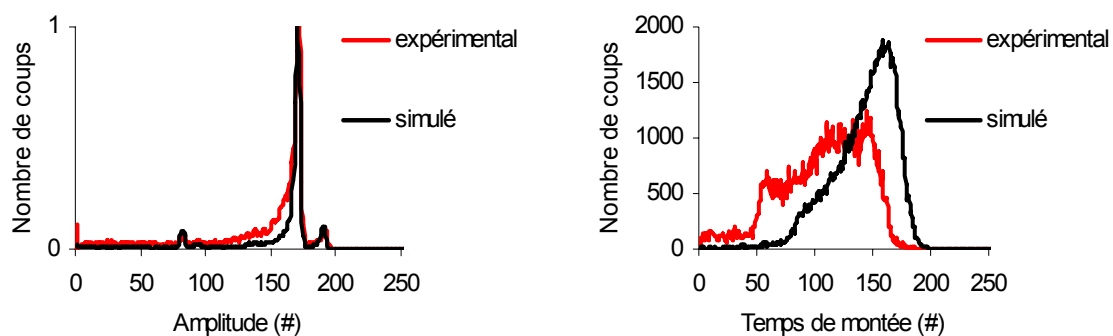
Figure 47 : Spectre bi-paramétrique simulé incluant le bruit électronique (détecteur planaire, source  $^{57}\text{Co}$ , collimateur tungstène) [Picone, 2003].

Après la correction de quelques erreurs du code, nous avons simulé nos détecteurs monolithiques avec Ulysse. Dans le paragraphe III.3.3, nous avons précisé que la CIE est mal simulée au niveau des bords des anodes. Elle décroît beaucoup trop tôt, provoquant une traînée sur le spectre conventionnel vers les basses énergies. Ce phénomène n'est pas observé expérimentalement. C'est pourquoi, pour simuler nos détecteurs, nous utilisons dans cet exemple un collimateur fin, de 1.2 mm de diamètre, pour ne pas irradier l'interpixel. La Figure 48 permet de comparer les spectres bi-paramétriques expérimentaux et simulés obtenus dans les mêmes conditions. Les résultats sont qualitativement équivalents. Cependant, le bruit sur la voie temps est beaucoup plus important sur le spectre bi-paramétrique simulé que sur le spectre bi-paramétrique expérimental. Ceci est dû au fait que les signaux simulés sont lissés par le terme de diffusion additionnelle. La mesure du temps de montée d'un courant plus faible est plus bruyant : le bruit sur la voie temps est surévalué.



**Figure 48 : Spectre bi-paramétrique expérimental et spectre bi-paramétrique simulé avec Ulysse.** Détecteur de  $10 \times 10 \times 5$  mm avec des pixels de  $2 \times 2$  mm au pas de 2.5 mm. Tension appliquée 500 V, mobilité des électrons :  $1000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ , durée de vie  $3 \mu\text{s}$ . Collimateur expérimental de 2 mm. Collimateur simulé de 1.2 mm. La simulation prend en compte l'électronique de détection et le bruit.

La Figure 49 permet une comparaison plus quantitative de ces résultats. Les spectres conventionnels se ressemblent, le spectre expérimental est plus large, signifiant que le bruit réel est supérieur au bruit simulé sur cette voie. Ceci peut être dû à des sources de bruit non simulées, les défauts du matériau par exemple. Par contre, les histogrammes des temps de montée sont différents. Expérimentalement, on ne retrouve pas l'absorption exponentielle des photons. Une hypothèse est que le champ électrique dans le détecteur n'est pas homogène et que la forme du spectre en temps mesuré correspond à la forme du champ électrique.



**Figure 49 : Spectres en énergie (à gauche) et histogrammes en temps (à droite) expérimentaux (en rouge) et simulés (en noir).**

Ces travaux ont fait l'objet d'une publication dans la revue IEEE, Transactions on Nuclear Science [Mathy, 2005].

### III.4.2 Développements

#### *Développements*

Nous avons vu que la résolution transitoire des équations par éléments finis pose des problèmes numériques. Par conséquent, la mesure du temps de montée est mal simulée par Ulysse. C'est pourquoi, nous avons décidé d'implémenter dans Ulysse, la mesure de la profondeur d'interaction à partir de la charge induite sur la cathode. Par ailleurs, cette prise en compte est nécessaire car, expérimentalement, nous mesurons aussi la profondeur d'interaction

avec le signal cathode. L'information proportionnelle à la profondeur d'interaction est le rapport de l'amplitude du signal mesuré à la cathode sur le signal mesuré à l'anode. Dans Ulysse, le bruit est calculé à partir du filtrage des signaux. Sans le calcul transitoire de la charge induite, ce traitement est impossible. Nous utilisons donc le calcul du bruit simplifié développé au chapitre II.

L'efficacité d'induction de charge sur la cathode est calculée avec les mêmes équations que pour les anodes. La charge induite sur la cathode est de signe opposé à celle induite sur les anodes, car le nuage d'électrons s'en éloigne. Chaque CIE, pour les anodes ou la cathode est calculée uniquement en régime stationnaire, le module électronique n'est pas utilisé. Ici aussi, nous simulons un collimateur fin. Enfin, dans le fichier contenant la CIE, le volume correspondant à la première maille près de la cathode est supprimé. En ne considérant pas les signaux transitoires ni le volume près des bords des anodes, et en supprimant le volume près de la cathode, nous nous affranchissons des principales limitations du calcul de la CIE.

Dans ces conditions, nous avons modélisé nos détecteurs THM et HPBM. La CIE des détecteurs THM est inférieure à celle des détecteurs HPBM à cause du piégeage des électrons plus important (Figure 50).

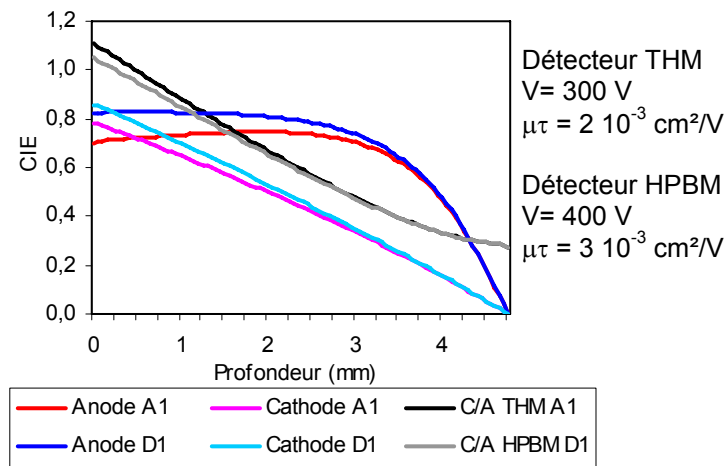


Figure 50 : Coupe des efficacités d'induction au centre du détecteur pour les détecteurs THM et HPBM étudiés. CIE anode (en rouge et en bleu foncé), CIE cathode (en mauve et en bleu clair) et rapport des CIE cathode/anode (en noir et en gris).

Pour chaque détecteur, près de la cathode, la CIE cathode est supérieure à la CIE anode. En effet, un nuage d'électrons qui traverse le détecteur à partir de la cathode induit sa charge sur la cathode durant toute sa migration. Inversement, seuls les électrons qui ne sont pas piégés à la fin de leur migration induisent leur charge sur les anodes. Dans le volume du détecteur, la CIE anode est supérieure à la CIE cathode grâce à l'effet pixel. Le rapport de la charge induite sur la cathode sur la charge induite sur l'anode varie linéairement avec la profondeur, sauf près de l'anode à cause de l'effet pixel. On voit ici que ce rapport est peu sensible aux propriétés de transport du matériau.

Avec ces CIE, nous avons simulé les détecteurs THM et HPBM présentés au chapitre II. A partir des propriétés de transport des électrons mesurés et du bruit calculé dans le chapitre II, nous obtenons les spectres bi-paramétrique et conventionnels représentés Figure 51. La différence de courbure des 2 spectres bi-paramétrique est due à la différence des libres parcours moyen des électrons entre les deux matériaux (2.4 cm pour le CdZnTe-HPBM à 400V contre 1.4 cm pour le

CdTe THM à 300 V). Le bruit est plus important pour le détecteur THM à cause de sa plus faible résistivité. Une comparaison avec des mesures sera proposée dans le chapitre V.

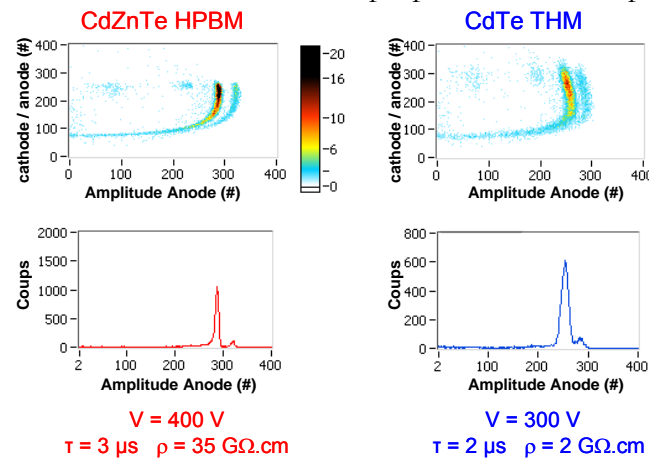


Figure 51 : Spectres bi-paramétrique et conventionnels simulés pour les détecteurs HPBM (à gauche) et THM (à droite). Mobilité des électrons :  $1000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ . Bruit THM anode :  $340 \text{ e}^- \text{ rms}$ , cathode :  $1400 \text{ e}^- \text{ rms}$ , bruit HPBM anode :  $200 \text{ e}^- \text{ rms}$ , cathode :  $420 \text{ e}^- \text{ rms}$ .

### Analyse de la CIE et des spectres en énergie

Nous avons utilisé Ulysse pour étudier l'effet des propriétés de transport et de la géométrie du détecteur sur le spectre en énergie. La Figure 52 montre l'effet des propriétés de transport pour notre géométrie de détecteur habituelle. Si les propriétés de transport sont faibles, le piégeage diminue la CIE du côté de la cathode, élargissant le spectre en énergie. Dans cet exemple, une durée de vie des électrons moyenne ( $2 \mu\text{s}$ ) donne un meilleur résultat qu'une très bonne durée de vie des électrons (de  $4 \mu\text{s}$ ) car la CIE est plus plate. Bien sûr, si les propriétés de transport sont bonnes, la tension de polarisation peut être abaissée, pour retrouver une CIE plate.

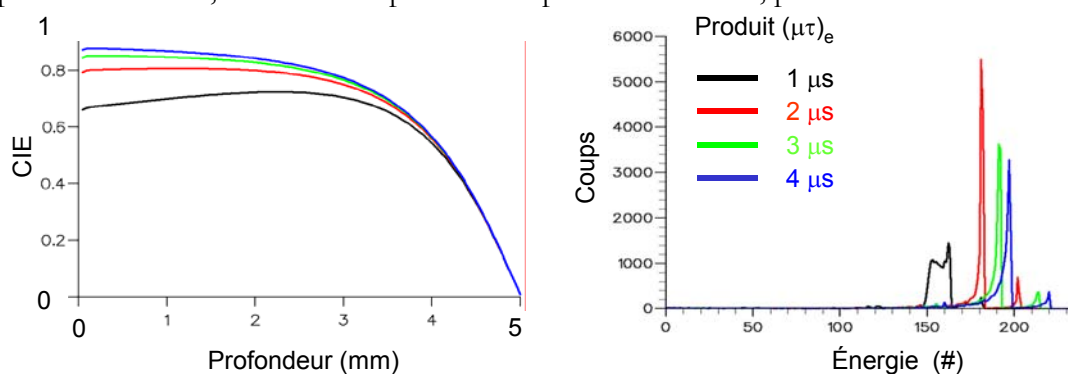


Figure 52 : Evolution de la CIE et du spectre en énergie en fonction de la durée de vie des électrons. Détecteur de  $5 \text{ mm}$  d'épaisseur avec des pixels au pas de  $2.5 \text{ mm}$  polarisé à  $500 \text{ V}$ . Mobilité  $1000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ .

Une bonne résolution en énergie sera obtenue en ajustant la géométrie du détecteur, c'est-à-dire épaisseur et pas des électrodes, avec les propriétés de transport des électrons. L'objectif de ce paragraphe est de montrer la forte dépendance des performances spectrométriques à la géométrie du détecteur et aux propriétés de transport des charges. Ces performances sont mesurées avec la résolution en énergie sur le spectre non corrigé, en négligeant le bruit.

Pour des propriétés de transport classiques, la Figure 53, obtenue à l'aide du logiciel Ulysse, montre la résolution en énergie obtenue en fonction du pas des électrodes et de l'épaisseur du détecteur. La résolution en énergie varie très rapidement avec les caractéristiques géométriques du détecteur. Si l'application impose par exemple un pas de 1.4 mm, la meilleure résolution sera obtenue avec une épaisseur de 4.5 mm (à 500 V). Avec un pas de 1.8 mm la meilleure résolution sera obtenue avec une épaisseur de 5 mm (à 500 V).

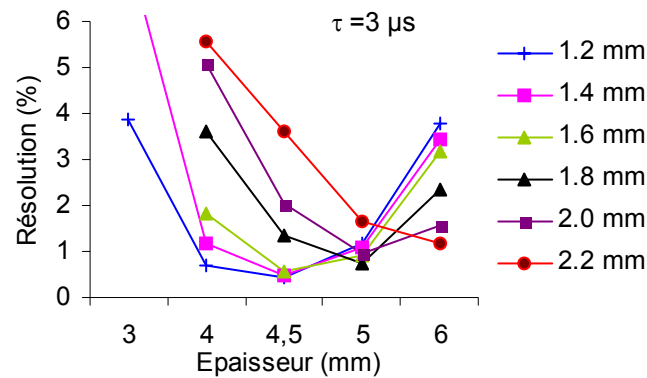


Figure 53 : Evolution de la résolution en énergie (à mi-hauteur) en fonction de l'épaisseur du détecteur pour différents pas des électrodes, de 1.2 à 2.2 mm. Durée de vie des électrons 3  $\mu\text{s}$ , mobilité 1000  $\text{cm}^2/\text{V.s}$ , potentiel 500V.

Pour d'autres propriétés de transport, la Figure 54 montre que les optima sont différents. Si l'on travaille avec un matériau dont la durée de vie des électrons est de 1  $\mu\text{s}$  (CdTe THM classique), il faudra nécessairement utiliser un détecteur très fin. Inversement, un détecteur épais donnera de meilleurs résultats si la durée de vie des électrons est de 4  $\mu\text{s}$  (bon CdZnTe-HPBM).

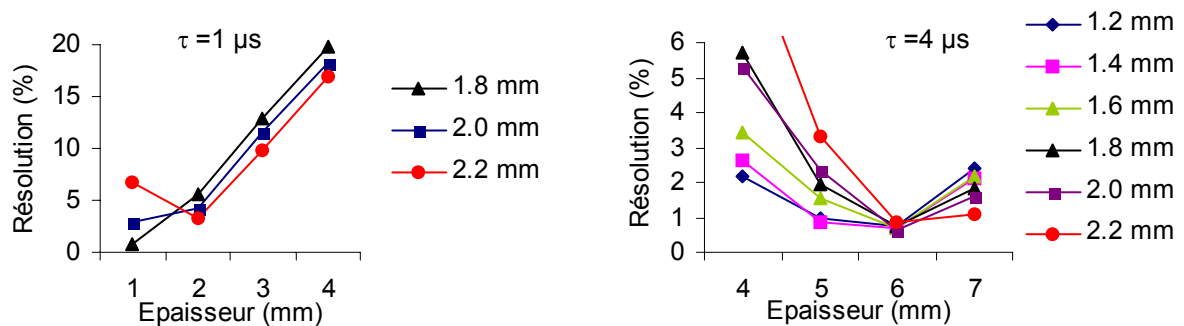


Figure 54 : Evolution de la résolution en énergie (à mi-hauteur) en fonction de l'épaisseur du détecteur pour différents pas. Durée de vie des électrons à gauche : 1  $\mu\text{s}$ , à droite : 4  $\mu\text{s}$ , mobilité 1000  $\text{cm}^2/\text{V.s}$ , potentiel 500V.

Ces différentes courbes montrent qu'il est nécessaire de tenir compte de la dépendance de l'amplitude mesurée à la profondeur d'interaction. En la corrigeant, nous pouvons décorrélérer le choix de l'épaisseur du détecteur qui doit être imposé par l'énergie des photons, et le pas des pixels, qui doit être imposé par la résolution spatiale exigée par l'application.

Ces travaux ont fait l'objet d'une publication dans la revue IEEE, Transactions on Nuclear Science [Gros d'Aillon, 2005].

### III.5 Quelques pistes pour améliorer la simulation

Actuellement, la simulation des interactions rayonnement-matière est satisfaisante. Par contre, la simulation du détecteur comporte plusieurs limites qui ont été détaillées dans le paragraphe III.3.3. Pour limiter l'impact du Péclet de maille, on pourrait envisager :

- de travailler avec des PC sous Linux. Dans ce cas, FemLab devrait mieux fonctionner. Nous pourrions utiliser un maillage plus fin qui diminuerait le Péclet de maille ;
- de travailler avec un autre logiciel que FemLab, dont les algorithmes pourraient mieux traiter ce problème ;
- de changer de méthode de calcul et de travailler avec la méthode des intégrales de frontières. Dans ce cas, on perdrait la possibilité de modéliser des propriétés variables en volume ;
- de négliger le phénomène de diffusion des électrons, ce qui supprimerait le problème. Mais la diffusion joue un rôle important dans les performances du détecteur (voir chapitre V).

Un meilleur traitement de ce problème est nécessaire pour utiliser la modélisation de l'électronique implémentée dans Ulysse.

Pour étudier correctement le partage et la perte de charge entre les anodes qui seront détaillés au chapitre V, il faudrait pouvoir prendre en compte une résistivité de surface plus faible près des surfaces que dans le volume. Cette prise en compte n'est pour l'instant pas possible car, dans la formulation de l'équation adjointe, il est fait l'approximation que les propriétés du détecteur sont constantes en volume.

Par ailleurs, il serait intéressant d'ajouter le calcul de la capacité entre chaque anode étudiée et les autres électrodes. C'est une source de bruit importante, car le bruit du préamplificateur augmente linéairement avec la capacité d'entrée. Le principal impact de la dimension de l'interpixel sur les performances spectrométriques se trouve sans doute ici.

### III.6 Conclusion du chapitre III

Le simulateur Ulysse a été débogué, et amélioré. Nous avons ajouté des fonctionnalités, telle que la possibilité de travailler avec des CIE stationnaires, et de mesurer la profondeur d'interaction à partir de plusieurs CIE. Nous avons mis en évidence les limites du calcul de la CIE et mis en place des moyens de s'en affranchir. La confrontation des résultats obtenus par simulation et expérimentalement a montré un très bon accord.

Nous avons utilisé le logiciel Pénélope pour caractériser la taille du nuage électronique. Ces données seront utiles pour l'étude du partage de charge (paragraphe V.4). L'impact des différents paramètres sur la CIE a été étudié avec Flux Expert. Nous avons montré qu'il est essentiel de corriger la dépendance de la charge induite à la profondeur d'interaction pour décorrélérer la géométrie du détecteur des propriétés physiques du matériau.



## Références bibliographiques du chapitre III

- Baró, J.**, *PENELOPE : an algorithm for Monte Carlo simulation of the penetration and energy loss of electrons and positrons*, Nucl. Instr. Meth. A, 1995. 100(B) p. 31-46.
- Bolotnikov, A.E.**, Camarda, G.C., Wright, G.W., James, R.B., *Factors Limiting the Performance of CdZnTe Detectors*, IEEE Trans. Nucl. Sci, 2005 52(3)p. 589-598
- Fowler R.F.**, Ashby J. V., Greenough C., *Computational modelling of semi-conducting X-ray detector*, Nucl. Instr. Meth. A, 2002. 477 p. 226-231.
- Gros d'Aillon E.**, Gentet M.C., Montemont G., Rustique J., Verger L., *Simulation and experimental results on monolithic CdZnTe gamma-ray detectors*, IEEE Trans. Nucl. Sci., 2005. accepted for publication
- Halbleib**, *Structure and Operation of the ITS code system, in Monte Carlo Transport of Electrons and Photons*, edited by T. M. Jenkins, p. 249-262, Plenum Press, New York, 1988.
- He Z.**, *Review of the Shockley-Ramo theorem and its application in semi-conductor gamma ray detectors*, Nucl. Instr. Meth. A, 2001. 463(1-2) p. 250-267.
- Kotov I.V.**, *Currents induced by charges moving in semiconductor*, Nucl. Instr. Meth. A, 2005. 539(1-2) p. 267-268
- Massé, P.**, *Modelling of continuous media methodology and computer-aided design of finite element programs*, IEEE Trans. Mag. 1984. 20(5) p. 1885-1890.
- Manach E**, Gal O., *Simulation of single-event energy-deposition spreading in a hybrid pixellated detector for imaging*, Nucl. Instr. Meth. A, 2002. 487(1-2) p. 142-150.
- Mathy, F.**, Glière, A., d'Aillon, E.G., Masse, P., Picone, M., Tabary, J., Verger, L., *A three-dimensional model of CdZnTe gamma-ray detector and its experimental validation*, IEEE Trans. Nucl. Sci, 2004. 51(5) p. 2419-2426
- Montémont G.**, *Optimisation des performances de détecteurs CdTe et CdZnTe en spectrométrie gamma*, Thèse de l'Université Joseph Fourier 2000
- Prettyman T.H.**, *Method for mapping charge pulses in semiconductor radiation detectors* Nucl. Instr. Meth. A, 1999 422(1-3) p. 232-237
- Perkins J.S.**, Krawczynski, H. and Dowkontt, P., *Characterizing Imarad CZT Detectors with Time Resolved Anode and Cathode Signals*. Proc. of RTSD, 2003.
- Picone M.**, *Contribution à la simulation tridimensionnelle de détecteurs semiconducteurs en spectrométrie gamma*, Thèse de l'Université Joseph Fourier, 2002.
- Picone M.**, A. Glière A. and Massé P. *A three-dimensional model of CdZnTe gamma ray spectrometer*, Nucl. Instr. Meth. A, 2003. 504(1-3), p. 313-316
- Ramo, S.**, *Currents Induced by Electron Motion*. P.I.R.E, 1939. 27 p. 584-585.
- Sempau J**, Fernández-Varea J. M., Acosta E., Salvat F., *Experimental benchmark of the Monte Carlo code PENELOPE*, Nucl. Instr. Meth. B, 2003. 207(2) p. 107-123
- Shockley W.**, *Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge*, J. Appl. Phys., 1938. 9, p. 635-636
- Vittone E.F.F.**, Giudice A. Lo, Polesello P., Manfredotti C., *A simulation of a CdTe gamma ray detector based on collection efficiency profiles as determined by lateral IBIC*. Nucl. Instr. Meth. A, 1999. 428(1) p. 81-87.
- Zumbiehl A.**, Hage-Ali M., Fougères P., Koebel J. M., Regal R., Rit C., Ayoub M., Siffert P., *Modeling and 3D optimization of CdTe pixels detector array geometry-Extension to small pixels* Nucl. Instr. and Meth. A, 2001. 469(2) p. 227-239.

**Sites Internet :**

- @1 Geant4, CERN : <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- @2 EGS Stanford university : <http://www2.slac.stanford.edu/vvc/egs/about/about.html>
- @3 Los Alamos National Laboratory, MNCP: <http://laws.lanl.gov/x5/MCNP/index.html>
- @4 FemLab homepage : <http://www.euro.comsol.com/>
- @5 Université Catholique de Louvain, Unité de mécanique appliquée, cours sur les éléments finis : <http://www.mema.ucl.ac.be/~vl/teaching/meca2120/>



# CHAPITRE IV

## Caractérisation spectrométrique des détecteurs pixellisés

### Sommaire

Chapitre IV	Caractérisation spectrométrique des détecteurs pixellisés.....	92
IV.1	Présentation du banc de test.....	92
IV.1.1	Dispositif expérimental .....	92
IV.1.2	Calibration de l'électronique de traitement .....	96
IV.1.3	Plate-forme et connectique.....	97
IV.2	Etudes avec le banc 2D.....	100
IV.2.1	Etude spectrométrique.....	100
IV.2.2	Cartographies d'homogénéité et partage de charges.....	103
IV.3	Quelques pistes pour améliorer le banc de test .....	108
IV.4	Conclusion du chapitre IV.....	108

### Résumé :

Pour tester les détecteurs monolithiques, nous utilisons un banc de test dédié. Il contient 17 voies de mesures spectrométriques, (16 anodes et 1 cathode), et donne, pour chaque évènement dans le détecteur, l'amplitude et le temps de montée du signal issu de chaque électrode. Une connectique spécifique a été développée. L'acquisition est pilotée par LabView.

L'objectif est de mesurer les performances spectrométriques de détecteurs monolithiques élaborés avec différents matériaux et différentes tailles de pixels. Les critères de performance d'un détecteur sont la résolution en énergie, l'efficacité de détection et la résolution spatiale. La correction de l'amplitude du signal en fonction de la profondeur d'interaction est effectuée avec le temps de montée du signal anode ou avec le signal cathode. L'homogénéité du détecteur est étudiée à partir de cartographies. Ces cartographies mettent en évidence la zone d'influence de chaque anode, l'homogénéité de la charge mesurée, de l'efficacité et d'éventuelles zones bruyantes. Le partage de charges entre les anodes est aussi étudié.

# Chapitre IV Caractérisation spectrométrique des détecteurs pixellisés

## IV.1 Présentation du banc de test

Le banc de test est un banc de spectrométrie 17 voies pour la caractérisation de détecteurs monolithiques CdTe / CdZnTe [Verger, 2004]. Il nous permet d'étudier différentes géométries d'électrodes et de détecteurs pour différents matériaux. Les dimensions typiques des nos détecteurs sont 10×10×5 mm. Nous utilisons la plupart du temps une source gamma de cobalt 57 dont la raie principale se situe à 122 keV et (activité 36 MBq) et parfois une source d'américium 241 (activité 36 MBq) dont la raie principale se situe à 59.5 keV. Pour tester individuellement chaque pixel, la source collimatée de <sup>57</sup>Co est déplacée par des tables de translation micrométriques. Le déplacement de la source dans deux dimensions permet de caractériser toute la surface du détecteur, et à donné son nom au banc de test : le banc 2D [Roue 2202]. Ce banc, partiellement en place au début de ma thèse, a été modifié pour nos besoins.

Chaque voie du détecteur est connectée à un circuit de lecture. Pour chaque interaction, nous voulons mesurer l'énergie du photon et sa profondeur d'interaction dans le détecteur. Pour connaître l'énergie, il faut mesurer la charge induite sur chaque anode. Pour la profondeur, nous utilisons le temps de montée du signal anode et le signal cathode. Pour chaque interaction, il faut donc mesurer **simultanément** les amplitudes et temps de montée des 16 anodes et de la cathode. La synchronisation des voies est nécessaire pour mesurer la profondeur d'interaction avec la cathode ou pour le partage de charges.

Les principales adaptations de ce banc ont été la mise en place de nouvelles cartes électroniques de traitement, qui ont été calibrées, et l'ajout d'une voie de spectrométrie complète pour mesurer le signal issu de la cathode. Chaque voie de traitement a été calibrée, pour permettre des mesures comparatives entre chaque voie. Un effort particulier a été porté sur la synchronisation des cartes d'acquisition. Enfin, une nouvelle méthode de connectique appliquée aux détecteurs monolithiques a été développée.

### IV.1.1 Dispositif expérimental

Le banc 2D est constitué d'un boîtier renfermant le détecteur monté sur une plate-forme, et l'électronique de proximité (Figure 55). La source radioactive dans son collimateur est fixée sur un bras motorisé qui peut se déplacer dans deux dimensions (Figure 56). Le couvercle possède une fenêtre rectangulaire en laiton qui assure un bon blindage tout en limitant l'absorption des photons incidents. Cette fenêtre stoppe la plupart des photons issus de la fluorescence du collimateur.



Figure 55 : Photo du boîtier de test

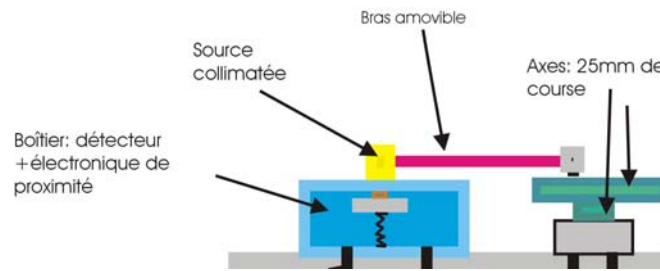


Figure 56 : Schéma du banc de test

Une plate-forme adaptée, représentée sur la Figure 57, supporte le détecteur et fait le lien entre chacune des 16 anodes et un préamplificateur (ASIC dédié conçu au laboratoire [Montémont, 2003]).

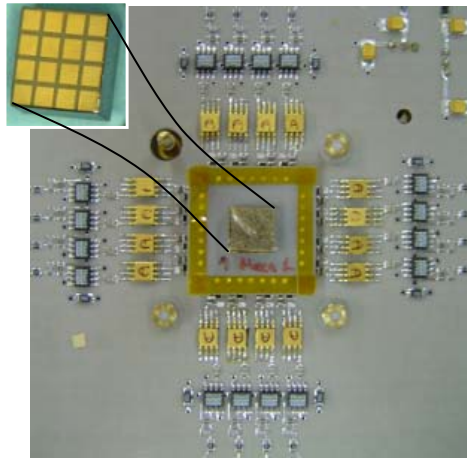


Figure 57 : Photo de la plate-forme en téflon supportant le détecteur sur sa plate-forme dédiée (au centre) ainsi que les 16 préamplificateurs ASIC bas bruit (en jaune) et les 16 amplificateurs (en noir).

La chaîne d'acquisition est représentée sur la Figure 58. Le signal issu de chaque électrode, anode et cathode est amplifié, puis traité par une carte électronique (les cartes bi-paramétriques). Ces cartes donnent, pour chaque impulsion, l'amplitude et le temps de montée du signal. Ces données sont stockées dans le PC via 3 cartes d'acquisition (convertisseur analogique numérique (CAN)).

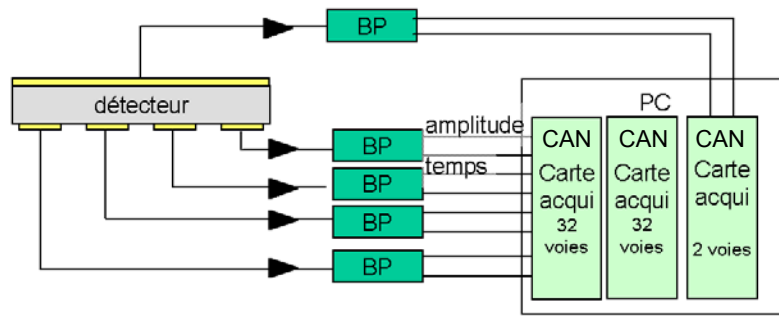


Figure 58 : Schéma de principe de la chaîne d'acquisition : chaque voie du détecteur est reliée à un préamplificateur de charge, un amplificateur (schématisés par les triangles noirs) et puis une carte bi-paramétrique (BP). Chacune des 17 cartes bi-paramétriques mesure l'amplitude et le temps de montée du signal incident. Ces signaux sont ensuite collectés par des cartes d'acquisition (CAN) dans un PC (2 cartes pour les anodes et une pour la cathode).

L'électronique de proximité est représentée sur la Figure 59. R est une résistance de protection. La partie constante du courant de fuite est supprimée par la capacité C1, pour éviter de saturer le préamplificateur. Cf est une capacité de rétroaction qui permet d'intégrer le courant pour mesurer la charge. Le signal est ensuite filtré pour mesurer la charge induite. Un second amplificateur transforme le signal en courant en un signal en charge qui peut être transporté.

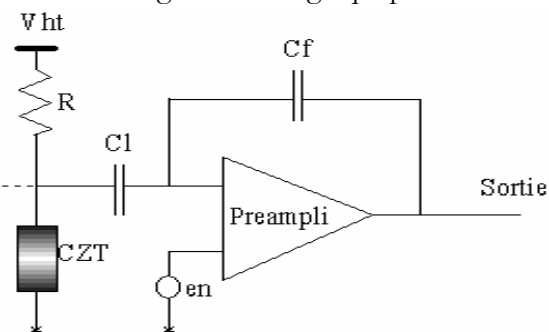


Figure 59 : Schéma de principe de l'électronique de proximité.

Les signaux issus de chaque anode sont donc collectés simultanément et traités individuellement par une carte électronique indépendante : les cartes bi-paramétriques (Figure 60).

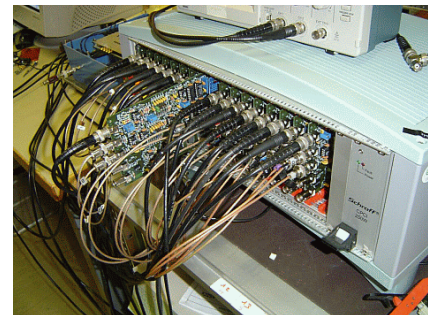
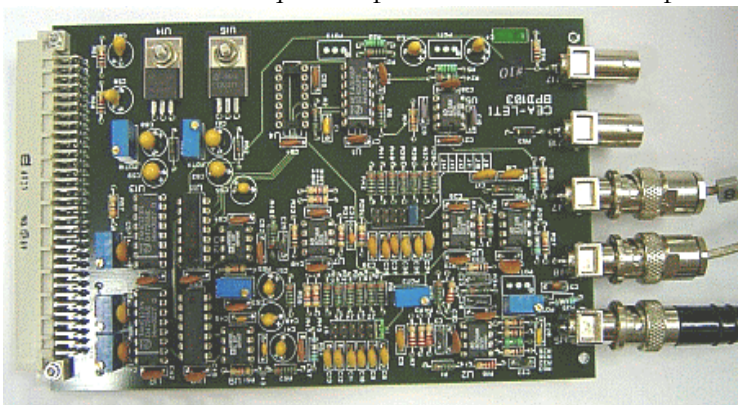


Figure 60 : Photo d'une carte bi-paramétrique et rack comportant les 17 cartes bi-paramétriques et la carte de synchronisation.

Le signal en entrée de la carte bi-paramétrique représente la charge induite sur chaque anode (Figure 61). Il est traité via deux voies (Figure 62). Dans la première, le signal est mis en forme par des filtres passe-bas et donne accès à l'amplitude du signal d'entrée. Pour la deuxième voie, le

signal est dérivé avec un filtre passe-haut puis comparé à un seuil fixe. La durée entre deux passages du seuil donne une information proportionnelle au temps de montée du signal.

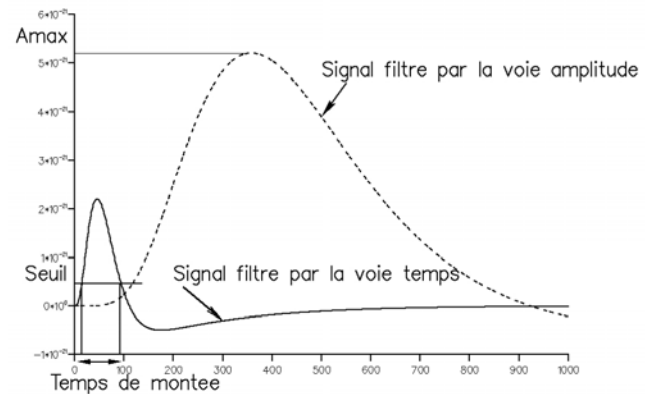
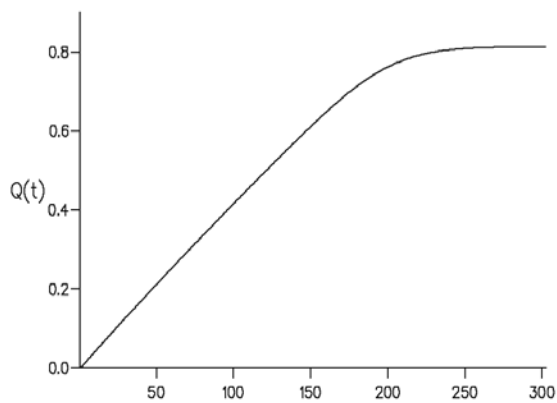


Figure 61 : Signal brut de variation de la charge collectée à l'anode

Figure 62 : Signaux issus du filtrage électronique suivant les deux voies, amplitude et temps de montée

Si l'amplitude d'une carte est supérieure à un seuil, une information est envoyée à une carte de synchronisation. Cette carte envoie au PC un signal de déclenchement qui signifie que les amplitudes et les temps de montée des signaux traités par chaque carte doivent être enregistrés. Il est maintenu pendant  $3 \mu\text{s}$  pour que toutes les cartes d'acquisition aient le temps de numériser le signal entrant. Pour chaque interaction dans le détecteur, ce sont donc 34 données (17 amplitudes, 17 temps) qui sont acquises simultanément.

Ce flux de données -qui peut être important à fort taux de comptage- est dirigé sur 3 cartes d'acquisition PCI dans un PC [Internet @1]. Deux cartes de 16 voies gèrent les signaux issus des 16 anodes et une de 2 voies gère les signaux issus de la cathode. L'entrée analogique est numérisée en permanence par un convertisseur analogique numérique. Lorsque la carte de synchronisation envoie le signal de déclenchement, la valeur numérisée de chaque signal est transférée dans une pile First In, First Out (FIFO) de chaque carte d'acquisition. Le contenu des FIFO est transféré par paquets, par accès direct (DMA), dans un buffer alloué dans la mémoire RAM du PC. Un paquet peut contenir les données de un ou de plusieurs milliers d'événements, en fonction de l'activité de la source et du collimateur. La FIFO découple la conversion analogique/numérique des données numérisées du transfert dans la RAM, agissant comme un tampon entre les deux systèmes. Durant toutes ces phases, le processeur du PC n'est pas sollicité. Le PC peut accéder aux données et les traiter pendant que les cartes continuent l'acquisition. La simultanéité de l'acquisition est assurée par le signal de déclenchement commun. Cependant, il subsiste un problème non résolu de perte de synchronisation. Il a deux origines : la carte d'acquisition utilisée pour le signal de la cathode n'est pas du même type que celles utilisées pour les anodes. La nature stochastique de l'émission radioactive fait que deux photons peuvent être émis à n'importe quel intervalle de temps. La durée entre deux événements peut être égale à celle du signal de déclenchement ( $3 \mu\text{s}$ ). Un second signal de déclenchement est envoyé aux 3 cartes d'acquisition, juste après le front descendant du premier. Il arrive que certaines cartes ne le prennent pas en compte. Dans ce cas, les événements mesurés par la cathode ne correspondent plus à ceux mesurés à l'anode : la synchronisation des cartes est perdue. La solution utilisée actuellement est un contrôle logiciel du spectre bi-paramétrique amplitude cathode vs amplitude anode et un redémarrage de l'acquisition le cas échéant.



### IV.1.2 Calibration de l'électronique de traitement

- Les cartes bi-paramétriques et les circuits de lecture (du préamplificateur aux cartes bi-paramétriques) ont été calibrés. Une impulsion de courant est délivrée par un générateur piloté par LabView sur une capacité CMOS de 1 pF. Une résistance de 50  $\Omega$  en série permet d'adapter l'impédance. L'acquisition est effectuée par un code LabView sur un second PC. Dans ces conditions, une tension de 36 mV crée une charge équivalente à un photon de 122 keV. Un photon absorbé près de la cathode pour un détecteur de 5 mm polarisé à 400 V induit sa charge pendant environ 600 ns. Les impulsions sont de durée 50, 260, 470, 680, 890 et 1100 ns et d'amplitude négative de -12, -18, -24, -30, -36 et -42 mV (la tension est divisée par 10 avant la plate-forme d'injection). Les gains en amplitude ont été réglés de telle sorte que pour une impulsion donnée, chaque carte donne environ la même amplitude, ce qui permet des comparaisons quantitatives entre les voies. Par contre, les cartes ne possèdent pas de gain réglable sur la voie temps. La Figure 63 montre le résultat de calibration des 16 cartes bi-paramétriques dédiées à la mesure des signaux issus des anodes.

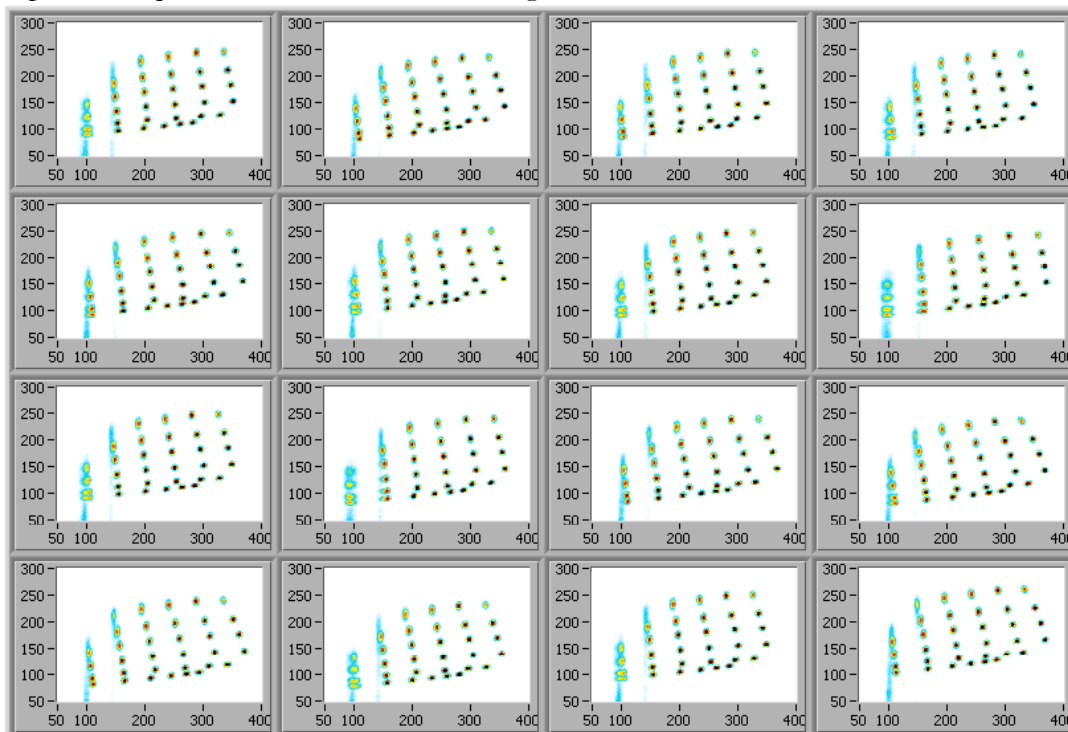


Figure 63 : Calibration des 16 circuits de lecture (du préamplificateur aux cartes bi-paramétriques). Chaque point représente une série d'impulsions. Les impulsions sont d'amplitude négative de -1.2, -1.8, -2.4, -3.0, -3.6 et -4.2 mV et de durée 50, 260, 470, 680, 890 et 1100 ns.

On observe plusieurs non-linéarités :

- l'écrasement des temps sur la ligne du bas à pour origine la saturation de la mesure du temps de montée pour les forts courants (temps courts) car les cartes fonctionnent dans une gamme de courant ;
- la pente de chaque colonne signifie que, pour une charge déposée constante, l'amplitude mesurée diminue quand la durée du signal augmente. Cet effet, appelé déficit balistique, est dû au compromis concernant le bruit : le signal, allongé par le filtrage, n'est pas intégré sur toute sa traînée, provoquant une diminution de l'amplitude mesurée pour des temps longs ;

- la courbure de la ligne du haut : à durée de signal constante, le temps de montée mesuré diminue quand la charge déposée diminue. Pour mesurer les temps de montée, le signal filtré est comparé à un seuil fixe. Avec cette technique, plus le courant est faible, plus le temps mesuré est court.

Pour une impulsion correspondant au cas le plus fréquent (photon de 122 keV absorbé près de la cathode i.e. impulsion de  $-36$  mV durant 900 ns) le bruit (à mi-hauteur) en amplitude vaut en moyenne 1.7 % et en temps 3.3 % de l'amplitude mesurée. Ce bruit est principalement dû au préamplificateur de charge.

### IV.1.3 Plate-forme et connectique

Les électrodes du détecteur doivent être connectées à un circuit de lecture. Le détecteur est posé sur un support : une plate-forme en téflon ou en céramique pour une meilleure planéité. Nous avons utilisé trois types de contacts entre les plots de la plate-forme et les électrodes du détecteur.

- Le collage manuel de plots de polymère conducteur sur la plate-forme. C'est la méthode classiquement utilisée au laboratoire. Elle fonctionne correctement pour des gros pixels mais trouve ses limitations pour des pas inférieurs à 2 mm.
- Le dépôt avec une seringue de gouttes de silicone permet de travailler avec des pas plus petits. Néanmoins, les petits détecteurs restent difficiles à aligner.
- Le collage avec un polymère conducteur. Cette méthode peut être utilisée sur des détecteurs avec des petits pas, des petits détecteurs, et résout les problèmes d'alignement. Cependant, elle nécessite un processus plus complexe et moins flexible.

#### *Plots de silicone chargée*

La Figure 64 montre le résultat d'un dépôt de gouttes de silicone chargé conducteur sur une plate-forme en céramique avec une seringue. Les plots ont un diamètre apparent de  $1970 \pm 10$   $\mu\text{m}$  et une épaisseur de 100 - 150  $\mu\text{m}$ . Leur structure ressemble à un « cratère » présentant une première crête de 130  $\mu\text{m}$  de large et une colline centrale de 800  $\mu\text{m}$  de diamètre. Le profil (convolué par la forme de la pointe de l'appareil de mesure) montre une épaisseur du dépôt de 110  $\mu\text{m}$  au plus haut et 95  $\mu\text{m}$  dans le creux. La résistance entre deux plots mesurée avec un ohmmètre est supérieure à la sensibilité de l'appareil.

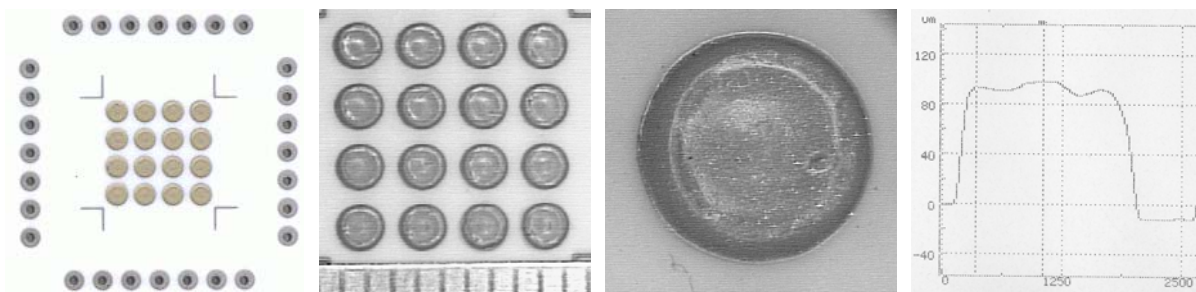


Figure 64 : Dépôt de silicone sur la plate-forme céramique (à gauche), vue à la binoculaire (au centre) et au microscope (à droite). A droite, la topographie du dépôt.

Les tests de spectrométrie effectués avec ces gouttes ont donné de bons résultats. Le principal intérêt de cette méthode par rapport au collage est sa flexibilité. Cependant, comme elle ne résout

pas les problèmes d'alignement pour les petits détecteurs, nous avons plutôt utilisé le collage des détecteurs.

### ***Collage du détecteur avec un polymère conducteur : « Polymer Flip Chip Bonding »***

La troisième solution testée est le collage des détecteurs sur la plate-forme céramique avec une colle époxy chargée en argent par la technique du « Polymer Flip Chip Bonding » [Jordanov, 2001]. Avec cette technique, les plots de polymère sont sérigraphiés<sup>1</sup>. Cette technique est décrite Figure 65. Les schémas sont issus de la publication de Jordanov et ne sont pas à l'échelle.

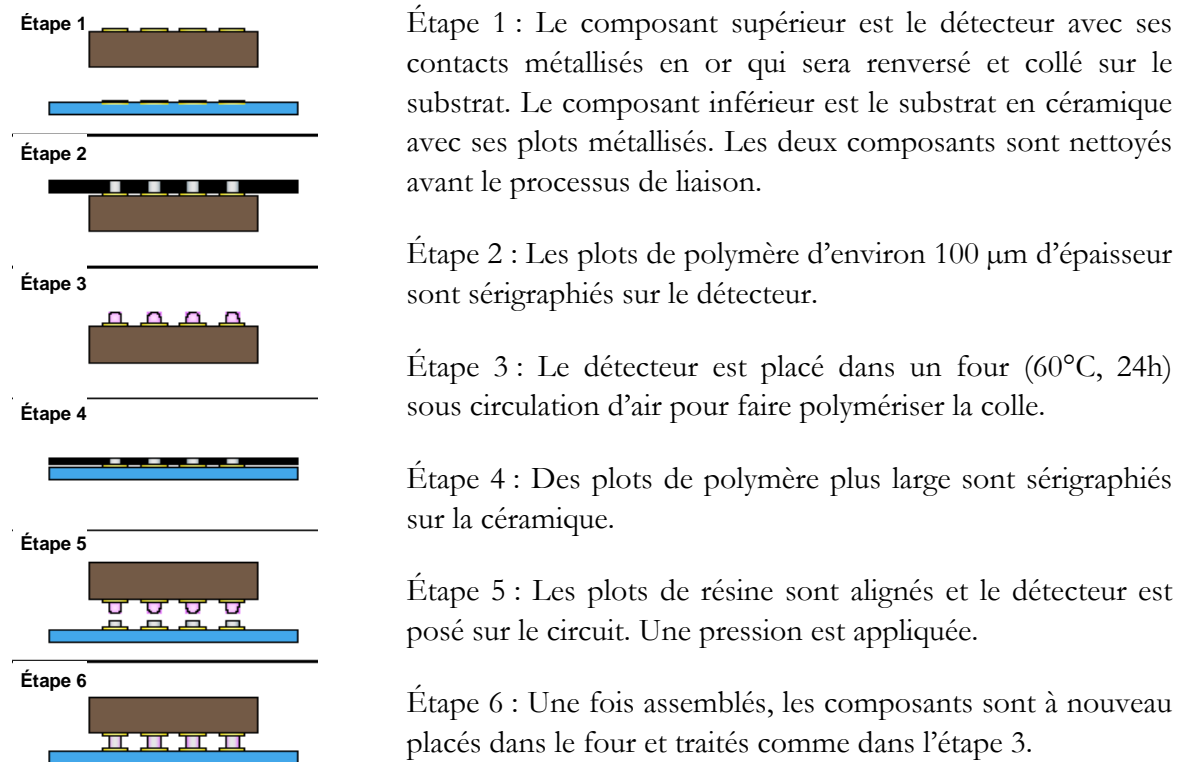


Figure 65 : Polymer Flip Chip Bonding [Jordanov, 2001].

La sérigraphie de colle permet de réaliser des plots de 100  $\mu\text{m}$  espacés de 50  $\mu\text{m}$ . La colle utilisée est bien connue au laboratoire, en termes de performance et de vieillissement, et a notamment été utilisée pour coller les 16384 détecteurs CdTe du détecteur ISGRI [Limousin, 2000] du satellite INTEGRAL. A cause de la forte viscosité de la colle, la taille limite actuelle des plots est de 1 mm. Par ailleurs, la température de polymérisation doit être suffisamment basse pour ne pas dégrader les performances du détecteur.

Des gouttes de colle ont été sérigraphiées sur un substrat en verre (Figure 66) pour être caractérisée. Leur diamètre apparent est  $1110 \pm 25 \mu\text{m}$  (avec un masque de 1.2 mm). Le profil topographique obtenu est assez étonnant : une « cassure » se situe environ au milieu de la goutte. Chaque goutte présente une première bosse de 40  $\mu\text{m}$ , puis un creux de 30  $\mu\text{m}$ , une « antécime » de 130  $\mu\text{m}$  et un pic de 160  $\mu\text{m}$ . Cette topographie est bien sûr convoluée par la forme de la pointe : la topographie réelle doit être bien plus marquée. Cette forme peut être due au retrait du masque en acier (car la colle est très visqueuse).

<sup>1</sup> La sérigraphie est une technique d'impression qui consiste à faire passer la colle au travers d'un pochoir

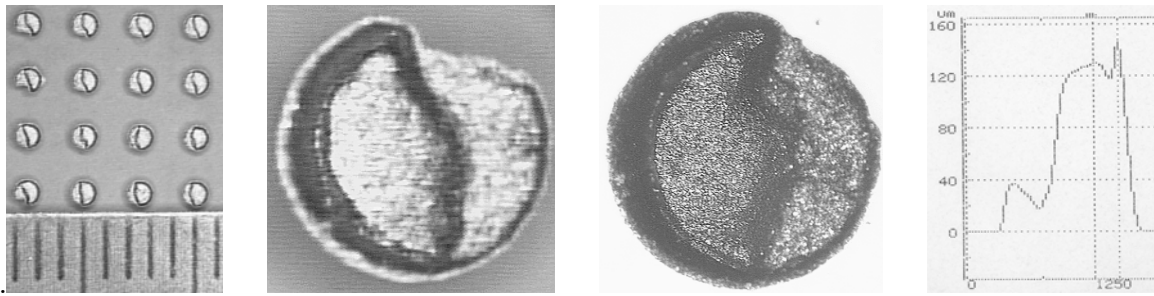


Figure 66 : Colle conductrice déposée par sérigraphie sur un substrat en verre, observée à la binoculaire (à gauche), au microscope (au centre), et topographie (à droite).

La Figure 67 montre le résultat final du collage d'une plaque de verre sur un substrat en céramique par « polymer flip chip bonding ».

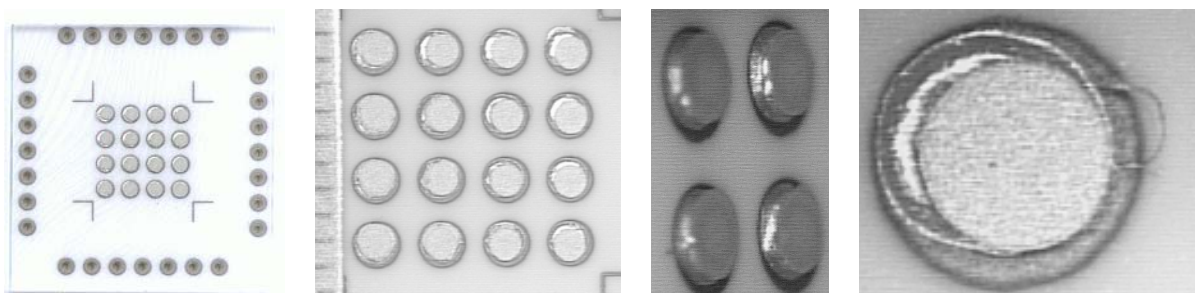


Figure 67 : Collage par « PFC » d'une plaque en verre sur un substrat en céramique.

Le détecteur collé sur la céramique (Figure 68) est ensuite facilement manipulable. Cependant, un coin du détecteur présenté a été abîmé lors de l'alignement mécanique, ce qui montre qu'il faut apporter le plus grand soin pendant la manipulation de ces détecteurs, qui restent fragiles. Les tests de spectroscopie effectués sur un détecteur collé par PFC montrent de bons résultats.

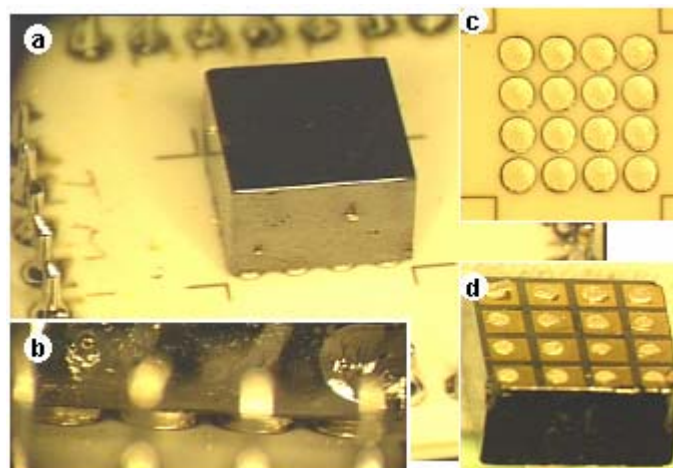


Figure 68 : Détecteur collé sur la plate-forme céramique par PFC (a) et gros plan sur les plots de colle (b). Les photos c et d montrent les plots de colle sur une céramique et un détecteur après décollement.

## IV.2 Etudes avec le banc 2D

Les critères de performance des détecteurs sont la résolution en énergie, l'efficacité et la résolution spatiale. Nous déterminons les performances des détecteurs avec 3 études.

- **Etude spectrométrique.** Avec la source  $^{57}\text{Co}$  collimatée au-dessus de chaque anode, nous mesurons des spectres bi-paramétriques pour chaque voie. Nous pouvons comparer les résolutions en énergie obtenues en fonction de la mesure de profondeur d'interaction utilisée. Cette mesure donne les performances intrinsèques de chaque voie.
- **Etude de l'homogénéité de la réponse du détecteur.** En déplaçant la source très collimatée sur la surface du détecteur, nous étudions les zones d'influence de chaque anode et l'homogénéité de la charge mesurée. Les zones d'influence des anodes déterminent la résolution spatiale du détecteur. L'inhomogénéité de la charge mesurée limite la résolution en énergie.
- **Etude du partage de charges.** Lors de la même acquisition, nous localisons et quantifions le partage de charges entre les anodes qui dégrade soit la résolution en énergie, soit l'efficacité du détecteur.

Pour chaque interaction d'un photon dans le détecteur, la valeur de l'amplitude de chaque anode est comparée à un seuil fixé arbitrairement à 15 keV (Figure 69).

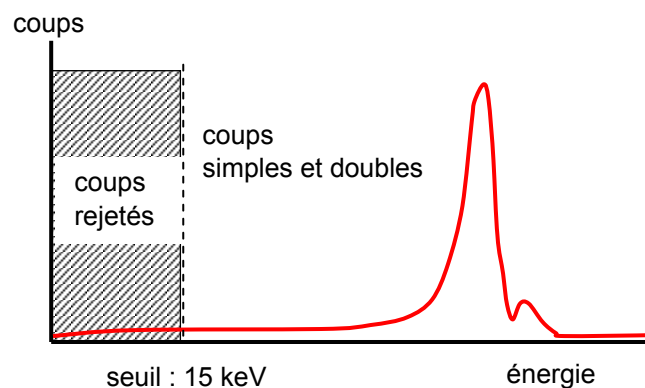


Figure 69 : Pour chaque interaction, on compare l'amplitude mesurée pour chaque anode à un seuil. Il y a 3 possibilités :

- 1) une seule amplitude est supérieure au seuil (cas le plus courant).
- 2) plusieurs amplitudes sont supérieures au seuil (partage de charges)
- 3) aucune amplitude n'est supérieure au seuil (l'évènement est rejeté).

Si l'amplitude d'une seule anode est supérieure au seuil, on considère que le photon a été détecté par une seule anode. Si deux (ou plus) amplitudes sont supérieures au seuil, la charge est considérée comme partagée. Si toutes les amplitudes mesurées sont inférieures au seuil, l'évènement est rejeté. Ces évènements sont alors considérés comme du bruit.

### IV.2.1 Etude spectrométrique

Cette étude est réalisée avec une source de  $^{57}\text{Co}$  collimatée au-dessus de chaque anode. Nous utilisons soit un collimateur en plomb (0.5 mm de diamètre), soit des collimateurs en tungstène (entre 1 mm et 4 mm de diamètre). L'objectif de cette étude est de comparer les différentes méthodes de mesure de la profondeur d'interaction en fonction de la taille des anodes.

Le paramètre de sortie est la résolution en énergie de chaque voie. La Figure 70 montre les différents spectres bi-paramétriques mesurés :

- le spectre bi-paramétrique temps anode vs amplitude anode. (a) ;
- le spectre bi-paramétrique temps cathode vs amplitude cathode (b) ;
- le spectre bi-paramétrique amplitude cathode/amplitude anode vs amplitude anode (c) ;
- le spectre bi-paramétrique temps cathode + temps anode vs amplitude anode (d) ;
- le spectre bi-paramétrique amplitude cathode vs amplitude anode (e) ;
- par ailleurs, la somme des amplitudes des anodes en cas de partage de charges donne un spectre de partage de charges (f) ;
- les spectres conventionnels sont déduits des spectres bi-paramétriques.

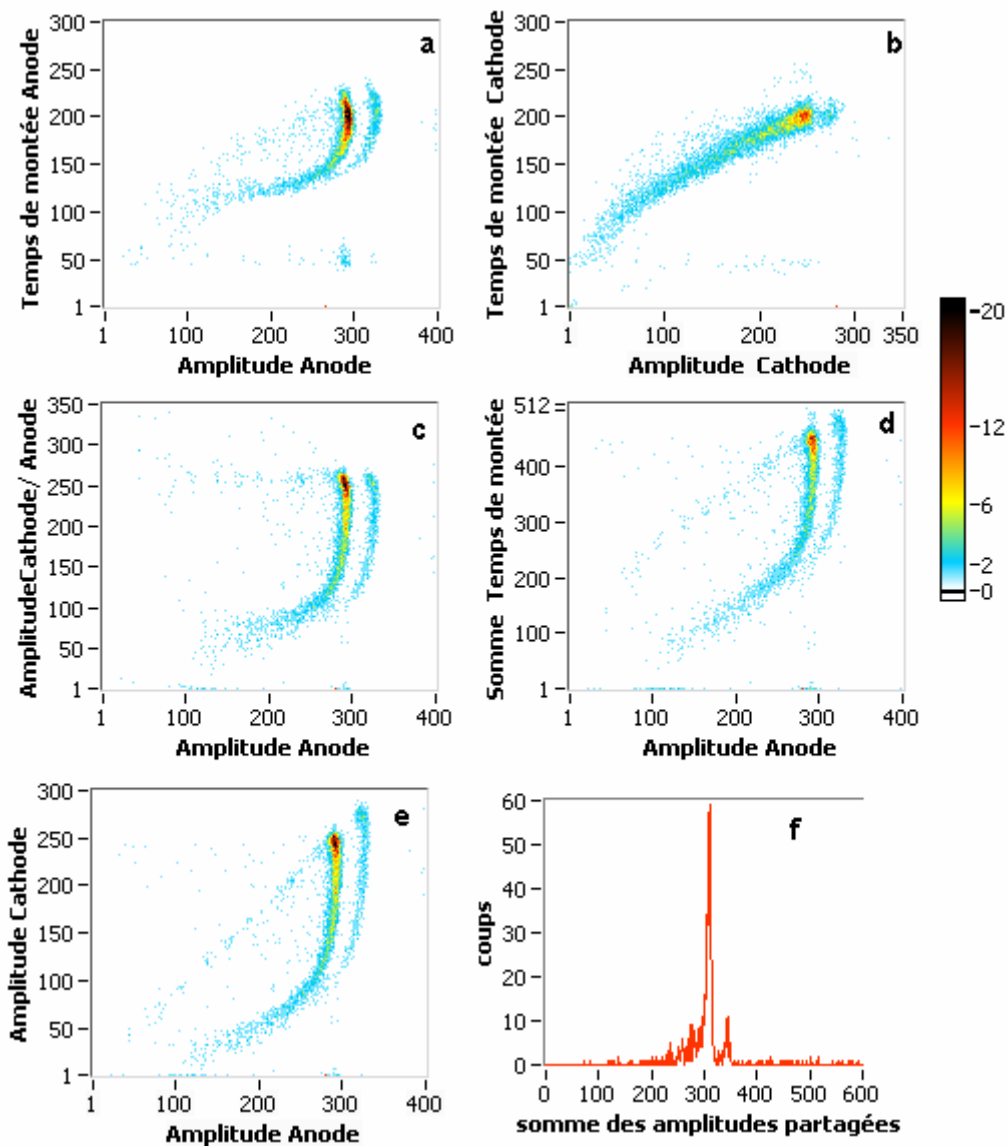


Figure 70 : Spectres bi-paramétriques mesurés : temps de montée anode vs amplitude anode (a), temps de montée cathode vs. amplitude cathode (b), rapport des amplitudes cathode/anode vs amplitude anode (c), somme des temps de montée cathode et anode vs. amplitude anode (d), temps de montée cathode vs amplitude cathode (e). En cas de partage de charges, les amplitudes de chaque anode sont sommées (f)

Un code spécifique a été développé pour cette application avec le logiciel LabView [Internet @2]. La fenêtre d'acquisition est représentée Figure 71. Nous choisissons notamment les voies à irradier, la durée de l'acquisition (typiquement entre 60 s et 600 s par voie) et le seuil. Durant l'acquisition, nous visualisons simultanément différents spectres bi-paramétriques pour la voie irradiée ainsi que le spectre conventionnel (en énergie) mesuré à l'anode, celui mesuré à la cathode et les histogrammes des temps mesurés à l'anode, à la cathode et des rapports des amplitudes cathode / anode. A la fin de l'acquisition pour chaque voie numérotée de 0 à 15, nous pouvons visualiser l'ensemble de 16 spectres bi-paramétriques temps anode vs. amplitude anode pour chacune des 16 anodes (Figure 72). Dans cet exemple, le collimateur mesure 3 mm et le pas des pixels est de 2.5 mm, ce qui explique que, lorsqu'un pixel est irradiée, les pixels environnants comptent aussi des photons.

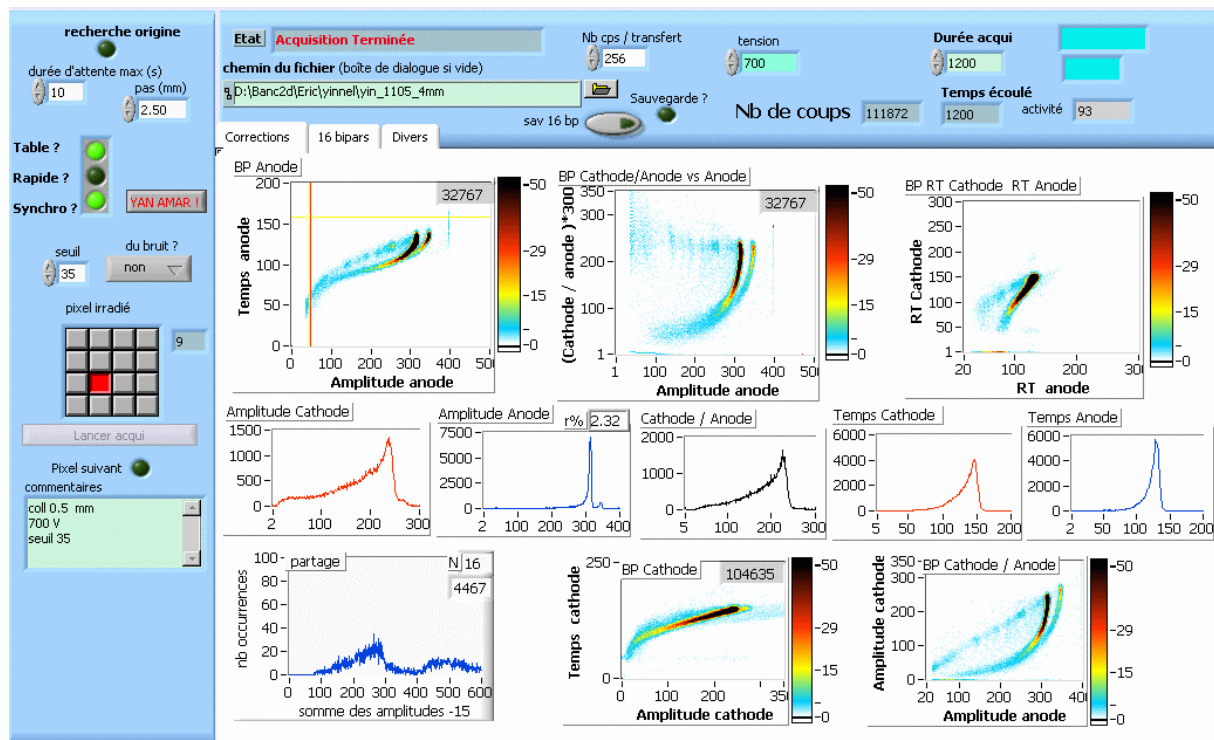


Figure 71 : Fenêtre d'acquisition LabView. Différents spectres bi-paramétriques, en énergie et en profondeur sont enregistrés simultanément.



Figure 72 : Acquisition sous LabView. Visualisation des 16 spectres bi-paramétriques temps anode vs amplitude anode pour chacune des 16 anodes. Le collimateur est situé au-dessus de la voie 9 (schématisé par le disque rouge).

## IV.2.2 Cartographies d'homogénéité et partage de charges

Ces cartographies permettent de connaître les limites de la résolution spatiale à travers les zones d'influence des pixels et les limites de la résolution en énergie à travers l'homogénéité de la charge mesurée. Avec ces cartographies, on peut détecter d'éventuelles zones bruyantes, et caractériser le partage de charges. Les mesures présentées ont été réalisées avec des détecteurs ayant des défauts notables, pour mettre en évidence leur intérêt.

Un second code LabView a été développé pour mesurer ces cartographies. Elles sont toutes réalisées lors d'une seule acquisition. La source de  $^{57}\text{Co}$  collimatée (0.5 mm, Pb) est déplacée par pas (habituellement 0.25 mm) sur toute la surface du détecteur. Pour chaque position de la source, une acquisition est effectuée pendant une durée de 20 s. Pour chaque interaction, la valeur de l'amplitude de chaque anode est comparée à un seuil fixé arbitrairement à 15 keV.

- Si l'amplitude d'une seule anode est supérieure au seuil, on considère que le photon a été détecté par une seule anode.
- Si deux amplitudes au moins sont supérieures au seuil, la charge est considérée comme partagée.
- Si toutes les amplitudes mesurées sont inférieures au seuil, l'évènement est rejeté. Ces évènements sont considérés comme du bruit.

Pour chaque position de la source, nous connaissons le nombre d'évènements collectés par chaque anode, le nombre d'évènements partagés et le nombre d'évènements en dessous du seuil. Pour l'ensemble des positions de la source, on obtient finalement des cartographies :

- du nombre d'évènements collectés par chaque anode (Figure 73 pour une voie, Figure 74 pour chacune des 16 voies, et Figure 75 pour l'ensemble des voies). La diffusion des photons



dans le détecteur fait qu'un pixel mesure des coups même si la source est localisée sur un pixel voisin (Figure 73). Cette cartographie montre aussi si le champ électrique dirige les charges vers un pixel. Ainsi, sur la Figure 74, des coups qui devraient être collectés par le pixel 12, le sont par le pixel 9. Pour ce même détecteur, la cartographie d'efficacité de l'ensemble des voies (Figure 75) montre qu'une voie et un coin collectent mal les charges.

- du nombre d'évènements partagés (Figure 76). Comme on peut s'y attendre, sur cet exemple le partage de charges est plus important entre les anodes que sur les anodes.
- du nombre d'évènements rejetés (Figure 77). Sur l'exemple présenté, ces évènements sont nombreux entre les anodes, peut-être à cause du partage et de la perte de charges. On remarque aussi une zone partiellement bruyante dans un coin.
- du nombre de coups comptés par la cathode (Figure 78) qui intègre l'ensemble de ces évènements.

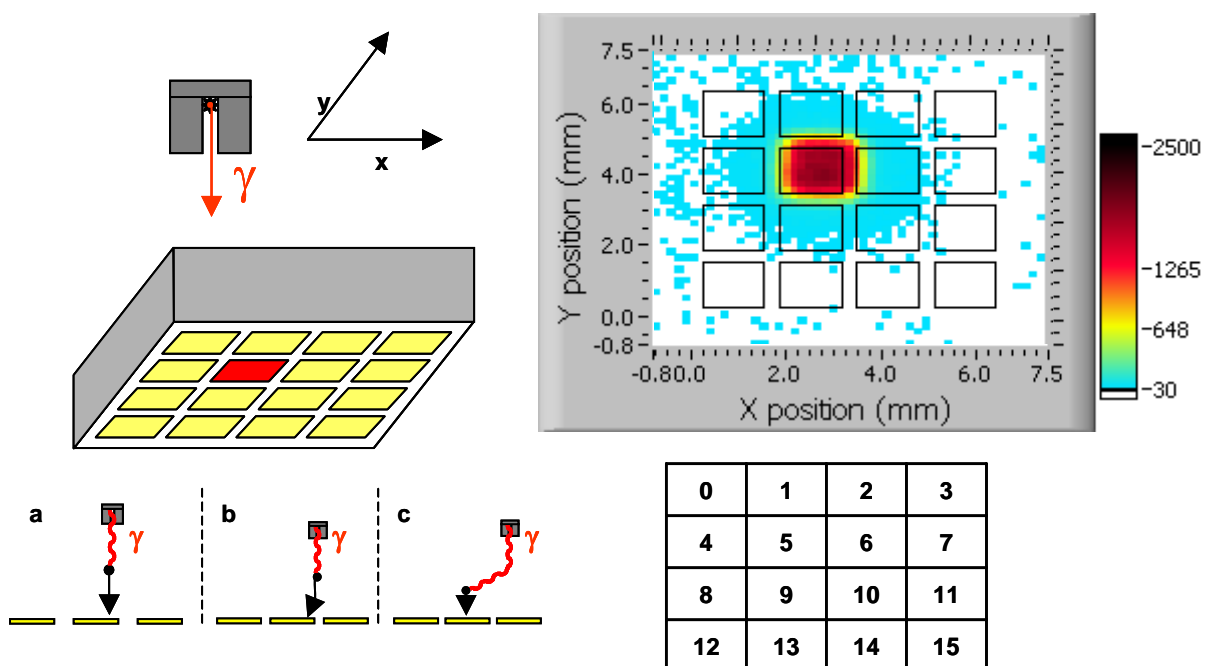


Figure 73 : Cartographie des évènements collectés par la seule voie 5 en fonction de la position de la source. Les carrés noirs représentent les anodes. Le principe de l'acquisition est schématisé à gauche : la source se déplace au-dessus du détecteur et nous traçons, pour chaque position de la source, le nombre de coups détectés uniquement par la voie 5 (en rouge sur le schéma). La numérotation des voies est rappelée dans le tableau situé en dessous du diagramme. Les évènements pris en compte concernent principalement les interactions suivantes : l'effet photoélectrique au-dessus de l'anode (a), entre deux anodes mais collecté par la voie 5 (b) ou diffusé cohérent (c). Des coups sont mesurés par ce pixel même quand la source est au-dessus d'un pixel voisin à cause de la diffusion des photons.

Par ailleurs, pour chaque position de la source, nous mesurons le spectre conventionnel de chaque voie. Pour l'anode qui a compté le plus de coups, nous mesurons le canal du maximum du spectre. Pour l'ensemble des positions de la source, on obtient finalement des cartographies :

- de l'anode qui compte le plus de photons en fonction de la position de la source (Figure 80). En théorie, cette anode doit être celle située en dessous de la source. Dans l'exemple présenté, le détecteur de gauche est assez homogène, contrairement à celui de droite, où l'on peut imaginer que le champ électrique n'est pas homogène.

- des canaux maximum du spectre en fonction de la position de la source (Figure 79). Cette cartographie donne une idée de l'homogénéité de la CIE entre plusieurs pixels et sur un même pixel. Elle donne donc une idée de la résolution en énergie que l'on pourra espérer. Le détecteur présenté sur la Figure 79 est plutôt inhomogène, et le coin en bas à droite ne collecte pas les charges.

Ces mesures sont complémentaires. Les zones d'influence des pixels montrent l'existence éventuelle d'un champ électrique non homogène. Elles sont visibles à la fois sur la cartographie des événements mesurés par une seule voie (Figure 74) et sur celle des voies qui ont mesuré le plus de coups pour chaque position de la source (Figure 80). De même, sur les Figure 73, Figure 74 et Figure 75 réalisées sur le même détecteur, on voit que le coin en bas à droite est bruyant, collecte mal les charges et a donc un spectre en énergie dont le pic est très bas.

Cette approche, qui consiste à comparer l'amplitude du signal mesuré à un seuil fixe, n'est valable que si le canal du pic 122 keV est le même pour toutes les voies, quelle que soit la position de la source. Cependant, si le gain physique du détecteur (la CIE) diffère trop entre différentes voies, cette comparaison n'a plus de sens. Les cartes électroniques ont été calibrées pour que chaque voie de mesure ait le même gain. La carte des canaux des maxima des spectres (Figure 79) donne une bonne indication sur la légitimité de cette approche. Une solution (non testée) serait de calibrer chaque voie en énergie pour chaque détecteur.

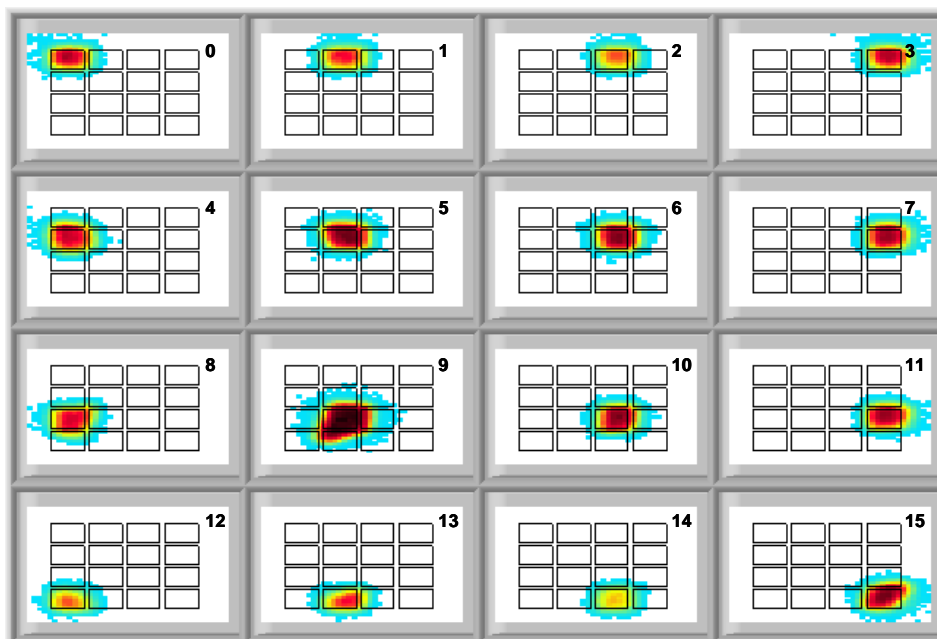


Figure 74 : Cartographie des événements collectés par chaque voie en fonction de la position de la source. Chaque diagramme représente l'acquisition d'une seule voie. Les carrés noirs représentent les anodes. Sur cet exemple, des coups qui devraient être mesurés par le pixel 13 le sont par le pixel 9. Cet effet peut être imputable à un champ électrique local qui guiderait les charges vers le pixel 9. Le pixel 14 est peu efficace et le coin de la voie 15 ne collecte pas les charges.

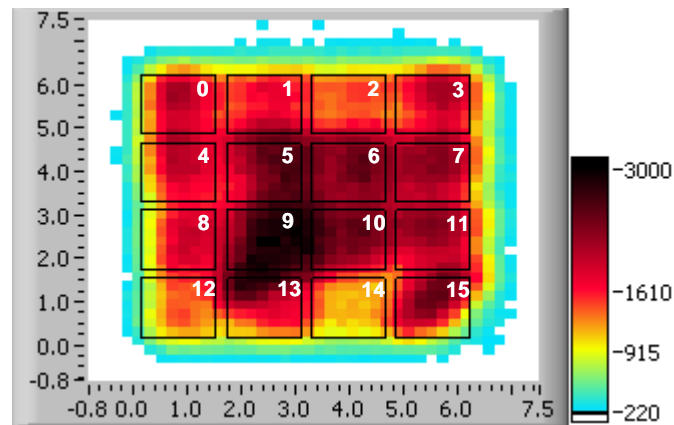


Figure 75 : Cartographie d'efficacité du détecteur réalisée en sommant les 16 diagrammes de la Figure 74. Dans ce diagramme, l'information de la voie qui a collecté les photons est perdue. Sur cet exemple, le pixel 14 est peu efficace et le coin de la voie 15 ne fonctionne pas.

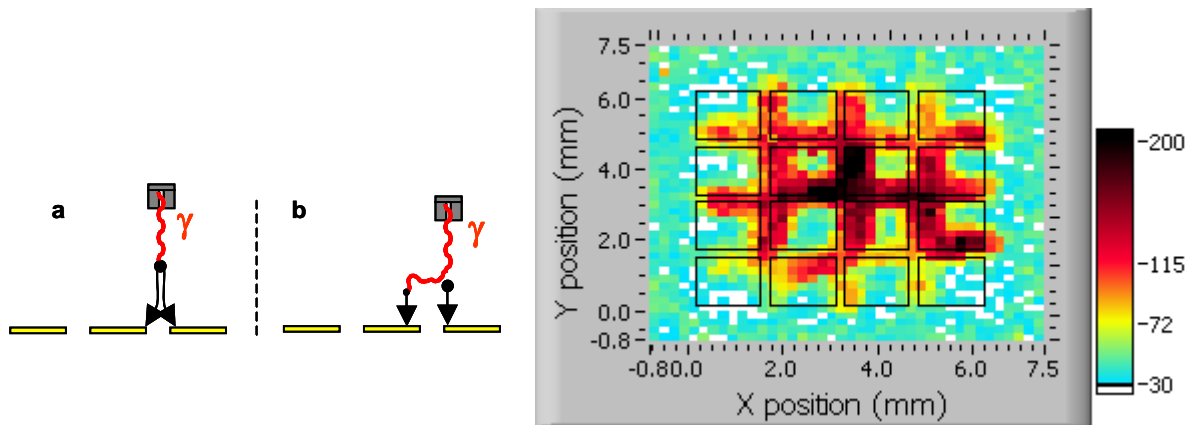


Figure 76 : Cartographie des événements collectés par deux voies ou plus, en fonction de la position de la source. Les événements pris en compte concernent les interactions pour lesquelles le nuage se partage entre deux anodes (a), ou les interactions photoélectrique ou Compton pour lesquelles le photon secondaire part sur un pixel voisin (b). Les carrés noirs représentent les anodes. Le partage est maximum entre les anodes.

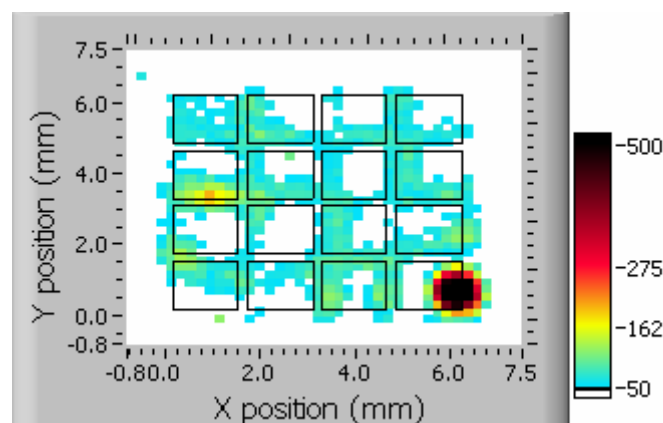


Figure 77 : Cartographie des événements dont l'amplitude mesurée est inférieure au seuil. Dans cet exemple, le coin en bas à droite est bruyant.

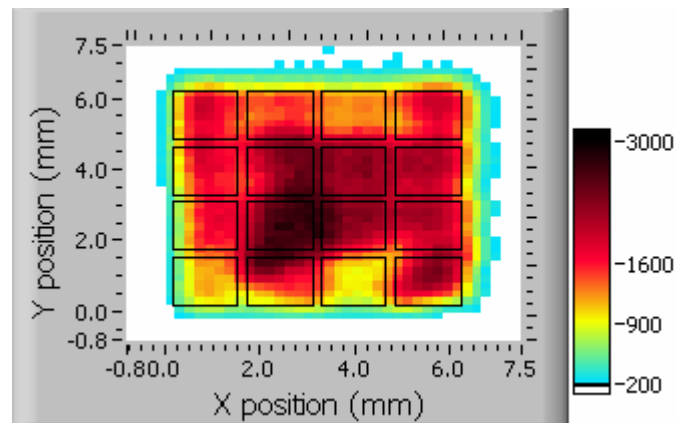


Figure 78 : Cartographie des coups mesurés à la cathode. Equivalent à la somme des charges collectées par une seule anode (Figure 75) et des événements partagés (Figure 76). Le manque d'efficacité de la voie 14 est visible.

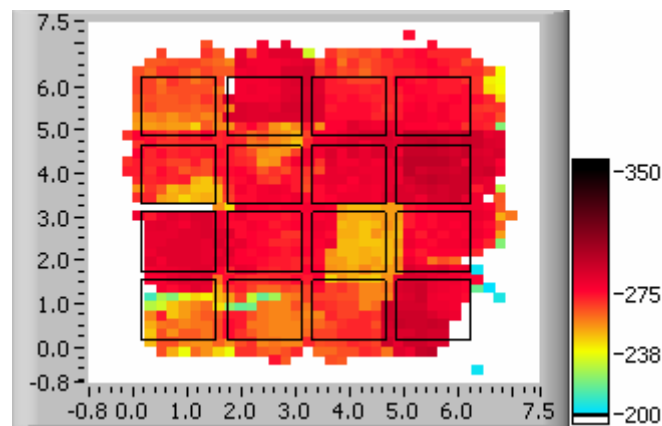


Figure 79 : Cartographie des canaux des maxima des spectres conventionnels. Dans les zones où ce canal varie trop au-dessus d'un pixel, le spectre conventionnel est élargi.

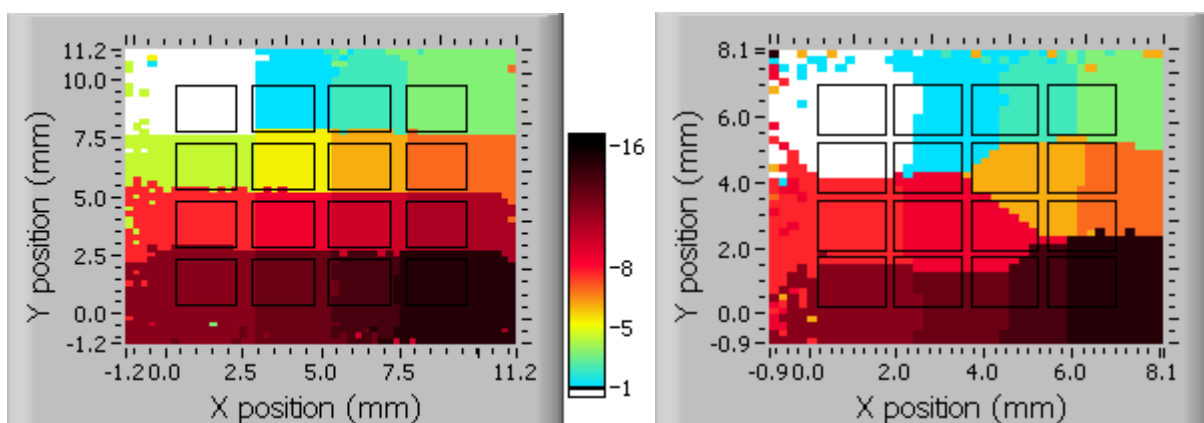


Figure 80 : Cartographie de la zone d'influence des pixels. Chaque couleur représente une voie. Pour chaque position de la source, ce diagramme montre la voie qui a compté le plus d'événements. A gauche : diagramme pour un détecteur correct. A droite : détecteur moins correct : les zones d'influence des pixels se recouvrent : l'information sur la position d'interaction du photon est dégradée.

### IV.3 Quelques pistes pour améliorer le banc de test

L'objectif de ce court paragraphe est de proposer des améliorations pour le banc 2D ou pour un prochain banc.

- La première et nécessaire amélioration à apporter au banc de test concerne la synchronisation des cartes d'acquisition. Cette synchronisation est nécessaire pour mesurer des spectres bi-paramétriques cathode – anode et pour le partage de charges.
- Des électrons qui migrent vers une anode induisent un signal bipolaire sur les anodes voisines. Comme les cartes bi-paramétriques ne sont pas bipolaires, seule la partie positive de ces signaux est mesurée, ce qui pose des problèmes dans le traitement du partage de charges (cet aspect sera discuté au chapitre V). Une future électronique devra traiter convenablement ces signaux.
- En ajoutant un pilotage de la tension appliquée par le PC, on pourrait extraire par spectrométrie gamma (voir chapitre II) les propriétés de transport locales des électrons dans le matériau. Cette mesure serait intéressante pour corréler les cartographies établies précédemment avec les propriétés du matériau.
- Les caractéristiques courant-tension pourraient être mesurées pour chaque anode sur ce banc de test. Pour ce faire, il serait nécessaire d'enlever la capacité qui supprime le courant de fuite (C1 sur la Figure 59 dans le paragraphe IV.1.1). Cette suppression n'est possible que si le courant de fuite de chaque anode ne sature pas le préamplificateur, c'est à dire si le détecteur est suffisamment résistif. En pratique, avec nos préamplificateur, le courant ne doit pas dépasser 20 nA. Dans ce cas, en faisant varier la tension de polarisation, on pourrait mesurer les caractéristiques  $I(V)$  pour chaque anode. Il faut préalablement montrer que cette modification n'augmente pas le bruit électronique.

Un intérêt supplémentaire des deux dernières propositions est d'effectuer les principales caractérisations des détecteurs sur le même banc de test.

### IV.4 Conclusion du chapitre IV

Pour tester les détecteurs monolithiques élaborés avec différents matériaux et différentes tailles de pixels, nous utilisons un banc de test 2D dédié. Il contient 17 voies de mesures spectrométriques, pour les 16 anodes et pour la cathode, et donne, pour chaque évènement dans le détecteur, l'amplitude et le temps de montée du signal issu de chaque électrode. Les voies électroniques de mesures ont été calibrées pour permettre de comparer les pixels entre eux. Une connectique spécifique a été développée. L'acquisition est pilotée par LabView.

Deux codes ont été développés pour caractériser les détecteurs. Le premier permet de mesurer la résolution en énergie de chaque voie et de comparer les différentes méthodes de mesure de la profondeur d'interaction du photon dans le détecteur. Le second effectue une cartographie de l'ensemble de la surface du détecteur et permet d'étudier l'homogénéité de sa réponse à travers les zones d'influence de chaque anode, l'homogénéité de la charge mesurée, de l'efficacité, et la localisation et la quantification du partage de charges entre les anodes. Tous ces paramètres influent sur les performances des détecteurs, c'est à dire la résolution en énergie, l'efficacité et la résolution spatiale.

## Références bibliographiques du chapitre IV

**Jordanov** T. V., Macri J. R., Clayton J. E., Larson K. A., *Multi-electrode CZT detector packaging using polymer flip chip bonding*, Nucl. Instr. Meth. A 2001. 458 p. 511-517

**Limousin** O., Blondel C., Crétolle J., Dzitko H., Laurent P., Lebrun F., Leray J. P, Arques M., Baffert N., Mathy F. et al., *The ISGRI CdTe gamma-ray camera: first steps*, Nucl. Instr. Meth. A, 2000. 442(1-3) p . 244-249

**Montémont**, G., Rostaing, J.-P., Verger, L., *Experimental comparison of discrete and CMOS charge sensitive preamplifiers for CZT radiation detectors*, IEEE Trans. Nucl. Sci., 2003. 50(4) p. 936 – 941.

**Roue**, David, *Banc de spectrométrie 16 voies pour caractérisation de détecteur CdZnTe*, Rapport interne, DSIS/SSBS 02.364, 2002.

**Verger**, L., Gentet, M.C., Gerfault, L., Guillemaud, R., Mestais, C., Monnet, O., Montemont, G., Petroz, G., Rostaing, J.P., Rustique, J., *Performance and perspectives of a CdZnTe-based gamma camera for medical imaging*, IEEE Trans. Nucl. Sci., 2004. 51(6) p. 3111 - 3117

## Sites Internet :

@1 Carte d'acquisition Datel, <http://www.datel.com/data/boards/pci416.pdf>

@2 Site de National Instrument, LabView, <http://www.ni.com/labview/>



# CHAPITRE V

## Etude des détecteurs monolithiques

### *Sommaire*

Chapitre V	Etude des détecteurs monolithiques .....	112
V.1	Influence des défauts du matériau et des contacts .....	112
V.1.1	Les défauts du matériau .....	112
V.1.2	Les contacts.....	115
V.1.3	Caractéristiques courant-tension.....	117
V.1.4	Conclusion sur les défauts .....	118
V.2	Comparaison de plusieurs matériaux .....	118
V.2.1	Résolution en énergie et mesure de la profondeur d'interaction .....	119
V.2.2	Résolution spatiale et efficacité .....	129
V.2.3	Conclusion sur le matériau .....	131
V.3	Influence du pas des anodes.....	133
V.3.1	Etude théorique.....	134
V.3.2	Etude expérimentale.....	135
V.3.3	Conclusion sur la géométrie du détecteur .....	137
V.4	Etude du partage de charges entre les anodes .....	138
V.4.1	Etude du nuage électronique.....	138
V.4.2	Les phénomènes dans le détecteur .....	142
V.4.3	Comparaison expérimentale .....	145
V.4.4	Conclusion sur le partage de charges .....	149
V.5	Conclusion du chapitre V .....	150

### *Résumé :*

Nous étudions dans ce chapitre expérimentalement l'influence des défauts du matériau et des contacts, du type de matériau (CdTe:Cl-THM, CdZnTe-HPBM et CdZnTe-MVBM) et du pas des électrodes sur les performances spectrométriques des détecteurs : résolution en énergie, efficacité, et mesure de la profondeur d'interaction. Puis, nous simulons le partage de charges entre les anodes.



# Chapitre V Etude des détecteurs monolithiques

## V.1 Influence des défauts du matériau et des contacts

L'objectif de ce paragraphe est d'étudier les corrélations existantes entre les performances spectrométriques des détecteurs et les caractérisations physiques effectuées principalement sur du matériau CdZnTe-HPBM :

- les macrographies infrarouge en transmission, et entre polariseur et analyseur croisés ;
- l'observation des contacts à la binoculaire ;
- la mesure de caractéristique courant – tension.

Dans ce but, nous avons étudié 9 détecteurs CdZnTe-HPBM qui ont tous été collés par « Polymer Flip Chip Bonding » et étudiés avec le banc de test 2D.

### V.1.1 Les défauts du matériau

L'observation du matériau au microscope infrarouge à transmission permet de voir les inclusions de tellure dans le volume. En le plaçant entre un polariseur et un analyseur croisés, nous observons des zones de biréfringence étendues ou localisées correspondant à des zones de contraintes. Les zones étendues sont généralement créées lors de l'élaboration du matériau, (principalement pendant son refroidissement). Les zones localisées se forment surtout autour d'inclusions de tellure (cf. chapitre II.1).

#### a) Inclusions de tellure

Tous les matériaux étudiés contiennent une grande densité d'inclusions de tellure dispersées dans le volume. Nous n'avons observé aucune corrélation entre la densité de ces inclusions et les performances spectrométriques des détecteurs. Une macle traverse de part en part le détecteur présenté Figure 81. Elle est décorée d'inclusions de tellure de forme géométrique de quelques microns de diamètre. Les qualités spectrométriques de ce détecteur ne sont pas altérées par cette macle.

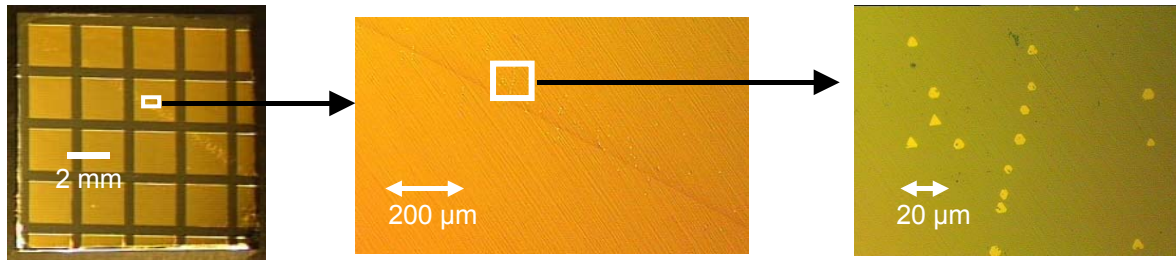


Figure 81 : Inclusions de tellure de formes géométriques, triangulaire et hexagonale

Une zone d'un autre détecteur contient des inclusions alignées sous forme de chaîne. Elles piègent des électrons durant leur migration. La charge finalement collectée est inférieure à la charge déposée comme le montre la mesure de spectres en énergie sur cette zone présentée Figure 82. On observe des coups à basse énergie (Figure 82.2) ou une traînée sur le spectre (Figure 82.3). Cependant, nous ne mesurons aucun déficit du nombre de coups. La cartographie des événements d'amplitude inférieure au seuil en énergie fait ressortir cette zone.

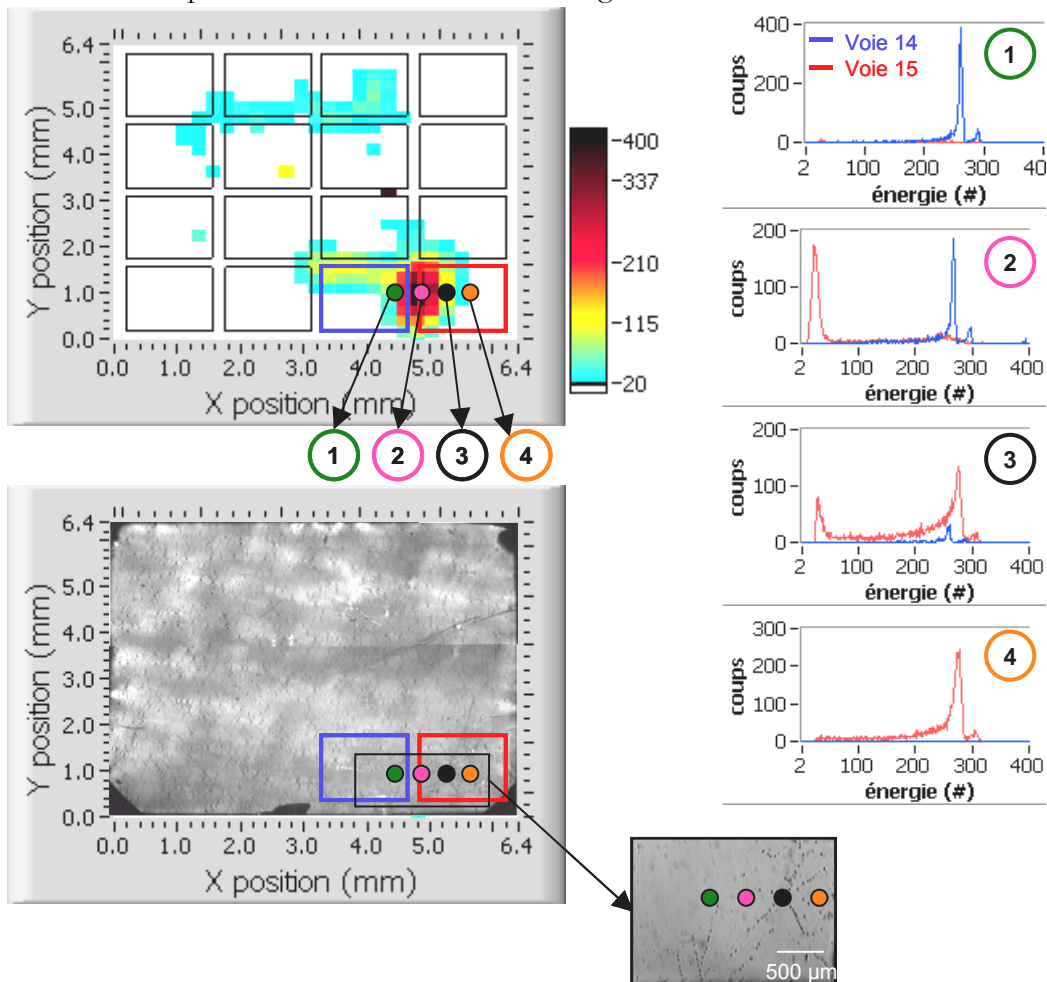


Figure 82 : Cartographie des événements dont l'amplitude est inférieure au seuil en fonction de la position de la source (en haut, à gauche). Les carrés noirs représentent la position des anodes et les carrés bleu et rouge sont les anodes pour lesquelles nous mesurons un spectre en énergie. En bas, à gauche : photo du matériau au microscope infrarouge entre polariseur et analyseur croisés. Un zoom de la zone étudié est présenté en bas à droite. Les disques colorés (qui ne sont pas à l'échelle), sont les 4 zones sur lesquelles nous avons mesuré les 4 spectres en énergie correspondants à droite. Conditions : détecteur T16, tension 500 V collimateur 500 μm de diamètre.

Ces résultats sont en accord avec les études réalisées par Ivanov [Ivanov, 2004], Amman [Amman 2002], Szeles [Szeles 2004] et Luke [Luke, 2004], présentées dans le chapitre II.

b) Champs de contraintes dans le matériau

Plusieurs détecteurs étudiés présentent un grand nombre de zones biréfringentes localisées. Les macroscopies infrarouge en transmission et entre polariseur et analyseur croisés sont présentées pour l'un d'entre eux Figure 83. Nous n'observons pas de corrélation entre ces biréfringentes (figure de gauche) et des inclusions de tellure visibles en transmission (figure de droite). Les performances spectrométriques de ces deux détecteurs sont très mauvaises : les pics des spectres en énergie sont larges.

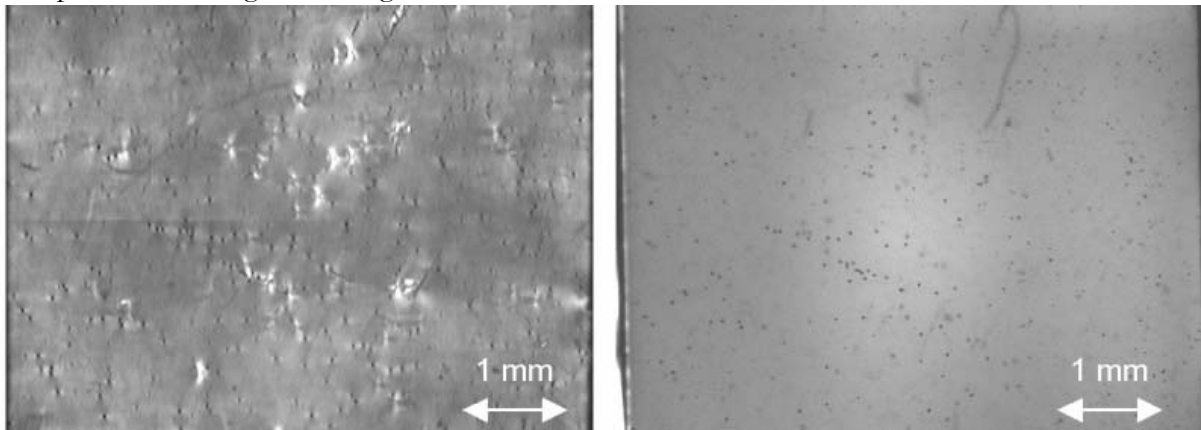


Figure 83 : Photo du matériau au microscope infrarouge entre polariseur et analyseur croisés à (à gauche) et en transmission simple (à droite) (détecteur T12).

Inversement, nous n'avons observé aucune corrélation entre des champs de biréfringence étendus observés pour plusieurs matériaux (T14, T16, T18) et les performances spectrométriques des détecteurs.

Le détecteur caractérisé Figure 84 contient à la fois des zones de contraintes étendues et des zones de contraintes localisées. L'amplitude des signaux mesurés lorsque le collimateur est centré sur une zone de biréfringence localisée est inférieure à celle mesurée pour le reste du détecteur. Des électrons sont piégés, provoquant une traînée vers les basses énergies sur le spectre conventionnel. La zone pour laquelle le piégeage des charges est important est plus grande que la zone de biréfringence. Inversement, nous ne mesurons, aucune dégradation des performances spectrométriques dans les zones de contraintes étendues.

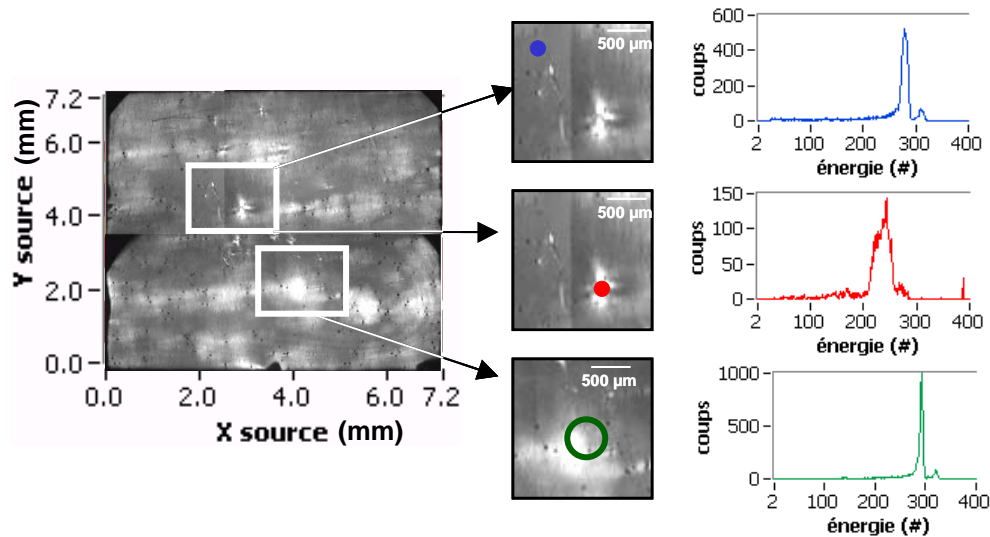


Figure 84 : A gauche : photo du détecteur entre polariseur et analyseur croisés. Au centre : gros plans sur une zone contenant un défaut localisé (en haut) et un défaut étendu (en bas). A droite : spectres en énergie mesurés sur deux zones vers la contrainte localisée (collimateur de 200  $\mu\text{m}$  de diamètre représenté par les disques bleu et rouge) et vers la contrainte étendue (collimateur de 500  $\mu\text{m}$  de diamètre représenté par le cercle vert). Détecteur T16.

### V.1.2 Les contacts

#### a) Observation des contacts à la binoculaire

Tous les détecteurs étudiés possèdent des contacts electroless or. Ils peuvent présenter des bosses dues aux inclusions de tellure présentes en surface, qui peuvent être masquées par l'or ou déboucher en surface. Nous observons aussi des défauts de lithographie (petites structures visibles sur la photo Figure 85) et de gros défauts de formes variées (grandes rayures, bosses débouchant de l'or ou non), généralement liés à des défauts du matériau.

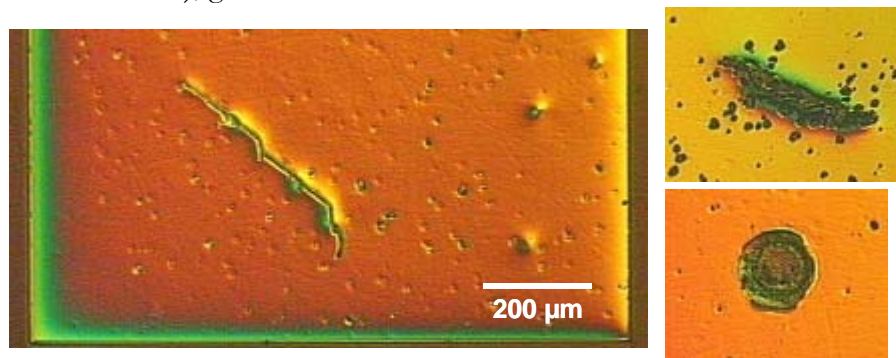


Figure 85 : Observations à la binoculaire de défauts sur les contacts (même échelle pour les trois photos). A gauche, une rayure longue (500  $\mu\text{m}$ , détecteur T16). A droite, deux bosses débouchant de l'or (en haut 300  $\times$  60  $\mu\text{m}$ , en bas 140  $\mu\text{m}$  de diamètre détecteur T20).

Nous n'avons observé aucune corrélation entre la présence ou l'absence de défauts sur les contacts, et les performances spectrométriques des détecteurs. Les anodes photographiées ci-dessus montrent les même performances que leurs voisines sans défaut apparent. L'absence d'or sur une partie d'une anode ne semble pas nuire à la collecte des charges. La couche d'or déposée mesure environ 500 Å. Une couche conductrice de  $\text{AuTe}_2$  est créée par diffusion des atomes d'or sur une profondeur d'environ 1  $\mu\text{m}$  : même le si détecteur est poli et la couche d'or supprimée, le

contact électrique existe encore. C'est pourquoi, l'absence d'or sur une partie de l'anode ne nuit pas au bon contact électrique.

b) Dépendance des performances à la technologie des contacts

Certains détecteurs CdZnTe-HPBM livrés avec leurs contacts electroless or possédaient de nombreux défauts de lithographie et beaucoup de rayures de manipulation. Leurs performances spectroscopiques étaient inhomogènes : quelques anodes donnaient de bons résultats et d'autres de mauvais, voire de très mauvais. Le spectre bi-paramétrique présenté Figure 86 possède un double pic, qui signifie que les propriétés de transport des électrons varient dans une zone du matériau. Pour de nombreuses autres voies, nous avons simplement observé un spectre large ou bruyant. La plupart des voies très rayées étaient bruyantes. Cependant, le spectre bi-paramétrique mesuré à partir du signal cathode lors de la même acquisition ne présente pas cette caractéristique. C'est pourquoi, nous supposons que cette zone se trouve près des anodes. Des électrons qui sont piégés près des anodes ont induit la majeure partie de leur charge sur la cathode, mais ne l'ont pas encore complètement induite sur les anodes, à cause de l'effet pixel.

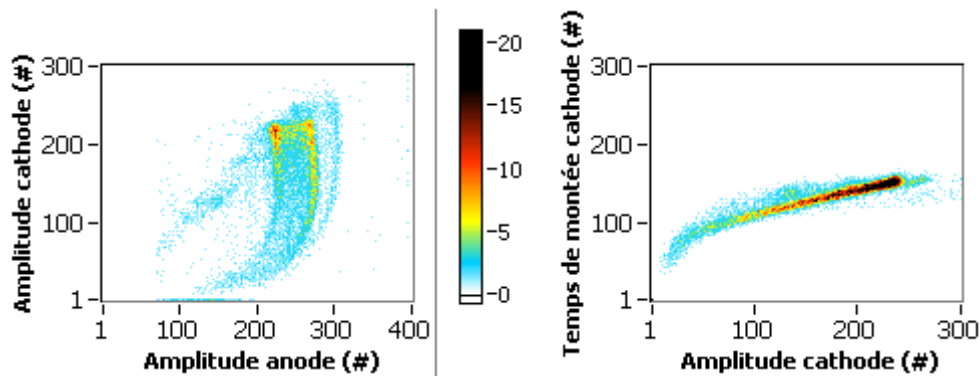


Figure 86 : Spectres bi-paramétriques mesurés à l'anode (à gauche) et à la cathode (à droite). Détecteur T18, tension 500 V, source  $^{57}\text{Co}$ , collimateur tungstène 500  $\mu\text{m}$  de diamètre.

Comme les contacts avaient beaucoup de défauts, nous avons supposé que cet effet n'est pas intrinsèque au matériau mais est dû à la technologie des contacts. C'est pourquoi, les détecteurs ont été décollés de leur substrat en céramique, puis polis mécaniquement et chimiquement. Les contacts en or ont été déposés à nouveau par voie electroless. La Figure 87 permet de comparer qualitativement l'aspect des contacts avec les deux procédés.

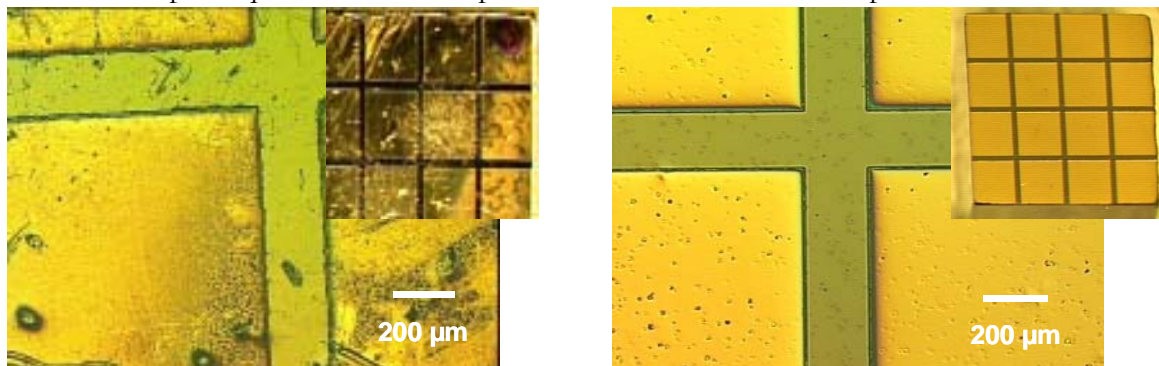


Figure 87 : Comparaison à la binoculaire des contacts, avant (à gauche) et après (à droite) avoir été refaits.

Finalement, le spectre bi-paramétrique présenté Figure 88 a été mesuré sur la même anode du même détecteur dans les mêmes conditions que celui présenté Figure 86.

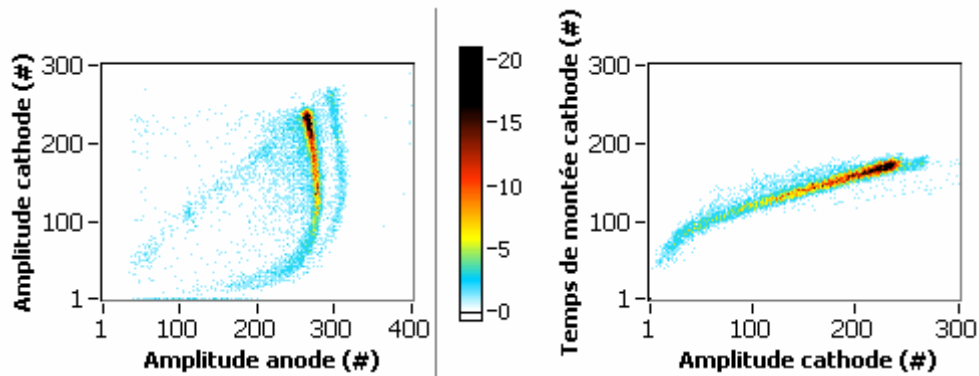


Figure 88 : Spectres bi-paramétriques mesurés à l'anode (à gauche) et à la cathode (à droite). Détecteur T18 après avoir refait les contacts, tension 500 V, source  $^{57}\text{Co}$ , collimateur tungstène 500  $\mu\text{m}$  de diamètre.

Ceci montre que cet effet de double pic ou de pic large est dû à un problème de surface ou de contact mais pas à un défaut du matériau.

### V.1.3 Caractéristiques courant-tension

Nous avons mesuré les caractéristiques courant – tension pour tous nos détecteurs. Tous les comportements introduits dans le chapitre II ont été observés : des contacts ohmiques, injectants, et bloquants. Sur les 9 détecteurs étudiés, tous ceux dont les performances spectrométriques sont globalement correctes ont une caractéristique de type ohmique. Aucun détecteur avec une caractéristique de type injectant ou bloquant n'était performant (même polarisé du côté bloquant). Seul un détecteur alliait une caractéristique linéaire avec de mauvaises performances spectrométriques.

Nous avons mesuré une seconde fois la caractéristique courant – tension des cinq détecteurs dont les contacts ont été refaits (cf. paragraphe précédent). Leur résistivité a augmenté en moyenne d'un facteur deux (de 20  $\text{G}\Omega\cdot\text{cm}$  à 45  $\text{G}\Omega\cdot\text{cm}$ ). Ceux dont les caractéristiques étaient de type bloquants sont devenus ohmiques (Figure 89). La caractéristique  $I(V)$  signe donc la qualité de la technologie des contacts.

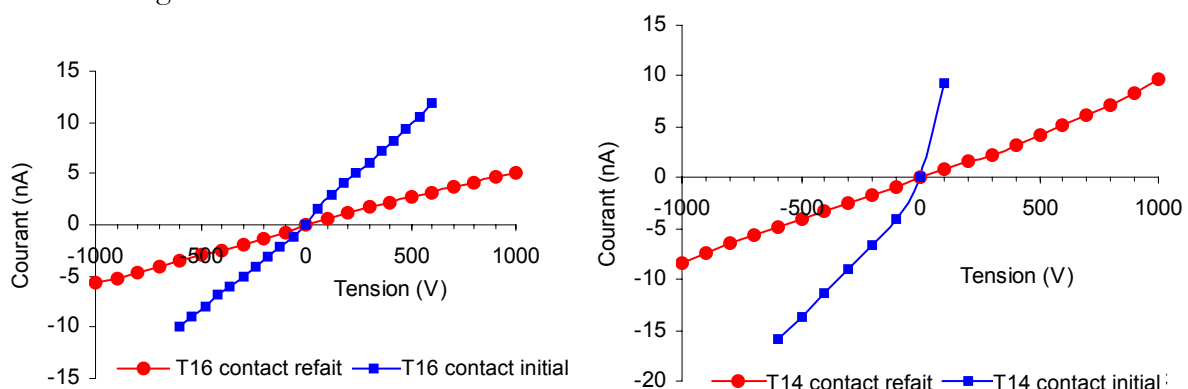


Figure 89 : Caractéristiques courant-tension avec la technologie initiale (en bleu) et refaite (en rouge) pour deux détecteurs.

La résistivité proche de 0 V est à priori une caractéristique du matériau, pas des contacts. C'est pourquoi nous supposons que dans le cas du procédé précédent, le courant mesuré n'est pas uniquement celui qui traverse le détecteur, mais aussi celui qui passe par ses flancs. Pour vérifier

cette hypothèse, il faudrait court-circuiter et relier à la masse les 12 anodes du bord, puis mesurer la caractéristique courant - tension en court-circuitant les 4 anodes centrales.

La courbure de la caractéristique  $I(V)$  est représentative de la jonction métal - semi-conducteur - métal. Elle devrait toujours être symétrique. Une dissymétrie montre une modification du travail de sortie du semi-conducteur près de la surface. Ces caractéristiques peuvent être utilisées, non seulement pour mesurer la résistivité mais aussi pour caractériser la qualité des contacts. Nous supposons qu'un détecteur CZT HPBM présentant un  $I(V)$  non ohmique doit être refait. Cependant, nous n'avons pas observé d'amélioration nette des performances spectrométriques des deux détecteurs (T14) dont les caractéristiques n'étaient pas ohmiques après avoir refait leurs contacts. Ces deux détecteurs sont ceux qui possèdent des zones de biréfringence localisées (cf. § V.1.1b) : leurs mauvaises performances ne sont pas dues aux contacts mais au matériau.

#### V.1.4 Conclusion sur les défauts

Pour les détecteurs CdZnTe-HPBM testés, nous avons observé des corrélations entre les caractérisations effectuées et les performances spectrométriques des détecteurs :

- les inclusions réparties aléatoirement dans le matériau n'altèrent pas les performances spectrométriques du détecteur ;
- les inclusions groupées en chaîne semblent piéger la majorité des électrons ;
- les zones de biréfringence étendues n'ont aucun effet sur les performances spectrométriques ;
- les zones de biréfringence localisées piègent les électrons, réduisant la charge mesurée ;
- les défauts de lithographie débouchant ou non des contacts n'altèrent pas les performances spectrométriques ;
- des rayures sur les contacts réduisent la possibilité d'avoir de bonnes performances spectrométriques ;
- une caractéristique  $I(V)$  non ohmique réduit la possibilité d'obtenir de bonnes performances spectrométriques ;
- une bonne technologie des détecteurs (traitement chimique) permet de limiter le courant de fuite par les flancs.

S'il est évident que la qualité d'un détecteur en CdTe est liée à celle des contacts, c'est encore plus notable pour les détecteurs monolithiques. A cause de l'effet pixel, l'induction a lieu près des anodes, d'autant plus que le pas des pixels est petit. Des défauts localisés près des anodes nuisent à l'induction des charges sur ces dernières. Le signal issu de la cathode est moins sensible à la qualité des contacts car la charge est induite durant toute la migration des électrons.

## V.2 Comparaison de plusieurs matériaux

Pour étudier l'influence de la nature du matériau sur les performances spectrométriques, nous disposons de 5 détecteurs monolithiques de même géométrie ( $10 \times 10 \times 5$  mm avec des anodes de  $2 \times 2$  mm au pas de 2.5 mm) à base de CdTe ou de CdZnTe. Le matériau provient de trois fournisseurs : Acrorad, Saint-Gobain Crystal et Yinnel Tech. Leurs caractéristiques ont été introduites dans le chapitre II et sont résumées dans le Tableau 12. La mobilité et la durée de vie

des électrons n'ont pas été mesurées pour le détecteur MVBM à cause d'un problème sur le PC dédié à cette mesure. Elle est ici seulement « évaluée ».

**Tableau 12 : Résistivité et propriétés de transport des électrons des détecteurs étudiés (mesures effectuées au laboratoire).  $1/\rho\mu\tau$  est proportionnel à un courant par unité de volume de détection (cf chapitre II).**

Matériau	Détecteur	Tension nominale (V)	$\rho$ à $V_{\text{nominal}}$ ( $G\Omega.cm$ )	$\tau_n$ ( $\mu s$ )	$1/\rho\mu\tau$ ( $nA/cm^3$ )
CdTe:Cl-THM d'AcroRad	A1 et A2	350	4	2	125
CdZnTe-HPBM de Saint-Gobain	S1 et S2	400	45	3	7.5
CdZnTe-MVBM de Ynnel Tech.	Y1	700	160	3	2

Les performances que nous voulons déterminer sont la résolution en énergie, mesurée sur le spectre conventionnel après correction de la profondeur d'interaction, et l'efficacité de détection.

### V.2.1 Résolution en énergie et mesure de la profondeur d'interaction

Dans les paragraphes suivants, nous allons comparer les spectres bi-paramétriques et les spectres en énergie obtenus avec ces détecteurs, en portant notre attention sur la mesure de la profondeur d'interaction. Nous utilisons une source radioactive de  $^{57}Co$  dans un collimateur de 1 mm de diamètre, sauf indication contraire dans le texte. Nous avons calculé pour chaque voie la résolution en énergie mesurée sur le pic à 122 keV. Nous définissons l'efficacité de collecte des charges des spectres comme le rapport du nombre de coups dans une fenêtre en énergie autour du pic à 122 keV sur le nombre de coups au-dessus du seuil en énergie (15 keV). Cette fenêtre est définie par un pourcentage de l'énergie (2.5, 5 et 10 %, correspondant respectivement à une fenêtre de 3, 6, et 12 keV). Dans ces calculs, nous avons supprimé les voies bruyantes, non représentatives du matériau. Il faut noter que, avec une source de  $^{57}Co$ , le pic à 122 keV représente 90 % des photons absorbés au-dessus du seuil. L'efficacité de collecte maximum sera donc de 90 %. Cependant, des photons de 136 keV peuvent donner une énergie dans cette fenêtre, soit à cause de la dépendance de la charge induite à la profondeur d'interaction, soit à cause de l'échappement d'une partie de leur énergie vers un pixel voisin (à cause de la fluorescence par exemple). Cette mesure d'efficacité de détection est destinée à comparer les détecteur entre eux.

La profondeur d'interaction est mesurée à partir de l'amplitude du signal cathode ou du temps de montée des signaux anode ou cathode.

- La surface de la cathode est plus grande que celle de chaque anode. Le courant de fuite, comme la capacité parasite, sont plus grands : le signal issu de la cathode, est donc plus bruyant que celui issu des anodes. La profondeur d'interaction peut être évaluée simplement avec l'amplitude du signal cathode, ou avec le rapport de l'amplitude cathode à l'amplitude anode qui dépend linéairement de la profondeur d'interaction. L'information contenue dans un spectre bi-paramétrique avec l'amplitude anode en abscisse et l'amplitude cathode en ordonnée, et celle contenue dans un spectre avec le rapport cathode / anode en ordonnée sont strictement identiques.



- La mesure du temps de montée est limitée dans une gamme de courant (voir chapitre IV). Pour les anodes, le début de l'impulsion est peu marqué à cause de l'effet pixel entraînant une incertitude sur la mesure de la durée de la migration des électrons.
- On peut aussi ajouter les deux temps de montée : le signal est sommé linéairement mais leur bruit est sommé quadratiquement : le rapport signal / bruit est donc augmenté. Il serait encore plus intéressant de pondérer chaque signal par son bruit associé pour maximiser le rapport signal / bruit final. Dans ce cas, les coefficients de pondération doivent être adaptés à chaque détecteur.

#### a) CdTe:Cl-THM

Deux détecteurs THM CdTe:Cl (A1 et A2), ont été achetés à la société Acrorad. Les contacts en platine ont été déposés par voie électroless par le fournisseur. Le fort produit  $1/\rho\mu\tau$  de ce matériau nous oblige à trouver un compromis entre la collecte des électrons et le courant de fuite. Nous choisissons une tension appliquée comprise entre 300 et 350 V. Lorsque nous polarisons ces détecteurs, le courant de fuite est important, puis il diminue lentement et se stabilise après quelques heures. Nous attendons typiquement une nuit entre la mise sous tension du détecteur et les mesures. La Figure 90 montre des spectres bi-paramétriques typiques. Les spectres bi-paramétriques mesurés à la cathode sont linéaires, montrant que le champ électrique est uniforme dans le détecteur. La forte courbure des autres spectres est due au faible libre parcours moyen des électrons (1.4 cm à 350 V). En effet, pour 100 électrons créés du côté de la cathode, 70 sont collectés par les anodes. Ce piégeage rend d'autant plus nécessaire la correction de la profondeur d'interaction. La largeur de ces spectres est due au fort courant d'obscurité, surtout pour la cathode à cause de sa grande surface (plus de 1000  $e^-$  rms).

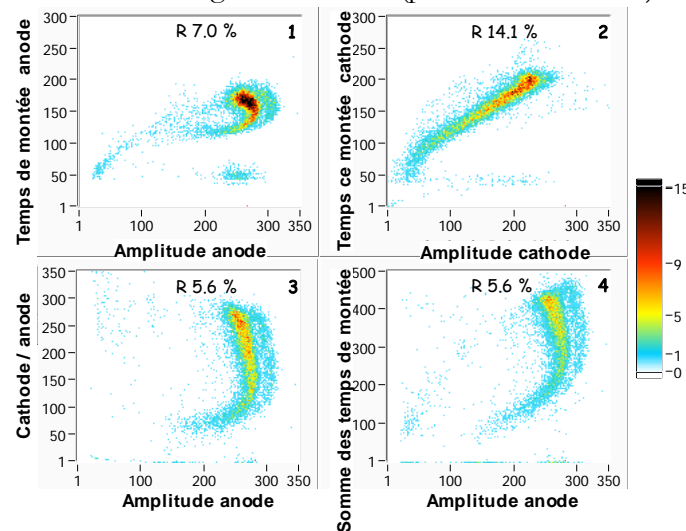


Figure 90 : Détecteur A1 : comparaison des différents spectres bi-paramétriques :

- 1 : corrélation entre l'amplitude anode et le temps de montée anode
- 2 : corrélation entre l'amplitude cathode et le temps de montée cathode
- 3 : corrélation entre l'amplitude anode et le rapport des amplitudes cathode / anode
- 4 : corrélation entre l'amplitude anode et la somme des temps de montée anode et cathode

La résolution en énergie donnée sur chaque graphique est mesurée à mi-hauteur sur le pic à 122 keV après correction de la profondeur d'interaction. Conditions : tension 350V, collimateur 1 mm de diamètre.

A cause de la faible résistivité du matériau THM, le signal cathode est bruyant. La meilleure résolution en énergie est obtenue en corrigeant l'amplitude mesurée avec le temps de montée du

signal issu des anodes. La Figure 91 montre une correction bi-paramétrique typique avec ces matériaux.

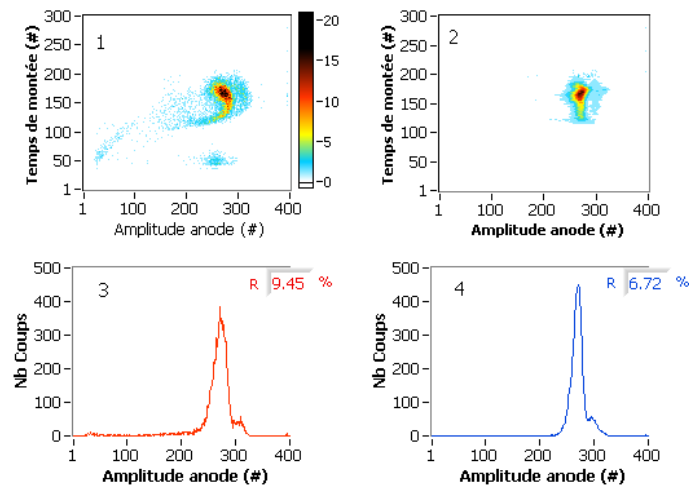


Figure 91 : Correction bi-paramétrique pour le détecteur THM. Mesure de la profondeur d'interaction avec le temps de montée anode.

Avec cette correction, la Figure 92 montre 16 spectres bi-paramétrique et conventionnels non corrigés, et corrigés avec le temps de montée du signal anode. Les résultats obtenus ne sont pas très satisfaisants, notamment parce que l'algorithme de correction utilisé n'est pas adapté à cette forme particulière de spectre bi-paramétrique.

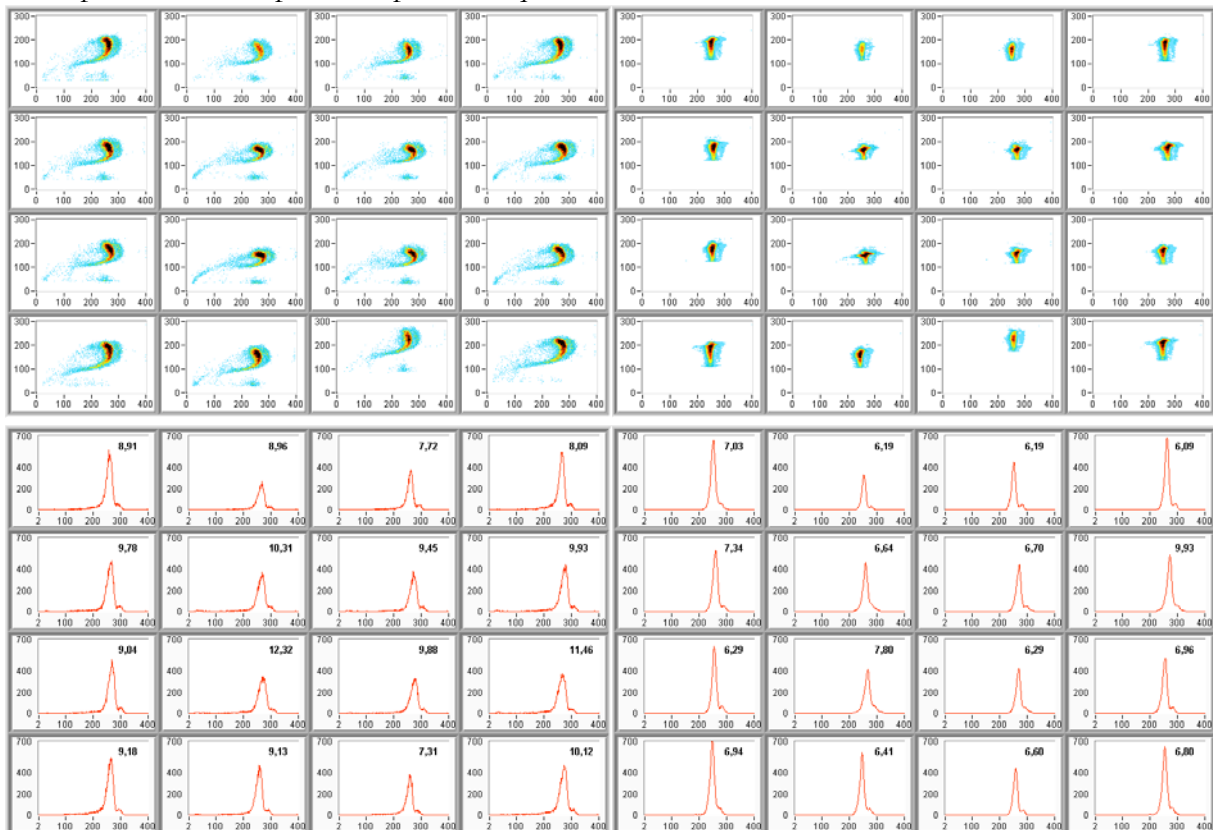


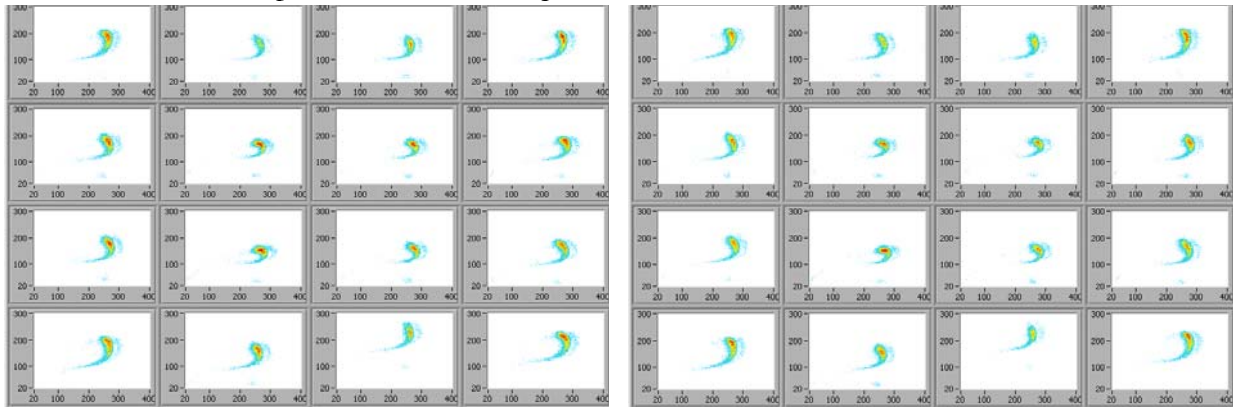
Figure 92 : Détecteur A2 : spectres bi-paramétriques et conventionnels, non corrigés (à gauche) et corrigés (à droite). Tension 350 V, diamètre du collimateur 1 mm.

Les spectres sont caractérisés dans le Tableau 13. La résolution en énergie moyenne après correction est de 7 % à 122 keV. L'efficacité dans une fenêtre en énergie est plutôt homogène entre chaque voie. Elle vaut environ 50 % dans une fenêtre de 3 keV autour du pic à 122 keV à cause de la mauvaise résolution en énergie de ces détecteurs. Elle augmente jusqu'à 80 % dans une fenêtre de  $\pm 6$  keV, et 93 % dans une fenêtre de 12 keV. Le fait qu'elle soit supérieure à 90 % signifie que, dans cette fenêtre, nous acceptons des photons de 136 keV.

**Tableau 13: Résolution en énergie et efficacité des détecteurs THM. Collimateur 1 mm. Tension 350 V.**

Détecteur	Résolution en énergie % LMH	Efficacité à $\pm 2.5$ %	Efficacité à $\pm 5$ %	Efficacité à $\pm 10$ %
A1	$6.5 \pm 0.5$	$54 \pm 3.5$	$81 \pm 2.5$	$94 \pm 0.8$
A2	$7.3 \pm 1.7$	$48 \pm 6$	$73 \pm 6$	$92 \pm 3$

Les deux détecteurs Acrorad étudiés sont remarquablement identiques comme l'atteste la Figure 93. L'effet pixel est plus marqué sur les quatre pixels du centre, car les pixels des bords ont moins de voisins avec qui partager l'induction de charges. Les temps de montée longs mesurés sur la voie 14 sont dus à un problème d'électronique et non de détecteur.



**Figure 93 : Spectres bi-paramétriques du détecteur A1 (à gauche) et A2 (à droite). Tension 350 V, diamètre du collimateur 1 mm.**

#### b) CdZnTe-HPBM

Saint-Gobain Crystal nous a fourni deux détecteurs CdZnTe-HPBM (S1 et S2). Des contacts en or ont été déposés au laboratoire par voie électroless. La caractéristique  $I(V)$ , présentée au chapitre II, est relativement linéaire : le contact est ohmique avec une résistivité de  $35 \text{ G}\Omega\cdot\text{cm}$  autour de 0 V et de  $45 \text{ G}\Omega\cdot\text{cm}$  à 400 V. En théorie, la résolution en énergie doit être indépendante de la tension appliquée entre 300 et 700 V (cf. chapitre II). En pratique, les performances spectrométriques se dégradent pour une tension supérieure à 600 V. Ces deux détecteurs ont été fabriqués avant le début de ce travail de thèse et ont beaucoup servi. Le premier (S1) est abîmé sur un côté, et le second (S2) a un coin cassé. Ils ont été dégradés durant leur manipulation, montrant la grande fragilité du CdTe et du CdZnTe. Ces défauts ne sont pas systématiques sur ce matériau. A titre d'exemple, les spectres mesurés avec les 16 anodes du détecteur T20 sont représentés Figure 108 page 136. Ce détecteur a été fabriqué durant cette thèse et a été moins dégradé.

La Figure 94 montre 4 spectres bi-paramétriques typiques obtenus avec ces détecteurs. Le spectre bi-paramétrique mesuré à la cathode est linéaire, montrant que le champ électrique est

homogène dans le détecteur. Ces spectres sont redressés par rapport au détecteur THM car 80 % des électrons créés par chaque photon incident sont collectés par les anodes. Le libre parcours moyen des électrons est plus important (2.4 cm à 400 V contre 1.4 cm précédemment).

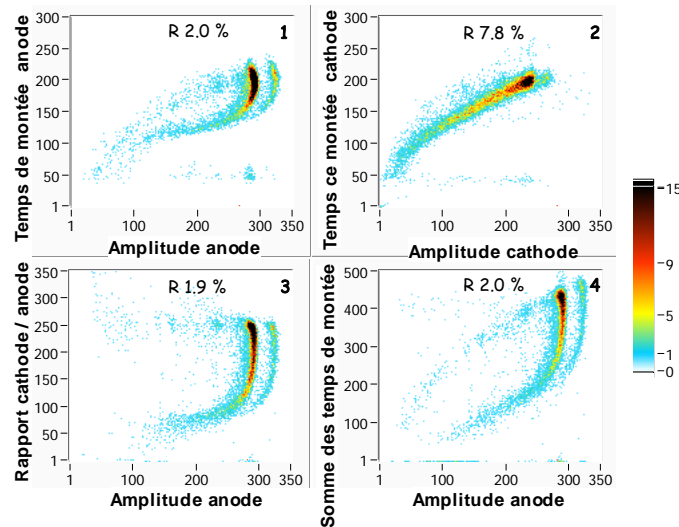


Figure 94 : Détecteur S2 : comparaison des méthodes de mesure de la profondeur d'interaction :

1 : corrélation entre l'amplitude anode et le temps de montée anode

2 : corrélation entre l'amplitude cathode et le temps de montée cathode

3 : corrélation entre l'amplitude anode et le rapport des amplitudes cathode / anode

4 : corrélation entre l'amplitude anode et la somme des temps de montée anode et cathode

Les résolutions indiquées sont mesurées à mi-hauteur sur le spectre conventionnel après correction de la profondeur d'interaction. Conditions : tension 400V, collimateur 1 mm de diamètre.

La source principale de bruit sur le signal issu de la cathode est le courant de fuite (380 électrons rms), contrairement au signal issu des anodes pour lequel le bruit électronique domine (165 électrons rms). Pour ces dernières, le bruit du déficit balistique (70 électrons rms) est presque égal à celui du courant de fuite (87 électrons rms). La correction bi-paramétrique avec le signal issu de la cathode montre de meilleurs résultats que celle utilisant le temps de montée du signal anode. Des spectres bi-paramétriques et conventionnels avant et après la correction de la profondeur d'interaction sont présentés Figure 95.

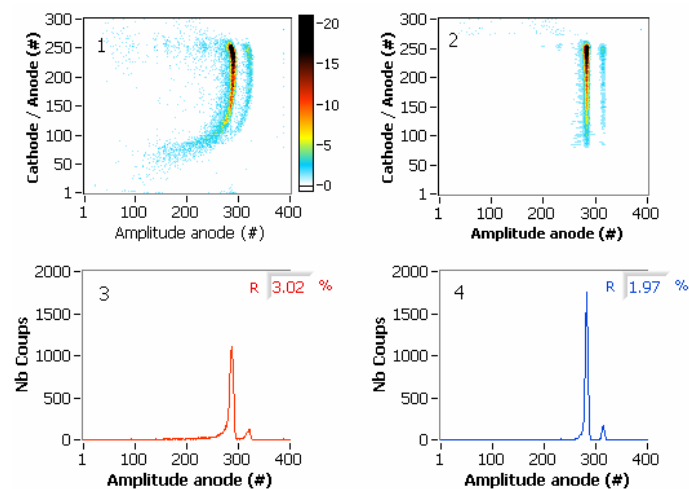


Figure 95 : Correction bi-paramétrique. Mesure de la profondeur d'interaction avec le rapport cathode / anode.

Les 16 spectres bi-paramétriques et conventionnels pour chaque anode du détecteur S1, avant et après la correction de la profondeur d'interaction sont présentés Figure 96. L'amélioration de la résolution en énergie après correction est clairement visible. Les deux voies non corrigées en bas à gauche sont dues à la détérioration du détecteur expliquée au début de ce paragraphe. Les mauvaises performances de ces voies ne sont donc pas intrinsèques au matériau.

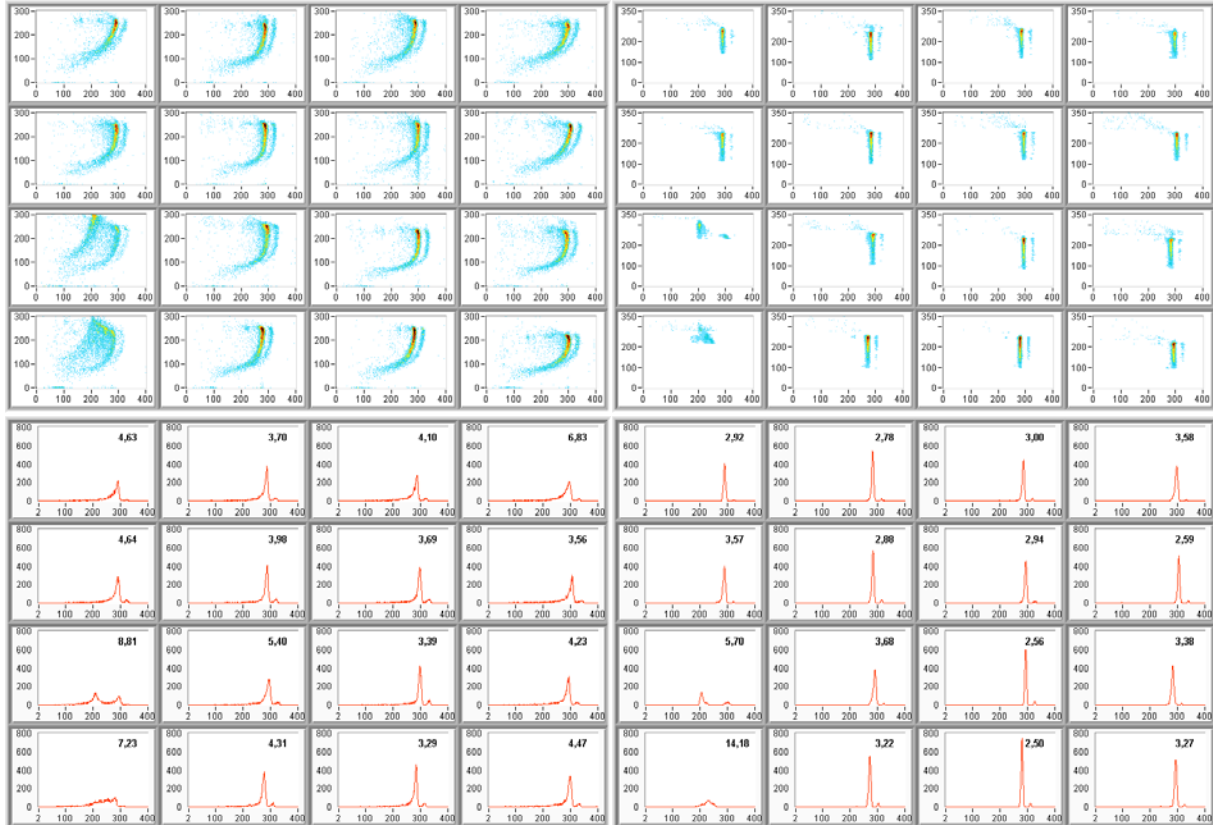


Figure 96 : Spectres bi-paramétriques et conventionnels, non corrigés (à gauche) et corrigés (à droite). Les mauvaises performances des voies 8 et 12 sont dues à une dégradation mécanique du bord du détecteur. Détecteur S1, source  $^{57}\text{Co}$ , tension 400 V, durée 300 s, collimateur 1 mm.

Ces spectres sont caractérisés Tableau 14, en supprimant, pour chaque détecteur, les deux mauvaises voies non représentatives du matériau.

Tableau 14 : Résolution en énergie et efficacité des détecteurs HPBM. Collimateur 1 mm.

Détecteur	Résolution en énergie % LMH	Efficacité à $\pm 2.5\%$	Efficacité à $\pm 5\%$	Efficacité à $\pm 10\%$
S1	$2.85 \pm 0.35$	$87 \pm 4$	$94 \pm 1$	$97 \pm 1$
S2	$2,7 \pm 0.6$	$77 \pm 13$	$85 \pm 11$	$90 \pm 9$

En irradiant le détecteur avec un collimateur fin (1 mm), la résolution en énergie mesurée sur le détecteur S2 est de  $2.7 \pm 0.6\%$ . Avec un collimateur plus large (2 mm), elle se détériore jusqu'à  $3.3 \pm 1.1\%$ . La résolution du détecteur S1 est moins bonne, mais il est plus homogène, c'est pourquoi l'efficacité de ce détecteur est globalement meilleure que celle du détecteur S2.

c) CdZnTe-MVBM

La société Yinnel Tech. nous a fourni un lot de détecteurs CdZnTe-MVBM de différentes dimensions. La qualité de ces détecteurs est très variée. Deux détecteurs de ce lot étaient dédiés à cette étude. Nous avons commandé deux détecteurs de  $10 \times 10 \times 5$  mm. Nous avons reçu un détecteur de  $11 \times 11 \times 5.5$  mm et un second de  $9 \times 9 \times 5$  mm.

Les contacts de ce dernier (Y2) ont été réalisés par la société RMD [Internet @1]. La caractéristique courant-tension de ce détecteur a été présentée au chapitre II. Le courant de fuite qui traverse le détecteur met plus de 24 h à se stabiliser après avoir polarisé le détecteur. Les tests de spectrométrie (non présentés) montrent de très mauvais résultats.

Le second (Y1) a été livré nu, sans contacts. L'observation du matériau au microscope infrarouge a montré de nombreuses inclusions de petites dimensions, réparties de manière homogène dans le matériau, qui ne dégradent pas les performances spectrométriques. Le matériau a été aminci à 5 mm, poli, et les contacts electroless or ont été réalisés au laboratoire. Nous avons choisi de ne pas le dimensionner à  $10 \times 10$  mm pour ne pas risquer de le détériorer. A cause de la grande dimension du détecteur, il existe un certain nombre de « morceaux d'anodes » sur les bords du détecteur, comme le montre la Figure 81 (page 113). Pour cette étude, ils ne sont pas polarisés. La lithographie a révélé certains défauts. Un joint de grain, visible à l'œil nu, semble traverser le détecteur. Quelques grandes inclusions de forme géométrique sont regroupées sur une zone du détecteur. La résistivité de ces détecteurs vaut  $70 \text{ G}\Omega \cdot \text{cm}$  autour de 0 V et  $160 \text{ G}\Omega \cdot \text{cm}$  à 500 V. Nous n'avons pas pu mesurer les propriétés de transport des porteurs à cause d'un problème sur le PC de mesure de  $\mu\tau$ . Etrangement, avec une tension classique (400 V) les résultats spectrométriques sont très mauvais. A plus forte tension (700 V), ils deviennent très bons. La Figure 97 montre des spectres bi-paramétriques typiques obtenus avec ce détecteur. A cause de la forte tension, la durée de transit des charges est réduite, donc les temps de montée des signaux sont très courts. 90 % des électrons créés du côté de la cathode sont collectés par les anodes, le libre parcours moyen des électrons vaut 4.7 cm à 700 V. Là encore, le spectre bi-paramétrique mesuré à la cathode est linéaire, montrant que le champ électrique est homogène dans le détecteur. Les spectres sont fins grâce au bon rapport  $1/\rho\mu\tau$  de ce matériau. Le bruit du courant de fuite est faible mais domine tout de même pour le signal issu de la cathode (230  $e^-$  rms). Pour les anodes, le bruit du courant de fuite (57 électrons rms), celui du déficit balistique (49 électrons rms) et de création de paires sont comparables (48 électrons rms).

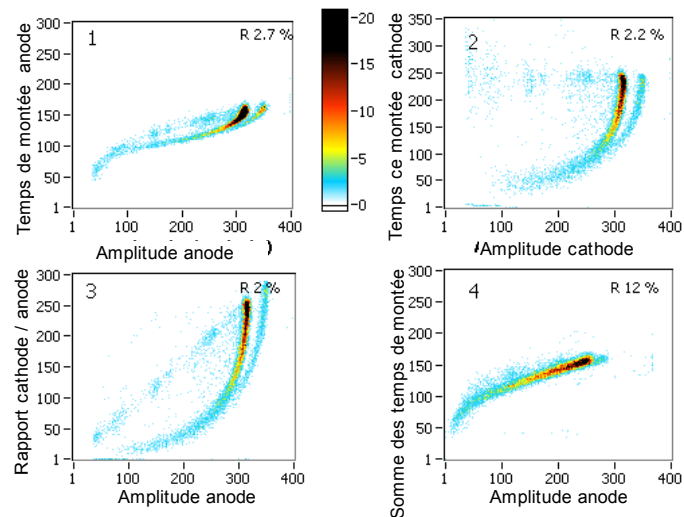


Figure 97 : Détecteur Y3-4 : comparaison des méthodes de correction.

1 : corrélation entre l'amplitude anode et le temps de montée anode

2 : corrélation entre l'amplitude anode et le rapport des amplitudes cathode / anode

3 : corrélation entre l'amplitude anode et l'amplitude cathode

4 : corrélation entre l'amplitude cathode et le temps de montée cathode

Les résolutions indiquées sont mesurées à mi-hauteur sur le pic à 122 keV du spectre conventionnel après correction de la profondeur d'interaction. Conditions : tension 700V, collimateur 1 mm de diamètre

A cause de la forte tension appliquée à ce détecteur, les temps de transit des électrons sont courts (< 350 ns) et le courant induit est à la limite de saturation de la carte bi-paramétrique. La meilleure résolution en énergie est obtenue en mesurant la profondeur d'interaction à partir du signal issu de la cathode. Une correction bi-paramétrique effectuée avec ce détecteur est présentée Figure 98.

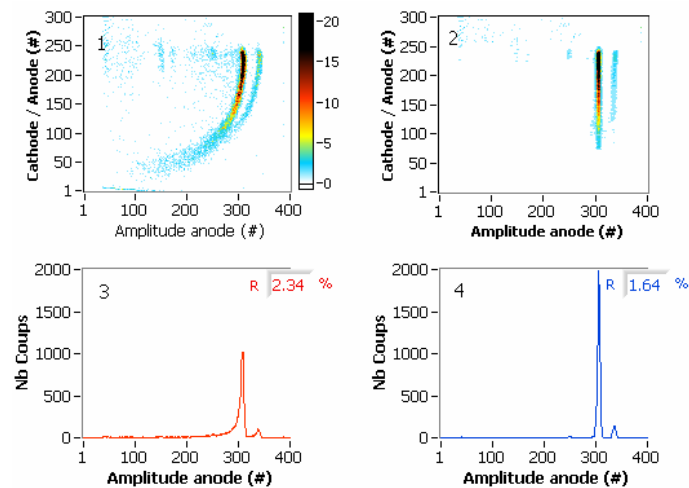


Figure 98 : Correction bi-paramétrique. Mesure de la profondeur d'interaction avec le rapport cathode / anode.

Avec cette correction, la Figure 99 montre les 16 spectres bi-paramétriques et conventionnels avant et après correction.

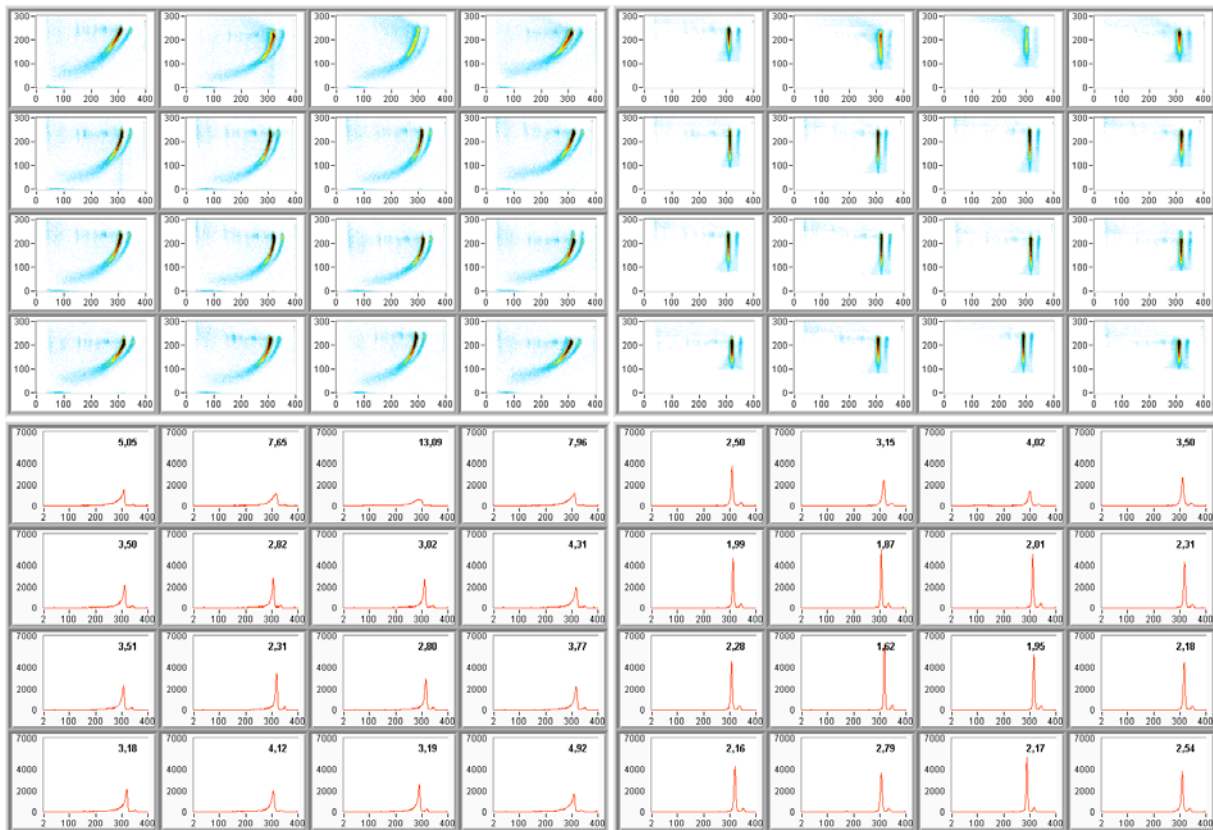


Figure 99 : Détecteur Y1 : spectres bi-paramétriques et conventionnels, non corrigés (à gauche) et corrigés (à droite). Tension 700 V, collimateur 500  $\mu\text{m}$ , durée 600 s par voie.

Comme on pouvait s’y attendre, au vu de la résistivité mesurée et des bonnes propriétés de transport des électrons, la résolution en énergie de ces spectres est très bonne ( $2.2 \pm 0.4 \%$  avec un collimateur fin et  $3.2 \pm 1 \%$  avec un collimateur large à 122 keV). Elle n’est cependant pas très homogène : quelques voies (en haut) sont moins performantes. Le Tableau 15 permet de comparer la résolution en énergie et l’efficacité de détection avec un collimateur fin et sans collimateur. La dégradation de la résolution peut être liée au partage de charges. L’efficacité mesurée avec ces détecteurs est inférieure à celle mesurée avec les détecteurs S1 et S2. Cette diminution de l’efficacité provient de coups à basse énergie sur certaines voies d’origine non identifiée. Cette dispersion entre les voies est à l’origine du grand écart type mesuré. A 60 keV (source  $^{241}\text{Am}$ ), la résolution en énergie est  $4.5 \pm 1.3 \%$ .

Tableau 15 : Résolution en énergie et efficacité des détecteurs MVBM à 122 keV. Tension 700V.

Collimateur	Résolution en énergie % LMH	Efficacité à $\pm 2.5 \%$	Efficacité à $\pm 5 \%$	Efficacité à $\pm 10 \%$
500 $\mu\text{m}$	$2.42 \pm 0.7$	$75 \pm 9.5$	$82 \pm 6.5$	$91 \pm 6$
Non	$3.15 \pm 1$	$50 \pm 14$	$58 \pm 14$	$67.5 \pm 14$

Pour la meilleure voie, la Figure 100 permet de comparer la largeur du pic à 122 keV avec le bruit de l’électronique de détection. La résolution en énergie de ce détecteur est limitée par le bruit du préamplificateur de charge.



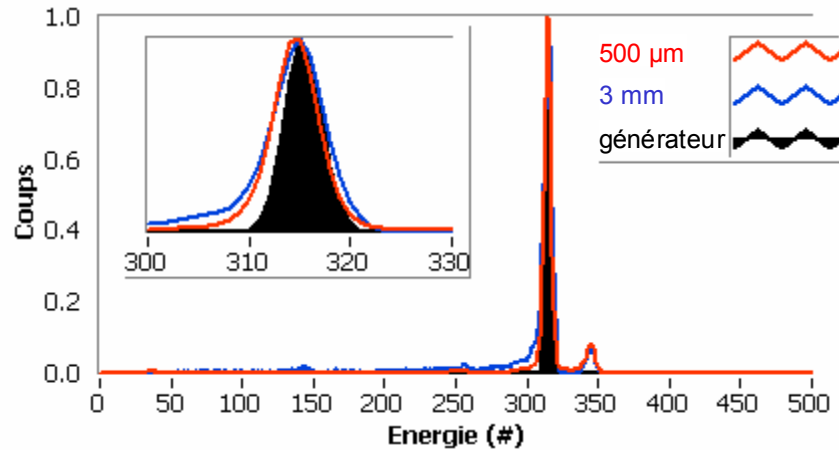


Figure 100 : Pour la meilleure voie, comparaison du spectre conventionnel et du bruit de l'électronique. Les spectres rouge et bleu ont été mesurés respectivement avec un collimateur de 500  $\mu\text{m}$  et de 3 mm de diamètre. Le spectre noir a été mesuré en injectant un signal dans les préamplificateurs avec un générateur d'impulsions à travers une capacité. Les spectres sont normalisés. La résolution en énergie mesurée à mi-hauteur avec un collimateur de 3 mm est de 1.9 %, avec un collimateur de 500  $\mu\text{m}$ , de 1.65 % et sans détecteur, avec le générateur d'impulsions de 1.35 %.

Ce détecteur possède de très bonnes propriétés pour la spectrométrie, notamment une excellente résistivité. Cependant, il faut noter que, sur les 8 détecteurs achetés, seul 1 donne de bons résultats. De plus, les dimensions des détecteurs fournis par le fabricant n'étaient pas celles demandées. Tout ceci est le signe d'une métallurgie encore imparfaitement maîtrisée.

#### d) Comparaison avec la simulation

A partir des propriétés de transport que nous avons mesurées et en tenant compte de la géométrie des détecteurs, nous avons simulé les détecteurs THM et HPBM. Le bruit introduit dans la simulation est celui calculé dans le chapitre II, à partir des caractéristiques physiques de ces détecteurs. Le détecteur MVBM n'a pas été simulé car nous n'avons pas pu mesurer les propriétés de transport des électrons. La Figure 101 permet de comparer les résultats expérimentaux et les résultats de simulation pour ces deux détecteurs.

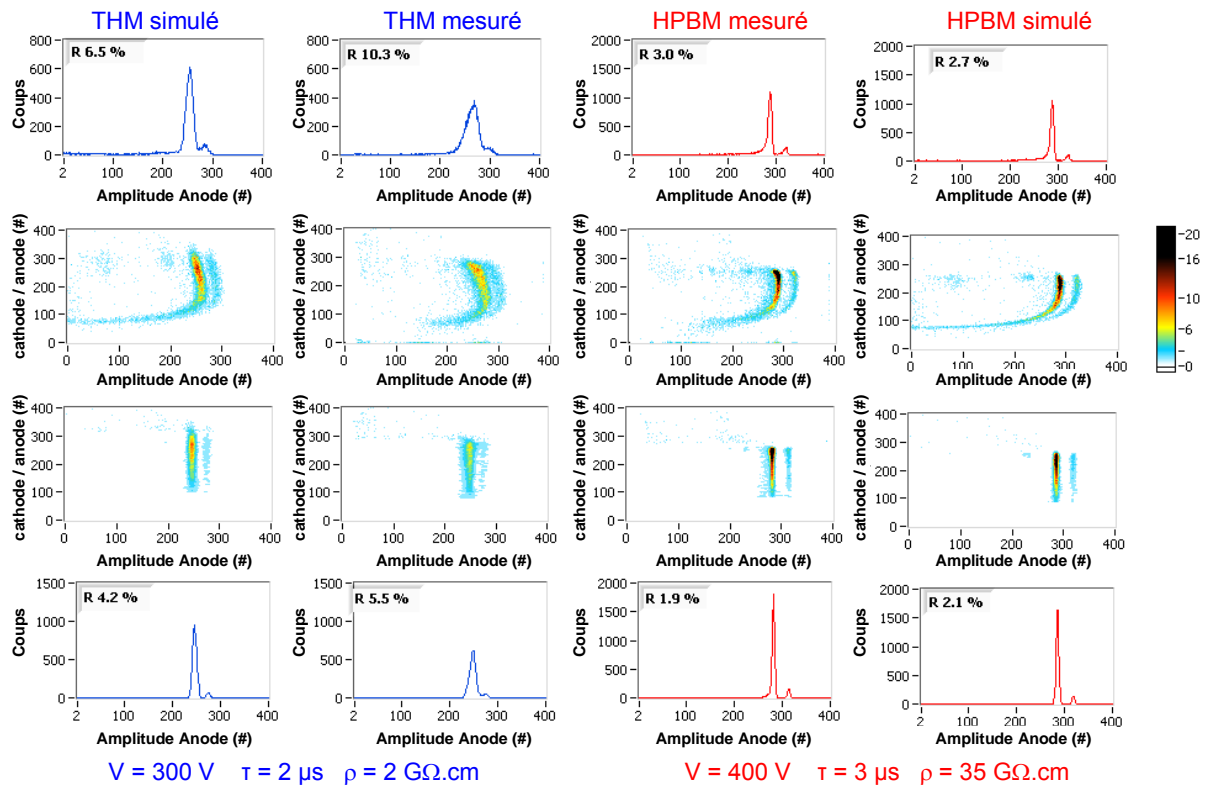


Figure 101 : Comparaison des résultats de simulation avec Ulysse et des résultats de mesure avec le banc de test pour nos détecteurs THM et HPBM. Un bruit gaussien calculé au chapitre II a été injecté dans la simulation. De gauche à droite : détecteur THM simulé, détecteur THM mesuré, détecteur HPBM mesuré et détecteur HPBM simulé. De haut en bas, spectre en énergie, spectre bi-paramétrique : amplitude anode en fonction du rapport amplitude cathode / amplitude anode, spectre bi-paramétrique corrigé, et spectre en énergie corrigé. Collimateur 500  $\mu\text{m}$  dans le calcul et la mesure. Mobilité des électrons : 1000  $\text{cm}^2/\text{V.s}$ . Bruit THM anode : 340  $e^-$  rms, cathode : 1400  $e^-$  rms ; bruit HPBM anode : 200  $e^-$  rms, cathode : 420  $e^-$  rms.

La comparaison des spectres mesurés et simulés montrent un bon accord qualitatif.

- La courbure des spectres bi-paramétrique non corrigés signe la variation de la CIE avec la profondeur d'interaction. Elle dépend à la fois de la géométrie du détecteur (le rapport du pas de anodes sur l'épaisseur du matériau) et des propriétés de transport des électrons (leur libre parcours moyen qui dépend aussi du champ électrique). La courbure des spectres bi-paramétrique simulés et mesurés est identique, signe que la dépendance de l'efficacité d'induction de charge avec la profondeur d'interaction, pour les anodes et pour la cathode.
- Des événements ayant une faible amplitude sur les spectres bi-paramétriques simulés n'apparaissent pas sur les spectres expérimentaux car ils sont supprimés par le filtrage électronique qui n'est pas simulé.
- Sur les spectres en énergie corrigés pour le détecteur THM, la résolution simulée est meilleure que la résolution mesurée, peut être à cause de sources de bruit non modélisées comme l'inhomogénéité des propriétés de transport.

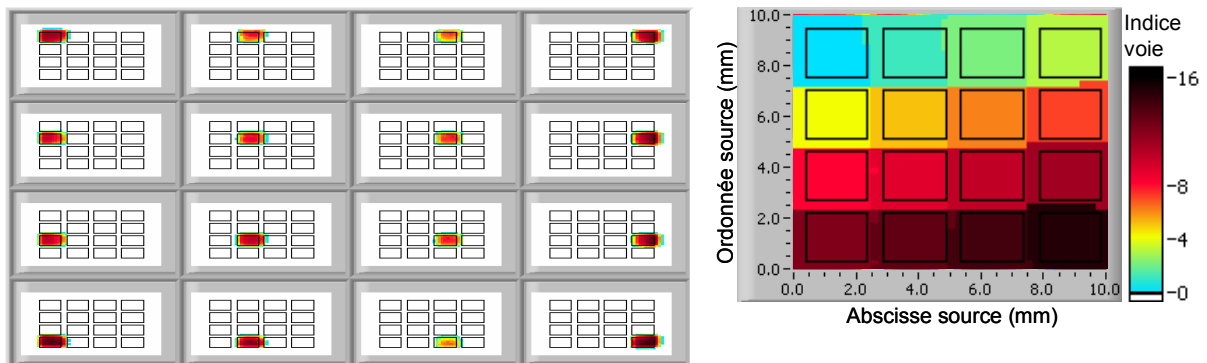
## V.2.2 Résolution spatiale et efficacité

Pour réaliser une caméra, l'efficacité de détection doit être constante sur toute la surface du détecteur. Le champ électrique doit être homogène pour que le trajet des électrons ne soit pas dévié et ne pas provoquer de distorsions de l'image.

### ***Homogénéité du champ électrique***

Pour contrôler l'homogénéité du champ électrique, nous avons effectué des cartographies décrites dans le chapitre IV. Nous déplaçons la source de  $^{57}\text{Co}$  au-dessus du détecteur, et nous enregistrons pour chaque position de la source le nombre d'événements comptés par chaque anode. Nous obtenons une série de diagrammes avec en abscisse et en ordonnée la position de la source, en en couleur le paramètre étudié. Ce paramètre peut être par exemple, le nombre de coups comptés, le nombre d'événements partagés, l'indice du pixel qui a compté le plus de coups, ou différents autres paramètres détaillés dans le chapitre IV. Nous obtenons notamment deux cartes qui rendent compte de l'homogénéité du champ électrique :

- 16 diagrammes du nombre d'événements comptés par chaque anode en fonction de la position de la source (Figure 102, à gauche). Ce graphique donne la zone d'influence de chaque anode. Une anode peut compter des coups quand la source est située au-dessus d'une anode voisine à cause des diffusions Rayleigh et Compton mais ne doit pas en compter plus que celles qui est située en dessous de la source ;
- 1 carte de la voie qui compte le plus d'événements en fonction de la position de la source (Figure 102, à droite). Le diagramme obtenu doit représenter strictement la position des 16 anodes du détecteur : l'anode qui compte le plus de coups doit être celle située immédiatement à la verticale de la source.



**Figure 102 :** A gauche : nombre d'évènements comptés par chaque anode en fonction de la position de la source. Chacun des 16 diagrammes représente les évènements comptés par une anode. Chaque anode compte bien des coups quand la source est située à sa verticale. A droite : indice de la voie qui a compté le plus d'évènements. Conditions : détecteur A2, tension 350 V, collimateur 500  $\mu\text{m}$ , 51 $\times$ 51 points de mesure de 40 s au pas de 250  $\mu\text{m}$ , soit 38 h d'acquisition.

Pour les cinq détecteurs testés, THM, HPBM et MVBM, ces cartographies montrent que le champ électrique est homogène et guide convenablement les électrons. La résolution spatiale de chacun de ces détecteurs doit donc être correcte et semble indépendante du matériau utilisé, pour la géométrie étudiée.

### ***Efficacité de détection***

L'efficacité de détection doit être constante sur toute la surface du détecteur. En mesurant le nombre total d'événements comptés par le détecteur (indépendamment de l'anode) en fonction de la position de la source, nous obtenons une cartographie d'efficacité de détection (Figure 103, à gauche). Sur l'exemple présenté, l'efficacité de détection est constante sauf sur une zone (en haut) moins efficace. La carte du nombre d'événements dont l'amplitude est inférieure au seuil en énergie fait ressortir ces zones bruyantes (Figure 103, à droite).

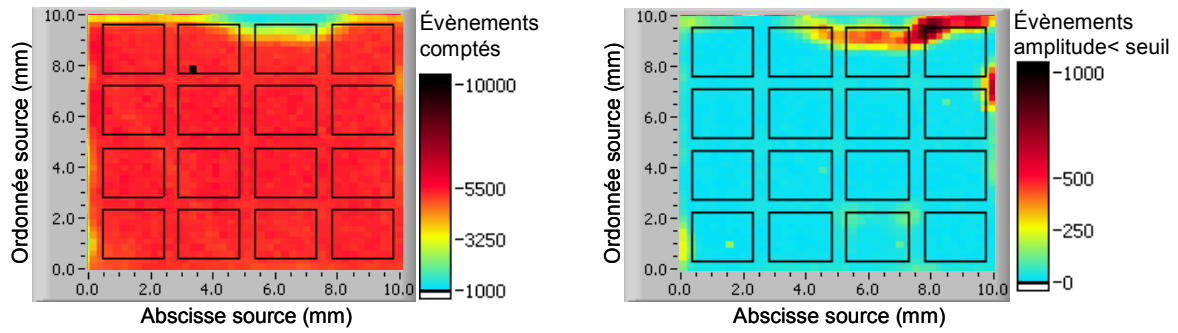


Figure 103 : A gauche : nombre d'évènements comptés par une anode en fonction de la position de la source. A droite : nombre d'évènements dont l'amplitude est inférieure au seuil en fonction de la position de la source (attention, les échelles de couleur sont différentes). Détecteur Y1, tension 700 V, diamètre collimateur 500  $\mu\text{m}$ ,  $51 \times 51$  points de mesure de 60 s au pas de 250  $\mu\text{m}$ .

Le déficit d'efficacité en haut de la voie 2 est constitué d'évènements dont l'amplitude est inférieure au seuil, visibles Figure 103. Pour chaque détecteur testé, l'efficacité de détection est globalement homogène sur toute la surface du détecteur. Certains, dont celui présenté sur la figure ci-dessus, comportent des zones bruyantes sur les bords liées à des coins ou à des bords ébréchés, dus à la fragilité de ce matériau qui sont indépendants du type de matériau utilisé.

### V.2.3 Conclusion sur le matériau

#### Mesure de la profondeur d'interaction et résolution en énergie

Le Tableau 16 résume les résolutions en énergie obtenues en faisant la moyennes de tous les pixels pour chaque détecteur testé.  $\langle A \rangle$  et  $\langle S \rangle$  sont les moyennes sur chaque lot de détecteurs.

Tableau 16 : Comparaison des résolutions en énergie mesurées à mi-hauteur sur les spectres conventionnels avec différentes mesures de la profondeur d'interaction. (Source  $^{57}\text{Co}$ , diamètre collimateur 1 mm, tension adaptée au détecteur). Pour chaque matériau, les meilleures résolutions obtenues apparaissent en gras.

	Sans correction		Avec correction		
	Amplitude Anode (AA)	Temps anode vs. AA	Amplitude Cathode vs. AA	Amplitude Cathode / AA vs. AA	Somme des temps anode + cathode vs. AA
A1	9.5 ± 1.3	6.8 ± .5	7.7 ± 1.9	6.5 ± 1.8	7.4 ± 1.5
A2	9.0 ± .8	6.7 ± .4	8.5 ± .9	6.7 ± .7	7.0 ± 1.4
$\langle A \rangle$	9.25	<b>6.75</b>	8.1	6.6	7.2
S1	4.3 ± .9	3.3 ± .4	2.9 ± .4	3.0 ± .4	2.9 ± .4
S2	4.2 ± 1.2	2.9 ± .7	2.6 ± .6	2.8 ± 1	2.7 ± .6
$\langle S \rangle$	4.25	3.1	<b>2.75</b>	2.9	2.8
Y1	4 ± 1.5	2.7 ± 0.8	<b>2 ± 0.4</b>	2.3 ± 0.6	2 ± 0.5

La résolution en énergie moyenne après correction de la profondeur d'interaction est 6.75 % pour les détecteurs CdTe THM, 2.75 % pour les détecteurs CdZnTe-HPBM et 2 % pour les détecteurs CdZnTe-MVBM. Nous retrouvons le classement des rapports  $1/\rho\mu\tau$  : 175 nA.cm<sup>-3</sup> pour Acrorad, 7.5 nA.cm<sup>-3</sup> pour Saint-Gobain et 2 nA.cm<sup>-3</sup> pour Yinnel Tech. La moins bonne

résolution des détecteurs en CdTe est due au courant de fuite plus élevé que celui des détecteurs en CdZnTe. La supériorité du matériau MVBM par rapport au HPBM est due à la fois à un courant de fuite et à un piégeage plus faibles. Par ailleurs, nous avons testé des détecteurs en CdZnTe-HPBM de très forte résistivité avec un autre pas d'anodes qui ont montré de très bonnes résolutions en énergie (cf. § V.3.2).

La meilleure méthode pour mesurer la profondeur d'interaction, pour la géométrie étudiée, dépend du matériau :

- Pour les détecteurs THM de Acrorad, la correction avec le temps de montée anode montre de meilleurs résultats, à cause du fort bruit dû au courant de fuite sur la cathode ;
- Pour les détecteurs HPBM de Saint-Gobain Crystal, les corrections avec la cathode montrent des résultats légèrement meilleurs qu'avec les anodes ;
- Pour les détecteurs MVBM de Yinnel Tech., la correction avec l'amplitude du signal cathode fonctionne mieux que les autres, car le bruit sur le signal cathode est faible.

Nous supposions avant cette étude qu'utiliser la somme des temps de montée des deux signaux améliorerait les résultats. Mais les faits sont têtus et cette méthode n'a fait ses preuves pour aucun matériau. Il faut garder à l'esprit que ces résultats ne sont valables que pour la géométrie étudiée. Le courant de fuite dépend de la surface des électrodes et de l'épaisseur du détecteur. A titre d'exemple, pour un détecteur de 5 mm d'épaisseur, le courant de fuite qui traverserait une anode de  $500 \times 500 \mu\text{m}$  d'un détecteur THM est le même que celui qui traverse une anode de  $2 \times 2 \text{ mm}$  d'un détecteur HPBM. Nous avons étudié un détecteur THM de 2 mm d'épaisseur avec des pixels au pas de 2 mm sur lequel nous avons mesuré une résolution sur le spectre en énergie corrigé de 3.3 % à 122 keV (conforme au calcul de bruit qui prédit 3.2 %). De la même manière, le temps de montée sur les anodes est d'autant plus difficile à mesurer que le pas des anodes est petit. L'effet du pas des électrodes sur les performances des détecteurs est étudié dans le paragraphe suivant. Ces travaux ont fait l'objet d'une publication dans la revue IEEE, Transactions on Nuclear Science [Gros d'Aillon, 2005].

### ***Résolution spatiale et efficacité de détection***

Pour tous les détecteurs testés, le champ électrique semble homogène dans le volume et l'efficacité de détection est globalement homogène sur toute la surface. Nous n'avons mesuré aucune différence sur ce sujet entre les matériaux testés.

### ***Comparaison des matériaux***

- CdTe:Cl-THM de Acrorad. A cause de la faible résistivité de ce matériau, la résolution en énergie obtenue avec ces détecteurs est de 7 % à 122 keV. De bonnes performances pourraient être obtenues soit en réduisant le pas des anodes (avec un pas inférieur à  $500 \mu\text{m}$ ), soit en diminuant l'épaisseur du détecteur. Les deux détecteurs testés sont remarquablement homogènes. Ce matériau est disponible commercialement, et peut être un bon choix pour des applications où la résolution en énergie n'est pas un critère essentiel.
- CdZnTe-HPBM de Saint-Gobain Crystal. La résolution en énergie de ces détecteurs est inférieure à 3 % à 122 keV. Il est possible de mesurer la profondeur d'interaction avec les anodes : cela permet d'effectuer l'ensemble des mesures sur la même face du détecteur, ce qui

peut être un avantage pour abouter des détecteurs sans perte de surface. Les 16 détecteurs HPBM testés pendant ce travail de thèse ne sont pas très homogènes et contiennent fréquemment des défauts visibles en microscopie infrarouge.

- CdZnTe de Yinnel Tech. Le détecteur testé est celui qui possède la meilleure résolution en énergie : 2 % à 122 keV. Sa très forte résistivité permet de le polariser fortement. Cependant, sur l'ensemble des détecteurs reçus, un seul présente de bonnes performances et ses dimensions ne sont pas celles demandées : la métallurgie semble encore peu reproductible. Ce matériau est peut être celui à utiliser pour de petits systèmes comme des sondes, demandant un faible volume de CdZnTe, mais il est probablement trop tôt pour envisager l'utiliser pour fabriquer des détecteurs de grande surface.

### V.3 Influence du pas des anodes

Pour étudier l'influence de la géométrie du détecteur sur ses performances spectrométriques, Saint-Gobain Crystal nous a fourni 8 détecteurs en CdZnTe-HPBM photographiés Figure 104.

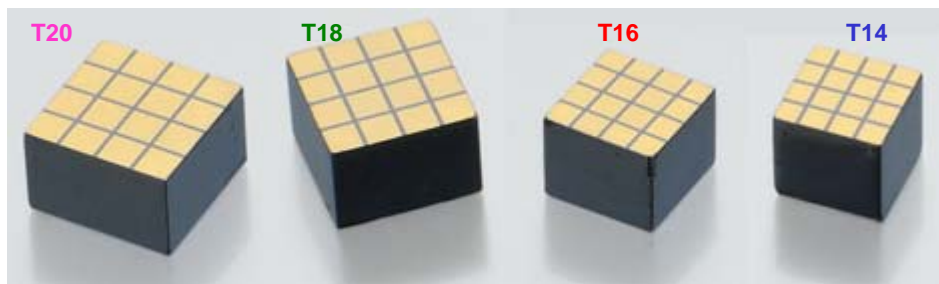


Figure 104 : Photos des détecteurs étudiés.

Ils possèdent une anode segmentée avec 4×4 pixels et une cathode pleine face. Leur géométrie est résumée dans le Tableau 17. La taille des anodes varie de  $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$  à  $1.8 \times 1.8 \text{ mm}^2$  et l'espace entre les anodes est toujours de  $200 \mu\text{m}$  : le pas varie donc de 1.4 à 2 mm. Ils ont été collés sur des substrats en céramique par la technique du « Polymer Flip Chip Bonding ».

Tableau 17 : Géométrie des détecteurs étudiés.

Détecteur	T20	T18	T16	T14
Pas (mm)	2	1.8	1.6	1.4
Pixels ( $\text{mm}^2$ )	$1.8 \times 1.8$	$1.6 \times 1.6$	$1.4 \times 1.4$	$1.2 \times 1.2$
Interpixel (mm)	0.2	0.2	0.2	0.2
Dimension CdZnTe ( $\text{mm}^3$ )	$8 \times 8 \times 5$	$7.2 \times 7.2 \times 5$	$6.4 \times 6.4 \times 5$	$5.6 \times 5.6 \times 5$

La résistivité de ces détecteurs varie de 36 à 58  $\text{G}\Omega\cdot\text{cm}$  et vaut en moyenne 50  $\text{G}\Omega\cdot\text{cm}$  à 0V et augmente entre 80 et 125  $\text{G}\Omega\cdot\text{cm}$  à 400V (moyenne 107  $\text{G}\Omega\cdot\text{cm}$ ). Nous n'avons pas pu mesurer les propriétés de transport des électrons à cause d'un problème sur le PC dédié.

Nous voulons mesurer l'impact du pas des anodes sur les performances des détecteurs (résolution en énergie) et sur la mesure de la profondeur d'interaction. Nous allons d'abord présenter les différences théoriques entre ces détecteurs avant de discuter des résultats expérimentaux.

### V.3.1 Etude théorique

La forme du spectre bi-paramétrique comme celle du spectre conventionnel avant correction sont liées à l'efficacité d'induction de charges (CIE). Les CIE associées aux quatre géométries étudiées ont été calculées par éléments finis et sont présentées Figure 105. Pour les calculer, nous avons utilisé un produit  $\mu\tau=3.10^{-3} \text{ cm}^2/\text{V}$ , caractéristique de ce matériau, et une tension de appliquée de 400 V.

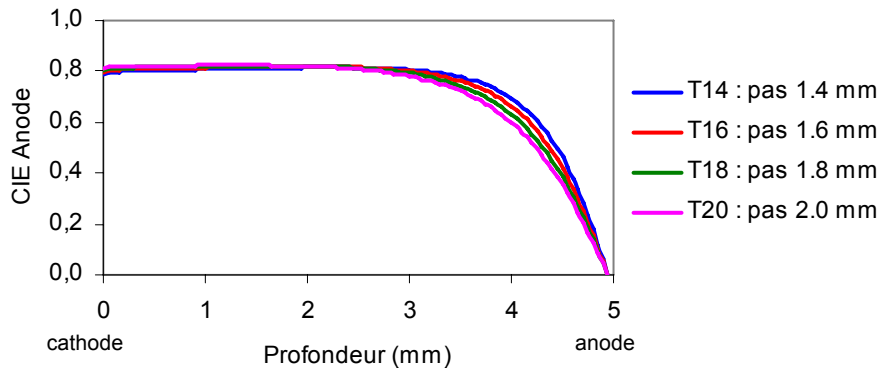


Figure 105 : Efficacité d'induction de charges pour les détecteurs T14, T16, T18 et T20. Tension 400 V, durée de vie des électrons : 3  $\mu\text{s}$ , mobilité 1000  $\text{cm}^2/\text{V.s}$ .

Ces CIE sont relativement équivalentes. L'effet pixel est plus marqué pour les détecteurs ayant un petit pas : la décroissance de la CIE commence plus près des anodes, à une distance égale au pas des anodes. Les CIE cathode, non représentées, sont linéaires et identiques à celle d'un détecteur planaire. On peut déduire :

- la linéarité des CIE entre la cathode et la profondeur 2.5 mm entraîne que les spectres bi-paramétriques seront plutôt verticaux ;
- les différences entre les CIE entre les profondeurs 2.5 et 4.5 mm entraînent des différences de courbure des spectres bi-paramétriques. La traînée sur le spectre conventionnel sera un peu plus importante pour le détecteur T20 que pour le détecteur T14. Cependant, comme l'absorption des photons est exponentielle, cette zone concerne assez peu d'événements. A 122 keV, sur l'ensemble des photons absorbés dans les 5 mm d'épaisseur du détecteur, 82 % des photons sont absorbés dans les 3 premiers mm, où chaque géométrie donne le même signal, 7 % dans les 0.6 mm qui différencient les détecteurs et 11 % à la fin. Ce sont donc uniquement 7 % des photons absorbés qui donneront une amplitude différente selon la géométrie du détecteur. On ne s'attend pas à des différences en ce qui concerne le spectre en énergie non corrigé.

Nous avons calculé avec Ulysse les spectres bi-paramétriques et conventionnels obtenus avec ces détecteurs (Figure 106). Pour ce calcul, nous avons utilisé les CIE calculées précédemment et nous avons supposé que le bruit est constant, indépendamment de la géométrie. Cette simplification est justifiée pour les anodes car le bruit associé est principalement d'origine électronique (il varie théoriquement de 193  $e^-$  rms pour T14 à 201  $e^-$  rms pour T20). Elle est moins légitime pour le signal cathode (il varie théoriquement de 282  $e^-$  rms pour T14 à 355  $e^-$  rms pour T20). Mais le bruit sur ce signal a relativement peu d'impact dans ces conditions. La principale différence entre les spectres bi-paramétriques se situe au niveau de leur courbure qui se déplace vers les grandes amplitudes quand le pas diminue.

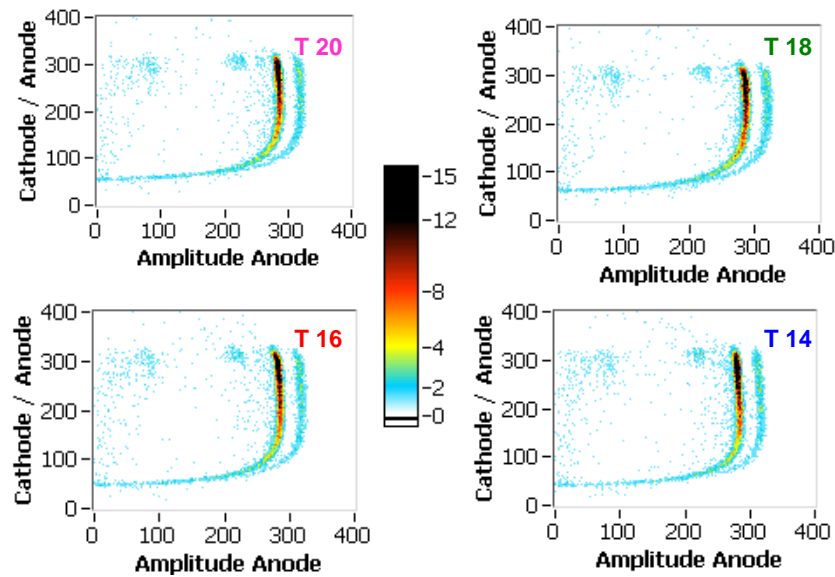


Figure 106 : Spectres bi-paramétriques simulés pour quatre pas de pixels. Les pas des détecteurs sont respectivement : T20 : 2 mm, T18 : 1.8 mm, T16 : 1.6 mm, T14 : 1.4 mm. Le bruit simulé est de 1 % rms pour les anodes et de 2 % rms pour les cathodes.

Ces quatre spectres bi-paramétriques sont à peu près identiques et les spectres conventionnels non corrigés (non représentés) sont presque superposés.

### V.3.2 Etude expérimentale

Nous avons étudié tous ces détecteurs avec le banc 2D. Certains possèdent des voies bruyantes, soit à cause d'un bord abîmé, soit à cause d'un défaut localisé visible par microscopie infrarouge. Ces voies ne sont pas prises en compte dans les études présentées. La Figure 107 représente des spectres bi-paramétriques caractéristiques, obtenus avec ces géométries.

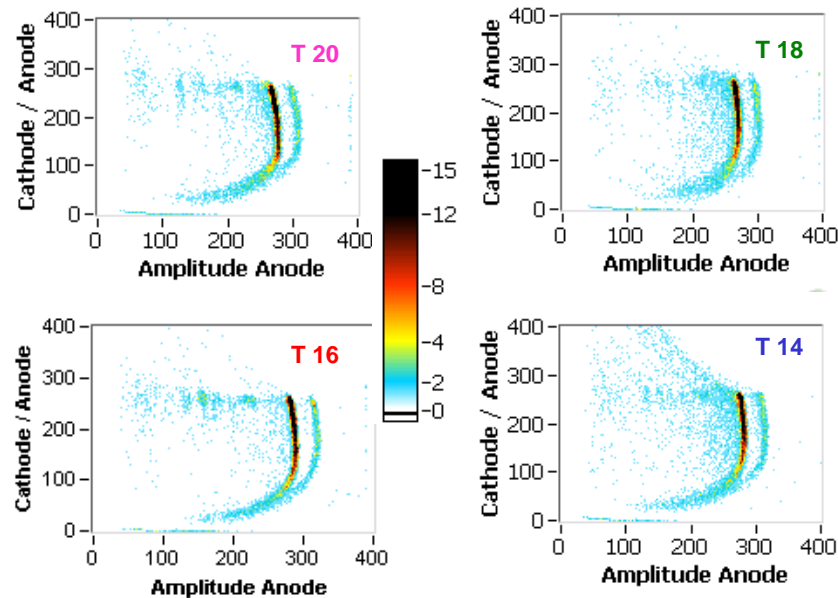


Figure 107 : Spectres bi-paramétriques pour quatre pas de pixels. Les pas des détecteurs sont respectivement : T20 : 2 mm, T18 : 1.8 mm, T16 : 1.6 mm, T14 : 1.4 mm.



Ces spectres sont qualitativement assez semblables. Les principales différences que nous observons sont liées à des variations de propriétés de transport entre les détecteurs. Notamment, l'amplitude mesurée à l'anode est légèrement inférieure à celle simulée, signifiant que le produit  $\mu\tau$  est surévalué.

A titre d'exemple, les 16 spectres bi-paramétriques et conventionnels, corrigés et non corrigés, mesurés avec le détecteur T20 sont représentés Figure 108. La très bonne résolution en énergie de ce détecteur (1.8 % à 122 keV, 4 % à 60 keV) est due à forte résistivité de ce matériau (100 G $\Omega$ .cm à la tension nominale).

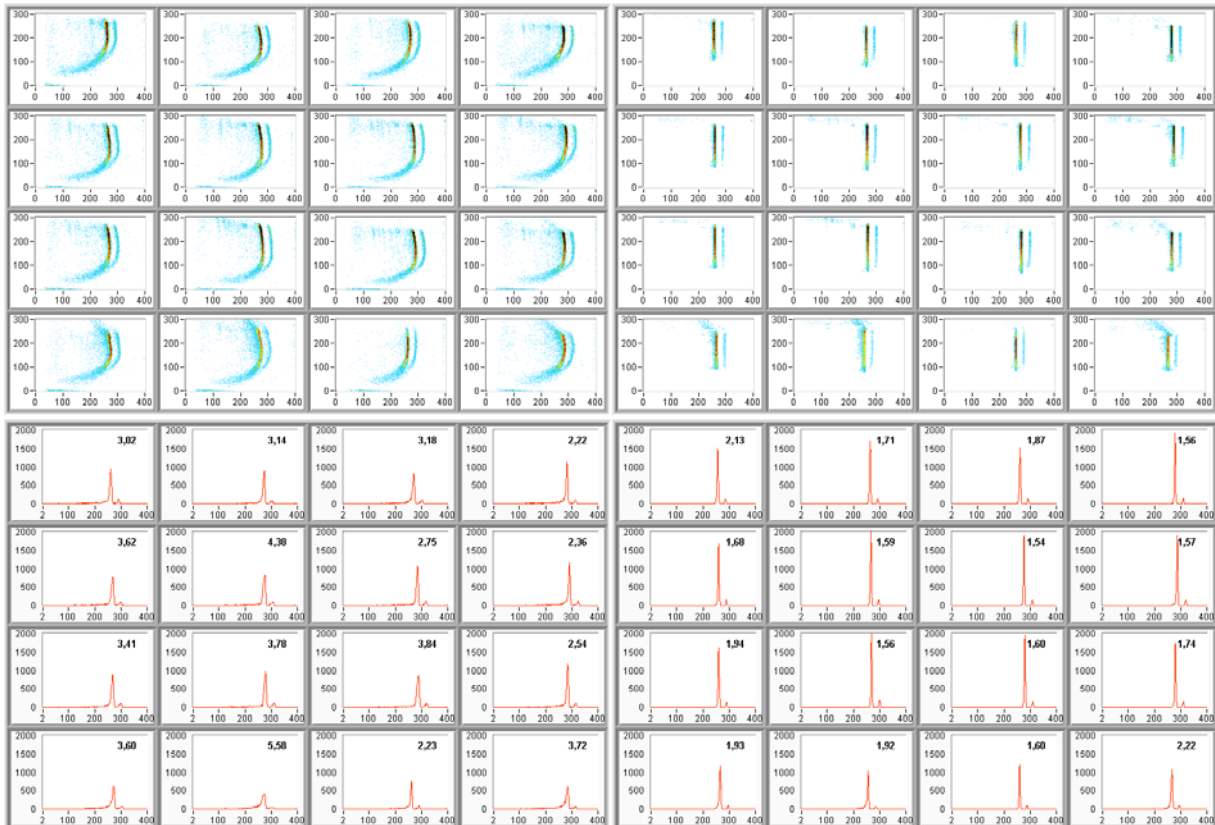


Figure 108 : Spectres bi-paramétriques (en haut) et conventionnels (en bas), non corrigés (à gauche) et corrigés (à droite) pour le détecteur T20. La profondeur d'interaction est mesurée avec le rapport cathode / anode. Tension 500 V, collimateur 500  $\mu$ m, source  $^{57}\text{Co}$ .

### *Mesure de la profondeur d'interaction*

Le temps de montée des signaux issus des anodes est mesuré correctement pour le détecteur au pas de 2 mm. La mesure est dégradée pour les pas 1.8 mm et 1.6 mm et très mauvaise pour le pas de 1.4 mm. Ceci est dû au fait que, plus l'effet pixel est marqué, plus le courant induit au départ est faible. L'instant de départ du signal est donc difficile à mesurer. Il faut noter que la chaîne d'acquisition n'a pas été réglée pour chaque détecteur : ces résultats pourraient être différents avec une électronique adaptée à ces pas. Inversement, la mesure du signal issu de la cathode est indépendante du pas des pixels. C'est pourquoi, la mesure de la profondeur d'interaction à partir de la cathode fonctionne correctement, pour toutes les géométries.

Le Tableau 18 permet de comparer la résolution en énergie obtenue pour chacune de ces géométries, avec et sans collimateur, et avec et sans correction de la profondeur d'interaction. Pour ces corrections, la profondeur d'interaction est mesurée avec l'amplitude du signal cathode.

**Tableau 18 : Résolution en énergie moyenne et écart type mesurés à mi-hauteur sur le pic à 122 keV du spectre en énergie pour chaque détecteur. Avec et sans correction de la profondeur d'interaction, pour une irradiation collimatée sur le pixel et sans collimateur.**

Collimateur	Correction	T20	T18	T16	T14
Non	Non	$3.9 \pm 1.2$	$3.6 \pm 1.3$	$3.6 \pm 1.7$	$4.4 \pm 0.3$
Non	Oui	$2.2 \pm 0.2$	$2.5 \pm 0.2$	$2.2 \pm 0.2$	
Oui $\phi = 500 \mu\text{m}$	Non	$3.3 \pm 0.9$	$3.5 \pm 1.2$	$2.8 \pm 1.2$	$4.6 \pm 0.6$
Oui $\phi = 500 \mu\text{m}$	Oui	$1.8 \pm 0.2$	$1.7 \pm 0.2$	$1.7 \pm 0.2$	$2.9 \pm 0.7$

Pour les détecteurs T16, T18, et T20, les résolutions en énergie obtenues après correction sont assez proches : environ 1.7 % avec un collimateur fin et entre 2.2 % et 2.5 % sans collimateur. Ces bonnes résolutions sont obtenues grâce au faible bruit du courant de fuite (30 à 50 électrons rms à 500 V) qui est du même ordre de grandeur que celui du déficit balistique (65 électrons rms) et de création de paire (48 électrons rms) (valeurs calculées à partir des formules du chapitre II). Les résultats obtenus avec le détecteur T14 ne sont pas pertinents par rapport à la géométrie du détecteur car ce matériau possède beaucoup de zones de contraintes localisées (cf. § V.1.1b), seules quelques voies fonctionnent correctement. Même sans correction et sans collimateur, la résolution en énergie moyenne est inférieure à 4 %, ce qui est meilleur que les détecteurs scintillateurs actuels. La dégradation de la résolution en énergie lorsque l'on retire le collimateur à plusieurs origines :

- les variations locales des propriétés de transport des électrons ;
- la variation du potentiel de pondération près du bord des anodes ;
- le partage de charges entre les anodes. Cet effet, qui est le plus important, sera discuté dans le paragraphe V.4.

### V.3.3 Conclusion sur la géométrie du détecteur

Nous avons montré par simulation que, pour les géométries présentées et avec les caractéristiques physiques étudiées, les performances des détecteurs devraient en théorie être indépendante de la géométrie du détecteur. Expérimentalement, les performances sont plutôt semblables pour les pas compris entre 1.6 et 2 mm et se dégradent pour le détecteur au pas de 1.4 mm pour des raisons indépendantes de la géométrie. La mesure de la profondeur d'interaction avec le signal cathode est indépendante du pas des pixels. La mesure du temps de montée anode se dégrade quand le pas diminue. Il serait intéressant de poursuivre cette étude pour des pas plus petits.

Nous n'avons pas étudié l'effet de la dimension de l'interpixel. Cette dimension n'a quasiment aucun effet sur la CIE, donc sur les performances intrinsèques du détecteur. Par contre, une petite distance interpixel augmente la capacité parasite entre les électrodes, accroissant le bruit électronique. Une grande distance interpixel augmente le risque de perte de charges entre les anodes. Ce sujet est abordé dans le paragraphe suivant.

## V.4 Etude du partage de charges entre les anodes

Le partage de charges entre les anodes du détecteur est un des mécanismes responsables de la traînée sur les spectres en énergie. Il réduit l'efficacité des détecteurs en CdTe et limite leur utilisation pour fabriquer des gamma-caméras [Blevis, 2004]. Les événements partagés sont répartis à toutes les énergies sur le spectre conventionnel (Figure 109). C'est pourquoi, le traitement du partage de charges n'améliore pas de façon significative la résolution en énergie mesurée à mi-hauteur mais supprime tout de même un nombre important d'événements qui ne contiennent pas d'information.

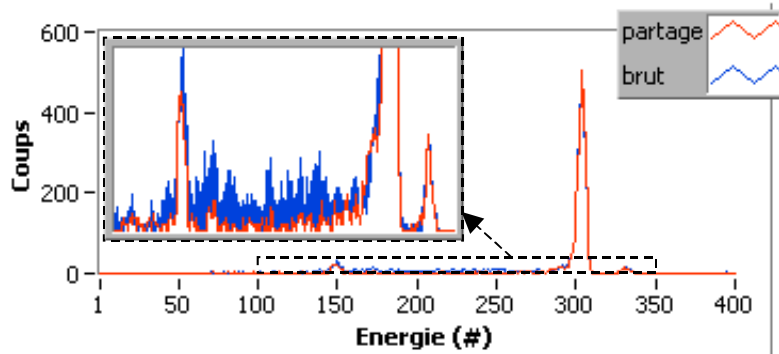


Figure 109 : Comparaison entre un spectre en énergie avec (en rouge) et sans (en bleu) traitement du partage de charges. Dans l'encart, zoom sur le spectre entre 40 keV et 140 keV. Détecteur T16.

Comprendre les mécanismes de partage de charges devient crucial lorsque le pas des pixels se réduit. Dans cette partie, nous allons d'abord étudier les phénomènes d'interaction matière-rayonnement qui donnent naissance au nuage électronique et nous allons caractériser la taille du nuage électronique, dès le dépôt d'énergie du photon dans le semi-conducteur. Puis la diffusion du nuage de charge dans le détecteur et l'induction sur les anodes sont prises en compte pour calculer le partage de charges finalement mesuré dans le détecteur.

### V.4.1 Etude du nuage électronique.

Nous avons utilisé le logiciel Pénélope introduit dans le chapitre II pour caractériser la dimension du nuage d'électrons créé par un photon incident. Pour un photon de 122 keV, dans le CdTe, 82 % des interactions sont de type photoélectrique, 11 % de type diffusé incohérent (Compton) et 7 % de type diffusé cohérent (Rayleigh). La taille du nuage électronique est d'abord liée aux éventuels photons secondaires : le photon de fluorescence pour les interactions photoélectriques ou le photon diffusé pour l'effet Compton. Ensuite vient la longueur de diffusion des photoélectrons. A tous ces termes d'interactions matière-rayonnement, il faut ajouter la diffusion du paquet de charges dans le détecteur pour connaître la dimension finale du nuage électronique.

#### a) Interactions matière-rayonnement et nuage électronique

Parmi les 82 % de photons absorbés par interaction photoélectrique, la désexcitation peut être radiative (fluorescence isotrope) ou non (électron Auger). La Figure 110a montre la section efficace d'interaction photoélectrique dans le CdTe entre 1 et 122 keV. L'énergie de la raie K du tellure est supérieure de quelques keV à celle du cadmium. Une fluorescence K du tellure peut

donc être absorbée rapidement par un atome de cadmium par effet photoélectrique. Un second photon d'énergie légèrement inférieure est alors émis. Les fluorescences peuvent donc se succéder. La Figure 110b montre la distance moyenne parcourue par un photon d'énergie donnée en abscisse avant d'être absorbé.

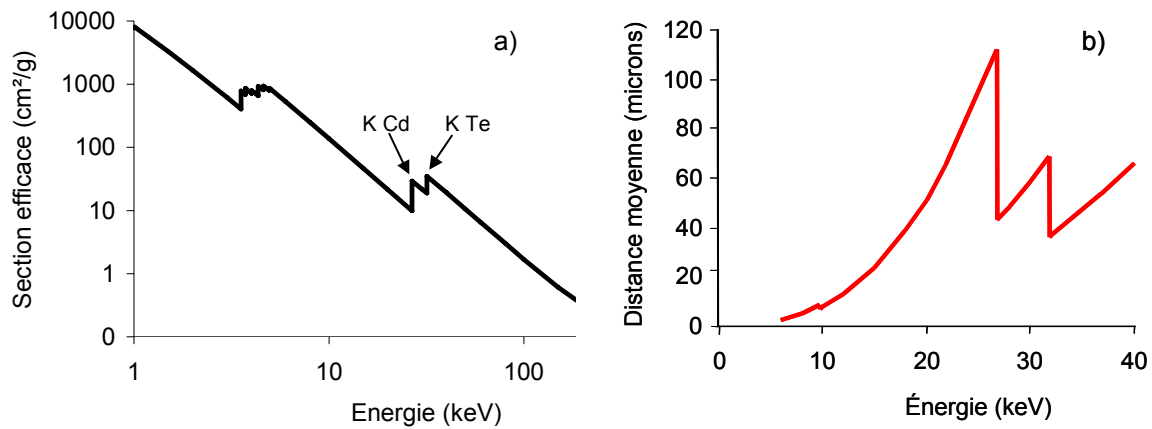


Figure 110 : A gauche (a) : section efficace d'interaction photoélectrique dans le CdTe [Internet @1]. La section efficace d'interaction dans le CdZnTe est très proche, avec quelques pics supplémentaires à plus basse énergie dus aux atomes de Zn. A droite (b) : distance pour laquelle la moitié des photons d'énergie donnée en abscisse sont absorbés dans le CdZnTe.

En ajoutant au parcours des photons celui des électrons, le Tableau 19 donne, selon le nombre de photons secondaires, la distance moyenne entre le lieu d'interaction du photon incident et le lieu d'absorption de l'électron le plus éloigné. Cette distance est projetée dans un plan parallèle aux électrodes du détecteur. La distance moyenne parcourue par les photons de fluorescence est de 90  $\mu\text{m}$ . Cependant, comme 25 % des désexcitations sont non radiatives, la distance moyenne du dernier dépôt d'énergie consécutif à une interaction photoélectrique est 67  $\mu\text{m}$ .

Tableau 19 : Distance moyenne parcourue par les photons secondaires après une interaction photoélectrique.

Nombre de photons secondaires	Taux	Distance moyenne parcourue par la fluorescence
0 (Auger)	25 %	0 $\mu\text{m}$
1 fluorescence	45 %	75 $\mu\text{m}$
2 fluorescences	25 %	111 $\mu\text{m}$
3 fluorescences	5 %	118 $\mu\text{m}$
Tous les photons de fluorescence	75 %	90 $\mu\text{m}$
Tous les photons (dont Auger)	100 %	67 $\mu\text{m}$

La distribution en taille des nuages électroniques créés issus des photons primaires et secondaires, ainsi que la proportion d'évènements d'une taille inférieure à une dimension donnée sont représentées Figure 111.

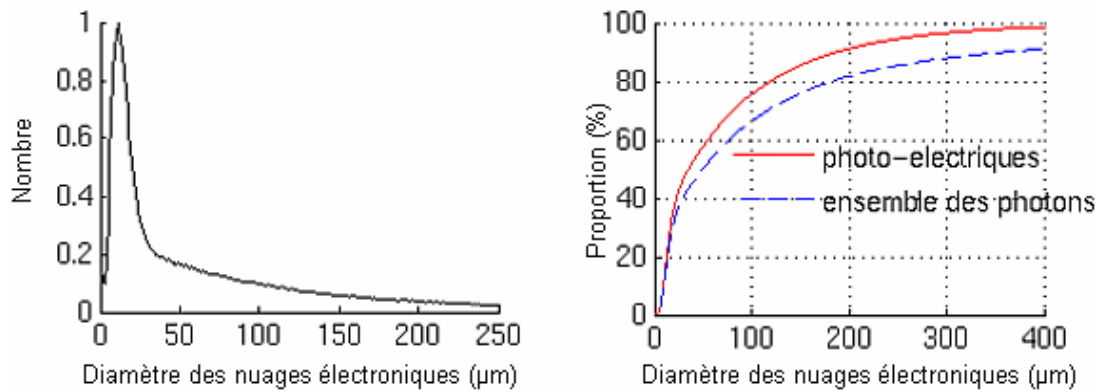


Figure 111 : A gauche : distribution du diamètre des nuages électroniques dès leur création (pour des interactions photoélectriques). Le premier pic est dû au fait que les photoélectrons parcourent environ 10 µm avant d'être absorbés. La figure de droite est l'intégrale de la courbe de gauche. Elle représente la proportion des événements plus petits qu'un certain diamètre (en abscisse) pour les interactions photoélectriques (en rouge) et pour l'ensemble des interactions (en pointillés bleu).

La moitié des nuages électroniques ont un diamètre inférieur à 36 µm, 80 % inférieur à 120 µm et 90 % inférieur à 190 µm.

#### b) Répartition spatiale du partage de charges à l'instant du dépôt

Pour prendre en compte l'ensemble des phénomènes cités dans les paragraphes précédents, nous utilisons une simulation Monte Carlo développée à partir du code Pénélope. Nous considérons un détecteur de 5 mm d'épaisseur sans faire d'hypothèse sur le pas des électrodes ni sur la dimension de l'interpixel, car nous ne nous intéressons ici qu'au dépôt d'énergie, et pas aux mécanismes impliqués dans la collecte des électrons. La géométrie simulée est décrite Figure 112. Nous calculons le nombre d'événements comptés par chaque anode en fonction de l'abscisse d'absorption du photon incident. L'ensemble des sous-particules créées est modélisé. Nous ne nous intéressons qu'à l'effet de l'interaction matière-rayonnement : la diffusion du paquet de charges n'est pas prise en compte car elle dépend du détecteur (épaisseur et potentiel appliqué).

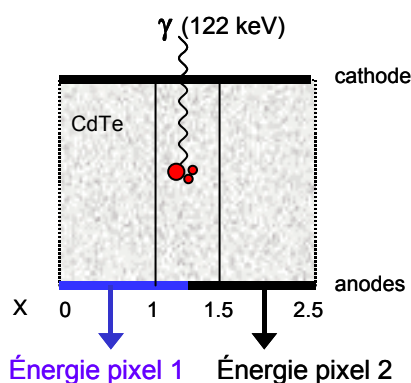


Figure 112 : Géométrie simulée. La source gamma est déplacée entre deux pixels. L'énergie des photons est 122 keV. Les traits noirs verticaux représentent la position des bords des pixels dans la géométrie typique des détecteurs.

Pour chaque photon incident, nous comparons la charge déposée au-dessus de chaque pixel à un seuil. Si ce dépôt est supérieur au seuil pour un seul pixel, l'événement est supposé déposé sur ce pixel. Si ce dépôt est supérieur au seuil pour deux pixels, l'événement est supposé partagé entre

les deux pixels. La Figure 113 montre le nombre de coups comptés par chaque électrode en fonction de la position de la source.

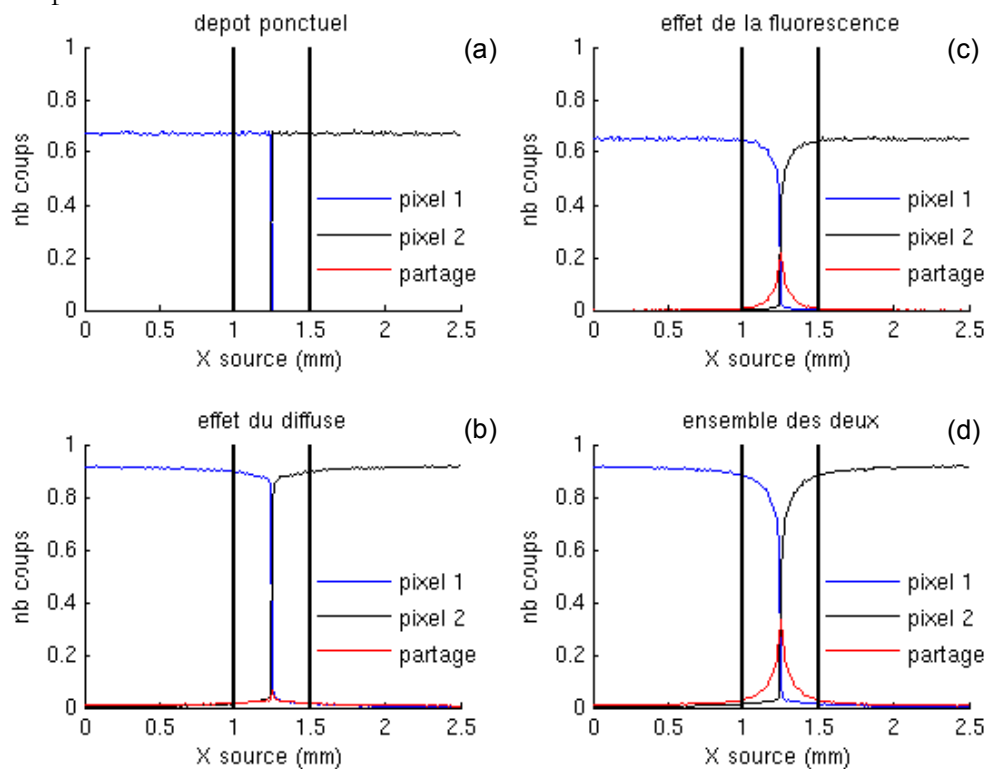


Figure 113 : Etude Monte Carlo du dépôt de charges dans le détecteur consécutif à l'absorption d'un photon de 122 keV. Nombre de coups comptés par le pixel 1 (en bleu), le pixel 2 (en rouge) et nombre de coups partagés (en rouge) en fonction de la position de la source. Pour un dépôt ponctuel (a), avec les photons Compton et Rayleigh (b), avec la fluorescence (c) et avec tous ces phénomènes (d). Le seuil est fixé à 15 keV. Les traits noirs verticaux indicatifs sont situés à 250  $\mu\text{m}$  du milieu de l'interpixel. Ils correspondront dans le paragraphe suivant aux bords des anodes.

Si le dépôt est ponctuel (équivalent à un effet photoélectrique, sans fluorescence ni parcours des électrons), aucun évènement n'est partagé (a). En considérant l'effet photoélectrique avec la fluorescence et le parcours des photoélectrons (c), les évènements peuvent être partagés à une distance d'environ 200  $\mu\text{m}$  du centre de l'interpixel. Les diffusions Compton et Rayleigh (b), peu nombreuses, entraînent un peu de partage de charges assez loin du milieu de l'interpixel. Enfin, le graphique (d) représente l'ensemble de ces effets. La fluorescence est responsable de la majorité des évènements partagés. Les évènements partagés loin du milieu de l'interpixel sont dus à la diffusion Compton. Le partage de charges est particulièrement important sur 80  $\mu\text{m}$  (largeur à mi-hauteur) et s'étend sur environ 500  $\mu\text{m}$ . Ces chiffres sont cohérents avec les dimensions des nuages électroniques données dans le paragraphe précédent.

### c) Quantification du partage de charges

La proportion d'évènements partagés est inversement proportionnelle au pas des pixels (Figure 114). Cependant, comme 25 % des désexcitations sont non radiatives, le nombre d'évènements partagés croît jusqu'à 75 %, puis plafonne, sauf pour des pixels très petits (de l'ordre de 10  $\mu\text{m}$ ). D'après notre simulation Monte Carlo, pour des pixels de 2.5 mm de côté, à 122 keV, 5.3 % des évènements sont partagés dès le dépôt. Pour des pixels de 800  $\mu\text{m}$ , cette proportion est de 14 %.

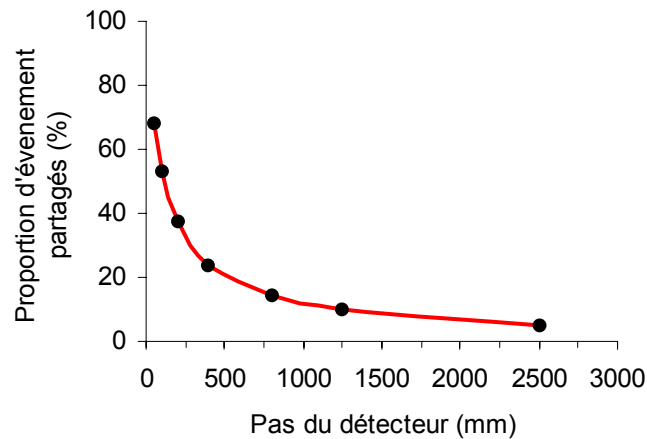


Figure 114 : Proportion d'évènements partagés dès le dépôt d'énergie sur toute la surface du détecteur en fonction du pas des pixels (calcul Monte Carlo, énergie 122 keV, le seuil est placé à 15 keV).

A plus faible énergie, la proportion de photons diffusés par effet Compton ou Rayleigh diminue notablement, entraînant une légère baisse du partage de charges. A 60 keV, pour des pixels au pas de 2.5 mm, 3 % des charges sont partagées dès leur dépôt.

#### V.4.2 Les phénomènes dans le détecteur

Après avoir étudié la dimension du paquet de charges créé par le dépôt d'énergie du photon, nous allons nous intéresser aux phénomènes dans le détecteur : principalement la diffusion du nuage électronique. Pour être rigoureux, il faut calculer l'induction sur les électrodes. L'ensemble de ces effets est modélisé grâce à la CIE présentée, au chapitre III.

##### a) Diffusion des électrons

Une fois le nuage électronique créé, les charges diffusent dans le volume du détecteur sous l'effet de l'agitation thermique. La diffusion est gouvernée par la constante de diffusion  $D$ , qui dépend de la facilité des porteurs à se déplacer sous l'effet d'une force engendrée par leur gradient de densité.  $D$  se calcule à l'aide de la relation d'Einstein :

$$D = k_B T \mu / e \quad \text{Eq. V.1}$$

Avec  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $T$  la température,  $e$  la charge élémentaire de l'électron et  $\mu$  sa mobilité. La valeur théorique de  $D$  dans le CdTe est  $0.0026 \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ . Pour un trajet de durée  $t$ , la diffusion crée une distribution gaussienne d'écart type :  $\sqrt{2Dt}$  à 1 dimension,  $\sqrt{4Dt}$  à 2 dimensions, et  $\sqrt{6Dt}$  à 3 dimensions. Un nuage de charges ponctuel créé près de la cathode dans un détecteur d'épaisseur  $L$  polarisé à une tension  $V$ , s'élargit jusqu'à une dimension caractéristique projetée sur un plan  $xy$  de :

$$\sigma = \sqrt{4DL^2 / \mu V} \quad \text{Eq. V.2}$$

Pour un détecteur de 5 mm d'épaisseur polarisé à 400 V, on trouve pour une interaction près de la cathode une longueur de diffusion de  $80 \mu\text{m}$ . Il faut noter qu'à un écart type de  $80 \mu\text{m}$  correspond une largeur à mi-hauteur de  $190 \mu\text{m}$ .

La Figure 115 permet de comparer qualitativement les effets de la fluorescence, du parcours des photo-électrons et de la diffusion des électrons (pour une interaction du côté de la cathode dans cet exemple). Ici, on fait l'approximation que l'absorption des électrons suit une loi exponentielle. La distance parcourue par les photons de fluorescence est régie par une loi exponentielle alors que la distance parcourue par la diffusion est régie par une loi gaussienne.

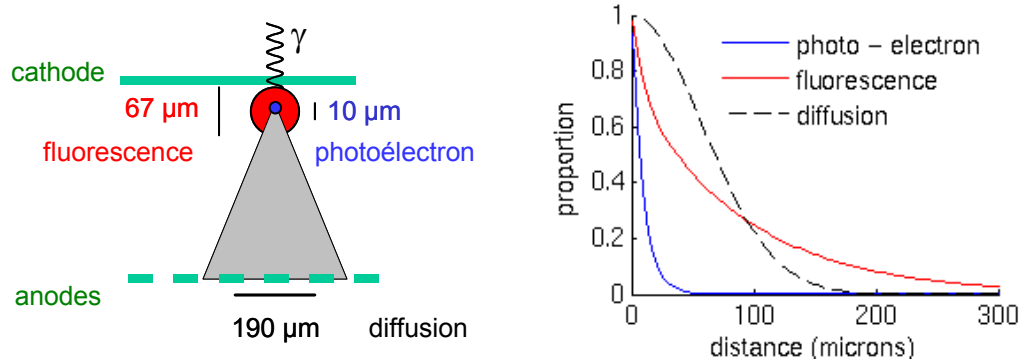


Figure 115 : Comparaison des distances parcourues par le premier photo électron (en bleu), par le photon de fluorescence (en rouge) et par la diffusion (en noir). La diffusion est donnée pour une interaction du côté de la cathode ( $D = 0.0026 \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $V = 400 \text{ V}$ ,  $L = 5 \text{ mm}$ ).

La fluorescence est un phénomène aléatoire qui crée de grands nuages électroniques pour certains événements. Le grand nombre d'électrons dans le nuage électronique permet d'apparenter la diffusion à un phénomène continu, qui élargit l'ensemble des nuages électroniques.

#### b) Modélisation du détecteur

La modélisation du détecteur par éléments finis a été discutée au chapitre III. Pour le partage de charges, le phénomène important est la décroissance de la CIE entre deux anodes. La Figure 44 présentée au paragraphe III.3.3 montre que cette décroissance est indépendante des paramètres numériques. Alors que dans les paragraphes précédents, nous avons considéré un détecteur de 5 mm d'épaisseur, pour le calcul de la CIE, ici, nous devons modéliser la géométrie des anodes : des pixels de  $2 \times 2 \text{ mm}$  au pas de 2.5 mm.

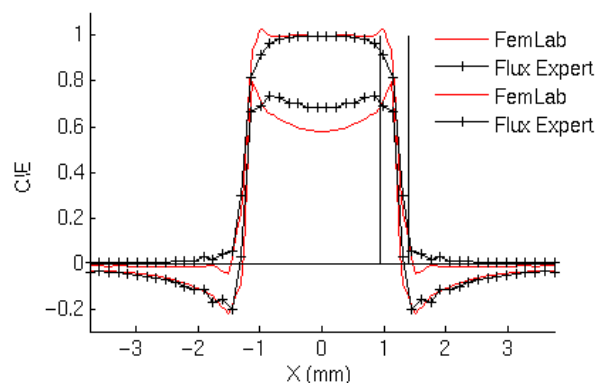


Figure 116 : Comparaison de la CIE (normalisée) obtenue avec les logiciels FemLab et Flux Expert pour deux profondeurs : près de la cathode (en haut) et près des anodes (en bas). La décroissance de la CIE se superpose correctement dans l'interpixel. Les deux traits noirs verticaux représentent la position du bord des anodes. Détecteur HPBM de  $10 \times 10 \times 5 \text{ mm}$  avec des pixels de  $2 \times 2 \text{ mm}$  au pas de 2.5 mm.

La CIE rend compte des phénomènes dans le détecteur : la migration et la diffusion des électrons et l'induction de charges sur les anodes. Pour le partage de charges, nous comparons les charges



mesurées à un seuil fixe, ici 15 keV, soit 12 % de la charge totale déposée (122 keV). La conservation de la charge entraîne que, si la CIE du pixel 1 devient inférieure à 88 % de la CIE maximale, la CIE du pixel 2 sera supérieure à 12 % de la CIE maximale : chaque événement dans cette zone sera mesuré comme partagé. La Figure 117 montre la différence entre le nombre d'événements pour lesquels le dépôt est partagé au départ (trait pointillé rouge) et celui pour lesquels il est finalement mesuré comme partagé (trait continu rouge). Dans cette géométrie, le partage de charges est confiné dans une zone inférieure à la taille de l'interpixel. Au milieu du détecteur, sur environ 210  $\mu\text{m}$ , la majorité des événements est mesurée comme partagée. Sur 260  $\mu\text{m}$ , le partage est notable. Par comparaison, pour le dépôt initial, le partage est important sur une distance d'environ 80  $\mu\text{m}$ .

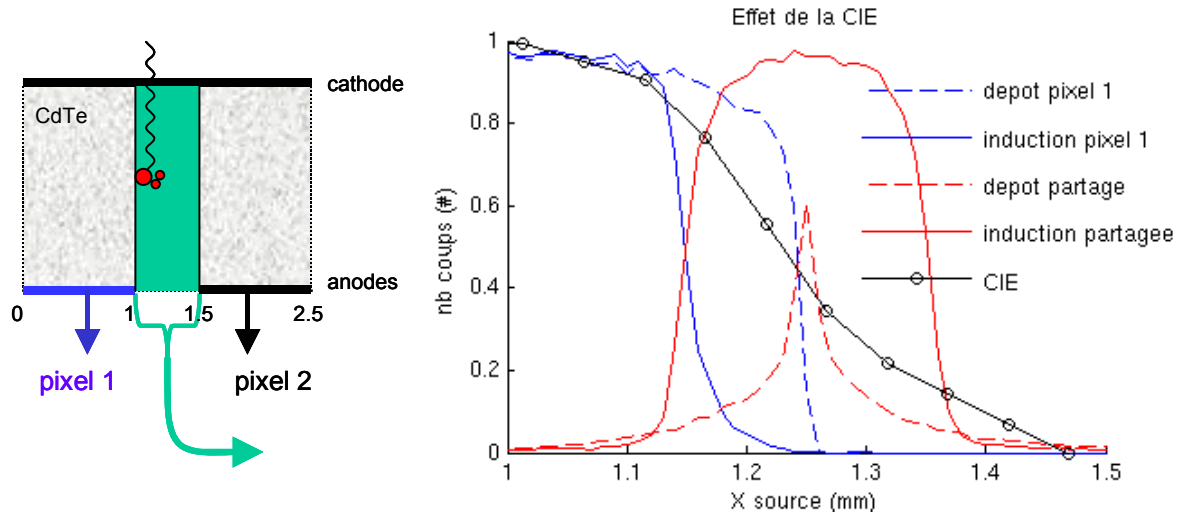


Figure 117 : A gauche : schéma de la géométrie simulée et région d'intérêt (l'interpixel en vert). A droite, dans l'interpixel, nombre d'événements dont le dépôt est intégralement du côté du pixel 1 (trait bleu pointillé), nombre d'événements pour lesquels le dépôt est partagé (trait pointillé rouge), nombre d'événements mesurés comme étant collectés par le pixel 1 (en trait plein bleu) et nombre d'événements finalement mesurés comme partagés (trait plein, rouge). Le trait noir représente la CIE associée au pixel 1.

La Figure 118 a été obtenue de la même manière que la Figure 113 du paragraphe précédent en prenant en compte l'effet de l'induction des charges à travers la CIE. Elle permet de comparer le partage de charges dès le dépôt (à gauche) et en tenant compte de la diffusion et de l'induction (à droite). Dans les deux cas, on compare la proportion de photons subissant une première interaction photoélectrique et la proportion de photons subissant une première interaction Rayleigh ou Compton.

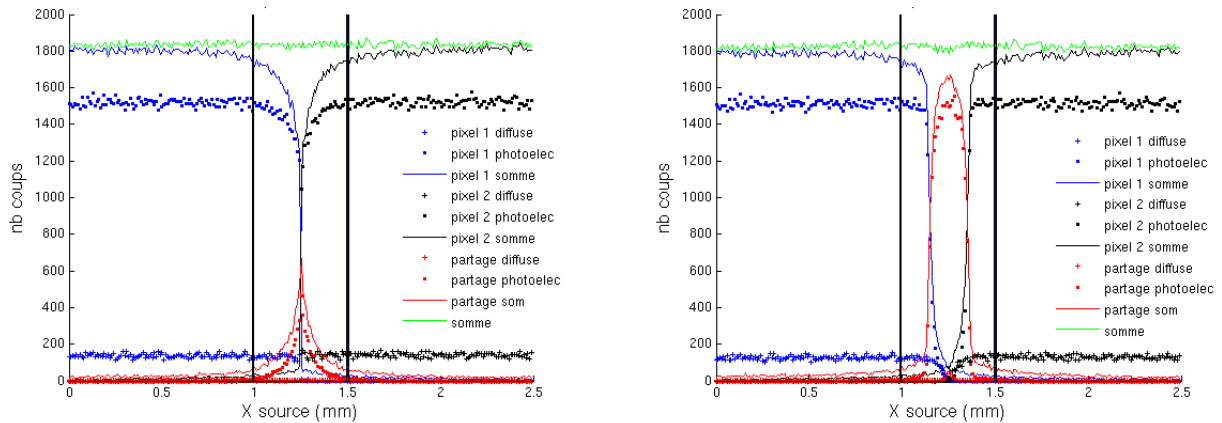


Figure 118 : Partage des charges dès le dépôt

Partage de charges mesuré

L'abscisse représente la position de la source. Les coups sur le pixels 1 sont tracés en bleus, ceux sur le pixel 2 en noir et les coups partagés sont en rouge. Géométrie simulée : détecteur monolithique de 5 mm d'épaisseur, anodes au pas de 2.5 mm. Energie 122 keV. Le centre du premier pixel est à l'abscisse 0, son bord à l'abscisse 1 mm, le bord du second à l'abscisse 1.5 mm et le centre du second à l'abscisse 2.5 mm.

La taille initiale du nuage d'électrons est principalement due à la fluorescence, mais le partage de charges final est surtout causé par la diffusion des électrons. La dimension caractéristique de la zone de partage de charges, 210  $\mu\text{m}$ , est compatible avec la taille du nuage d'électrons dû à la diffusion : 190  $\mu\text{m}$  à mi-hauteur. On peut donc définir trois zones dans l'interpixel : une zone de 150  $\mu\text{m}$  où les photons sont mesurés par le premier pixel, une zone de 200  $\mu\text{m}$  où ils sont partagés et une zone de 150  $\mu\text{m}$  où ils sont mesurés par le second pixel.

Sur toute la surface d'un détecteur de 5 mm d'épaisseur avec des anodes au pas de 2.5 mm, en ne prenant en compte que l'effet photoélectrique, à 122 keV, 3.7 % des événements absorbés sont partagés dès leur dépôt et 12 % sont finalement mesurés comme partagés. En considérant l'ensemble des événements, 5.2 % des événements sont partagés dès leur dépôt et 13 % sont mesurés comme partagés. A 60 keV, 3 % des charges sont partagées dès leur dépôt. Cependant, tous ces photons étant absorbés près de la cathode, tous les nuages électronique diffusent tous et 8 % des événements sont finalement mesurés comme partagés.

### V.4.3 Comparaison expérimentale

#### a) Partage de charges

Nous venons de montrer qu'expérimentalement, nous devons sonder une zone de 200  $\mu\text{m}$  de large. Pour cela, il faut collimater suffisamment la source. Cependant, nous ne disposons que d'un collimateur avec un trou de 500  $\mu\text{m}$  de diamètre. Les effets mesurés seront donc fortement convolués avec la taille de la source. Il faudrait un collimateur plus fin, par exemple 100  $\mu\text{m}$ , mais on manquerait alors de photons. La Figure 119 a été réalisée de la même manière que la Figure 118 en considérant la divergence de la source (avec un collimateur de 0.5 mm). Dans ce cas, la largeur à mi-hauteur de la zone de partage de charges mesure environ 570  $\mu\text{m}$ . Sur cette figure, 8,8 % des événements sont comptés comme partagés. Sur l'ensemble de la surface du détecteur, 13 % des événements sont partagés.

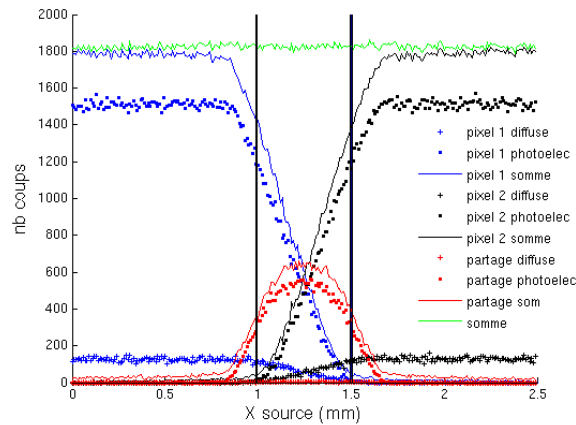


Figure 119 : Simulation Monte Carlo de la répartition du partage de charges entre deux pixels avec un collimateur de 500 µm.

La répartition spatiale du partage de charges est clairement visible en déplaçant une source fortement collimatée au-dessus du détecteur. Le nombre d'évènements comptés par une seule anode diminue entre les pixels (Figure 120 à gauche) pendant que le nombre d'évènements partagés augmente (Figure 120 à droite), surtout dans les angles entre 4 pixels.

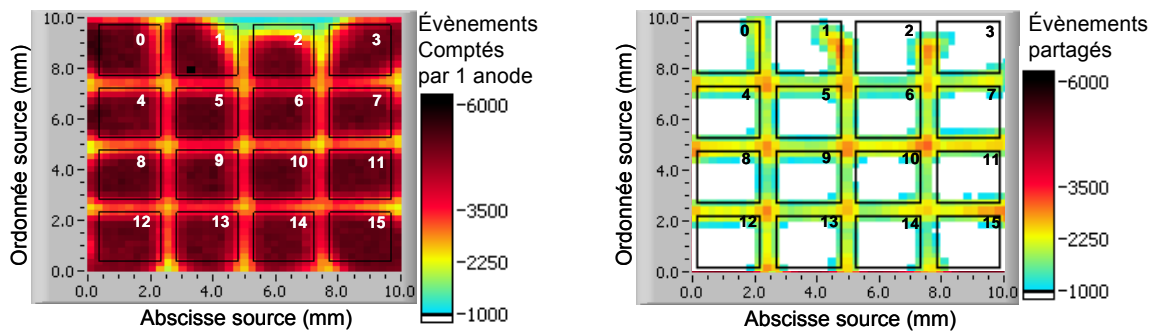


Figure 120 : Carte des évènements mesurés par une seule anode (à gauche) et des évènements mesurés simultanément par au moins deux anodes (à droite) en fonction de la position de la source. Ici, l'information sur la voie qui a mesuré chaque évènement n'est pas représentée. Détecteur monolithique CdZnTe 10×10×5 mm, pixels de 2×2 mm au pas de 2.5 mm. Seuil = 15 keV, collimateur 500 µm. 51×51 acquisitions de 60 s au pas de 250 µm. Ces diagrammes ont été mesurés lors de la même acquisition que ceux présentés Figure 103, §V.2.2.

Expérimentalement, environ 10 % des évènements sont partagés contre 13 % d'après la simulation. La Figure 121 est une coupe de la Figure 120 à droite qui permet de quantifier la dimension spatiale de la zone de partage de charge.

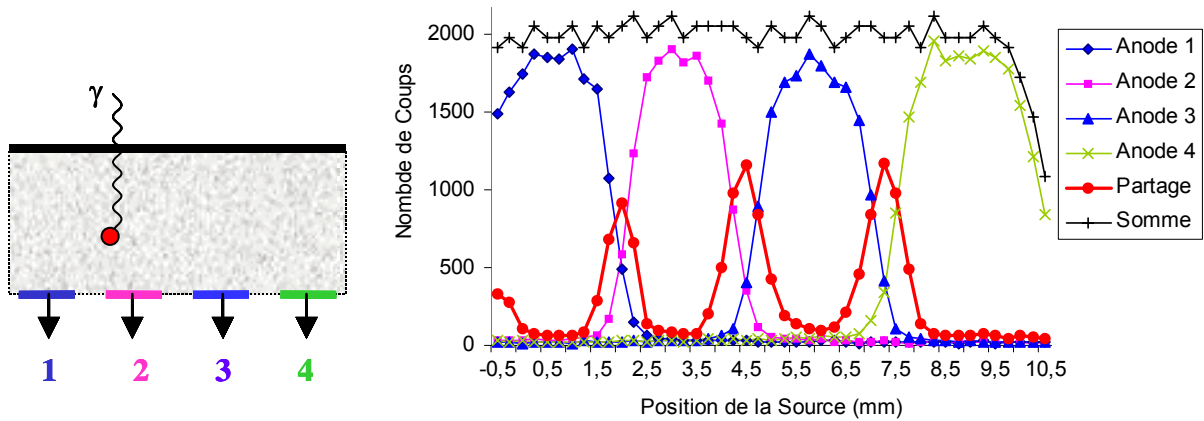


Figure 121 : Mesure du partage de charges. Détecteur CdZnTe monolithique de  $10 \times 10 \times 5$  mm avec des pixels de  $2 \times 2$  mm au pas de 2.5 mm. Tension 500 V, seuil 15 keV, source  $^{57}\text{Co}$ , collimateur Pb  $\phi$  500  $\mu\text{m}$ .

Ce partage a lieu sur une distance plus grande expérimentalement (entre 500  $\mu\text{m}$  et 800  $\mu\text{m}$  à mi-hauteur) qu'en simulation (570  $\mu\text{m}$  à mi-hauteur). Il serait intéressant de réitérer ces expériences avec un collimateur beaucoup plus fin.

#### b) Partage et pertes de charges

Pour caractériser le partage de charges entre les anodes, lorsqu'un évènement est partagé entre deux pixels (Figure 122a), nous mesurons simultanément l'amplitude des deux signaux induits. Nous traçons sur un graphique l'amplitude mesurée sur le pixel 1 en fonction de l'amplitude mesurée sur le pixel 2 (Figure 122b). En théorie, ces points sont alignés sur un segment qui joint les deux croix. Si tous les photons incidents sont de même énergie, si l'on néglige la dépendance de l'amplitude mesurée avec la profondeur d'interaction, la perte de charges et le bruit, la somme des amplitudes doit être constante. En ajoutant les amplitudes pour chaque évènement on retrouve l'énergie des photons incidents (Figure 122c). Cette mesure permet de caractériser le partage de charges (tracé b) et de retrouver le spectre incident (tracé c). En pratique, il faut ajouter le bruit de chaque mesure ainsi que la dépendance de l'amplitude mesurée à la profondeur d'interaction.

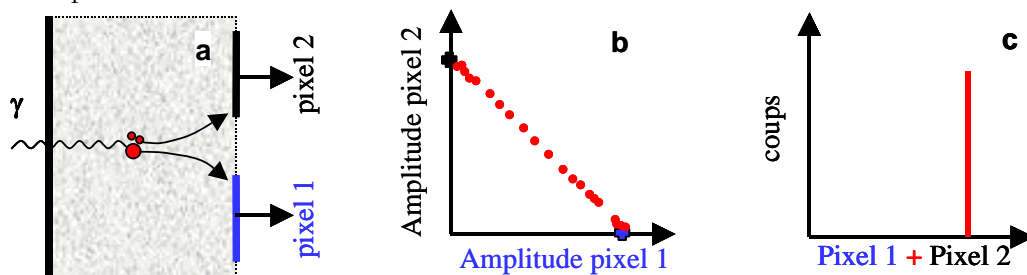


Figure 122 : Lorsqu'un évènement est partagé entre deux pixels (a), le tracé des paires d'amplitudes mesurées (b) permet de retrouver le spectre incident (c). Sur le tracé b, les croix représentent l'amplitude mesurée lorsque toutes les charges sont collectées par une seule anode et les points rouges les paires d'amplitudes mesurées lorsque les charges sont partagées.

### *Caractérisation expérimentale du partage de charges entre deux anodes*

On obtient expérimentalement les spectres Figure 123. Le spectre en énergie est calculé à partir des coups situés au-dessus des seuils en énergie : à droite du trait vertical noir et au-dessus du trait horizontal bleu. Ce type d'acquisition peut être utilisé pour connaître le seuil à appliquer.

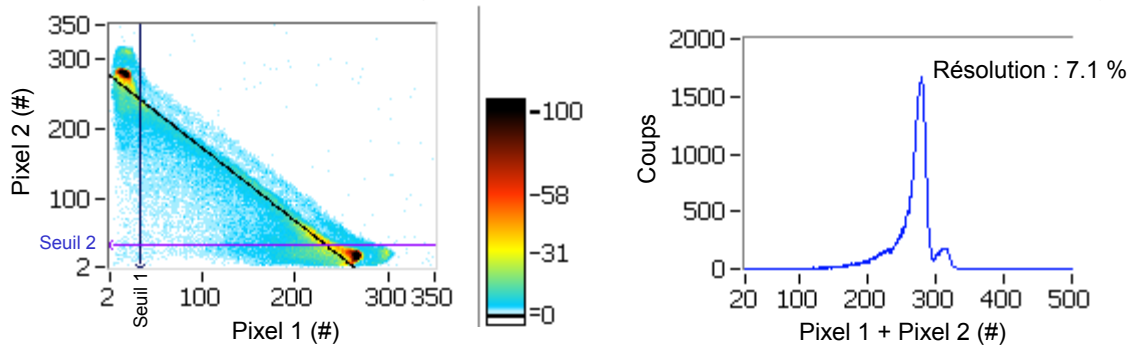


Figure 123 : Détecteur T18, tension 400 V. A gauche : tracé de l'amplitude mesurée sur un pixel en fonction de l'amplitude mesurée sur l'autre pour des événements partagés. Le trait incliné noir relie l'amplitude mesurée à 122 keV pour les deux pixels concernés. A droite, spectre en énergie associé, obtenu en sommant les paires d'amplitudes (sans correction de la profondeur d'interaction).

Sur le diagramme de gauche, pour les événements d'amplitude inférieure au seuil en énergie, l'amplitude mesurée sur le pixel 1 est constante quand l'amplitude mesurée sur le pixel 2 varie de 0 jusqu'au seuil. Dans ce cas, la somme des énergies mesurée est supérieure à l'énergie déposée. Ce phénomène provient d'une erreur de mesure des cartes bi-paramétriques. Un électron créé au-dessus du pixel 1 induit une charge sur ce pixel et sur ses voisins. Quand il se rapproche des anodes, la charge induite sur le pixel 1 augmente fortement pendant que celle induite sur les anodes voisines diminue pour revenir à 0 (cf. paragraphe II.2 et III.3). Dans ce cas, le courant induit sur le pixel 2 est d'abord positif puis négatif. Or, nos cartes bi-paramétriques ont été conçues pour mesurer uniquement les courants positifs. Dans le cas d'un signal bipolaire, elles donnent une information qui dépend uniquement de la partie positive du courant. L'amplitude mesurée n'est donc pas représentative de la charge finale induite. C'est pourquoi, nous devons utiliser un seuil en énergie élevé que nous définissons avec ces diagrammes.

### *Partage et perte de charges*

Avec ce même détecteur, entre deux autres pixels, on observe des résultats plus éloignés de la théorie (Figure 124). La bande de partage de charges est courbée : de l'énergie est perdue, surtout quand les deux amplitudes sont comparables. En conséquence, le spectre en énergie est très mal résolu.

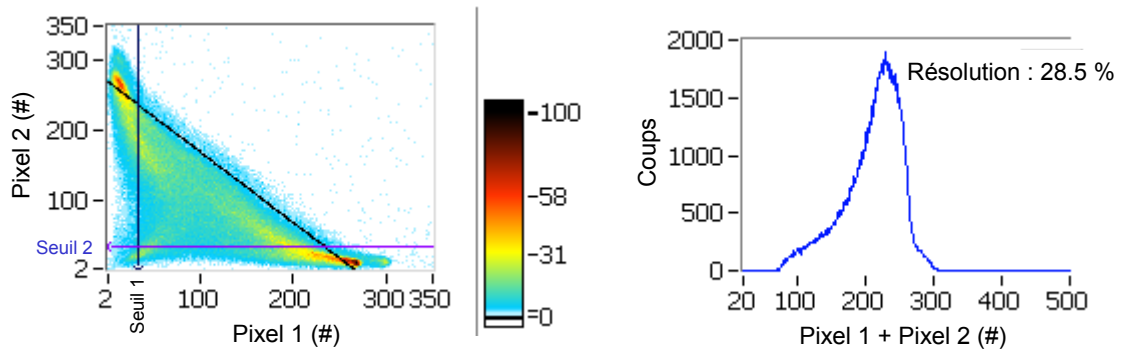


Figure 124 : Détecteur T18, tension 400 V. A gauche : tracé de l'amplitude mesurée sur un pixel en fonction de l'amplitude mesurée sur l'autre pour des événements partagés. A droite, spectre en énergie associé.

Cette perte de charges entre les anodes peut être due à la présence de défauts de surface qui piègent les charges [Chen, 2002, Bolotnikov 2002]. Il existe une fine couche près de la surface du détecteur dont les caractéristiques diffèrent de celles du volume (comme c'est le cas pour le silicium ou le germanium). Si la conductivité de la surface est supérieure à celle du volume, les lignes de champ électriques peuvent guider les charges vers la surface où elles peuvent être piégées pendant une durée supérieure au temps d'intégration de l'électronique (pour nous, environ 1  $\mu$ s). Dans ce cas, l'information sur l'énergie déposée est perdue.

#### V.4.4 Conclusion sur le partage de charges

Le partage et la perte de charges sont deux phénomènes qui limitent les performances des détecteurs à base de tellure de cadmium. Nous avons modélisé les différents phénomènes physiques responsables du partage de charges. La fluorescence est responsable de la dimension initiale du nuage électronique : 50 % des nuages ont un diamètre inférieur à 36  $\mu$ m et 20 % sont plus grand que 120  $\mu$ m. Si le pas des anodes est plus petit que 200  $\mu$ m, le partage de charges sera très important, indépendamment de l'épaisseur du matériau. Pour un détecteur de 5 mm d'épaisseur, le rôle de la diffusion du nuage électronique est prépondérant par rapport à celui de la fluorescence ou de la diffusion Compton. Pour la géométrie modélisée, 5 % des événements sont partagés dès le dépôt d'énergie, et 13 % des événements sont finalement partagés.

Ces travaux ont fait l'objet d'une présentation à la conférence « International Workshop on Radiation Imaging Detectors » (Grenoble, juillet 2005) et d'une publication dans la revue Nuclear Instrument and Methods A [Gros d'Aillon, submitted].

Le partage de charges peut être traité simplement en sommant les amplitudes des anodes, s'il n'y a pas de perte de charges sur la surface entre ces anodes. La visualisation des paires d'amplitudes mesurées pour les charges partagées donne la signature du partage et des pertes de charges. Elle peut être utilisée pour connaître le seuil à appliquer. Pour travailler avec de plus petits pixels, il faudra étudier l'influence des différents paramètres de dépôt du contact sur la courbure de ce graphique. Des pistes de traitement seront discutées dans le chapitre suivant.

## V.5 Conclusion du chapitre V

L'effet pixel associé aux détecteurs monolithiques permet de s'affranchir partiellement de la mauvaise collecte des trous. Cependant, comme l'induction de charges a lieu près des anodes, les performances des détecteurs sont très sensibles à l'état de la surface. Le signal issu de la cathode est moins sensible aux défauts car la charge est induite durant toute la migration du paquet d'électrons.

Nous avons observé des corrélations entre les caractérisations physiques effectuées et les performances spectrométriques des détecteurs. L'observation des inclusions réparties aléatoirement ou groupées en chaînes, des zones de biréfringence étendues ou localisées, des défauts de lithographie sur les contacts et la mesure des caractéristiques  $I(V)$  permettent de qualifier le matériau.

Nous avons comparé trois matériaux : du CdTe THM, du CdZnTe-HPBM et du CdZnTe-MVBM. Les techniques de croissance les plus récentes fournissent le matériau avec les meilleures caractéristiques physiques, notamment la résistivité, permettant d'atteindre une meilleure résolution en énergie qu'avec du matériau THM. Inversement ce matériau est plus homogène que le CdZnTe-HPBM qui lui-même est plus homogène que le CdZnTe-MVBM. Cette différence d'homogénéité est le signe d'une moins grande maturité pour les matériaux les plus récents, et nous pouvons espérer avoir à disposition dans quelques années du matériau très résistif et homogène.

La profondeur d'interaction peut être mesurée avec le temps de montée du signal anode ou avec le signal cathode. La méthode la plus adaptée dépend des propriétés du matériau ( $\rho$ ,  $\mu$  et  $\tau$ ) et de la géométrie du détecteur (surface de la cathode, des anodes et épaisseur ( $S_{\text{cathode}}$ ,  $S_{\text{anode}}$  et  $L$ )).

- Le bruit du signal cathode dépend surtout de la résistivité du matériau. Il est indépendant du pas des pixels.
- La précision de mesure du temps de montée anode dépend du courant induit, donc du pas des pixels et de la tension appliquée.

Le partage de charges entre les anodes a été étudié et quantifié par simulation. Pour réduire son effet, on peut le mesurer et le traiter, en essayant de dissocier le partage de charges pur et le partage associé à la perte de charge. Ce point sera discuté dans le chapitre suivant.

## Références du chapitre V

- Amman M.**, Lee J. S. and Luke P. N., *Electron trapping non-uniformity in high-pressure-Bridgman-grown CdZnTe*, J. of Appl. Phys. 2002. 92(6) p. 3198–3206
- Bolotnikov A. E.**, Cook W. R., Harrison F. A., Wong A. -S., Schindler S. M., Eichelberger A. C., *Charge loss between contacts of CdZnTe pixel detectors*, Nucl. Instr. and Meth. A, 1999. 432(2-3) p. 326-331
- Bolotnikov, A.E.**, Chen, C.M.H., Cook, W.R., Harrison, F.A., Kuvvetli, I., Schindler, S.M., *Effects of bulk and surface conductivity on the performance of CdZnTe pixel detectors*, IEEE Trans. Nucl. Sci., 2002. 49(4) p. 1941–1949
- Blevis, I.M.**, Tsigelman, A., Pansky, A., Altman, H., Hugg, J.W., *Investigation of spectral response of monolithic CZT for imaging*, IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Record, 2004. 7 p. 4556-4559
- Chen, C.M.H.**, Boggs, S.E., Bolotnikov, A.E., Cook, W.R., Harrison, F.A., Schindler, S.M., *Numerical modeling of charge sharing in CdZnTe pixel detectors*, IEEE Trans. Nucl. Sci., 2002. (49)1 p. 270-276
- Gaskin J.A.**, Sharma D.P., Ramsey B.D., *Charge sharing and charge loss in a cadmium-zinc-telluride fine-pixel detector array*, Nucl. Instr. and Meth. A, 2003. 505(1-2) p. 122-125
- Gros d'Aillon E.**, Gentet M.C., Montemont G., Rustique J., Verger L., *Simulation and experimental results on monolithic CdZnTe gamma-ray detectors*, IEEE Trans. Nucl. Sci., 2005. accepted for publication
- Gros d'Aillon E.**, Tabary J., Glière A., Verger L., *Charge Sharing on Monolithic CdZnTe Gamma-Ray Detectors: A Simulation Study*, 7th International Workshop on Radiation Imaging Detectors, Grenoble July 4-7 2005, submitted to Nucl. Instr. and Meth. A.
- Mathy F.**, Gliere A., Gros d'Aillon E., Masse P., Picone M., Tabary J., Verger L., *A three-dimensional model of CdZnTe gamma-ray detector and its experimental validation* Nuclear Science, IEEE Trans. Nucl. Sci., 2004. 51(5) p. 2419-2426
- Ivanov V.**, Alekseeva L., Dorogov P., Loutchanski A., *Correlation between quality of CZT crystals and spectrometric performance of hemispherical radiation detectors*, IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Record, 2004. p. 4415-4419
- Luke P.N.**, Amman, M., Lee, J.S., *Factors affecting energy resolution of coplanar-grid CdZnTe detectors*, IEEE Trans. Nucl. Sci., 2004. 51(3), p. 1199-1203
- Szeles C.**, Driver M.C., *Growth and properties of semi-insulating CdZnTe for radiation detector applications*, Proc. of SPIE, 1998. 3446, p. 2-9

## Sites Internet

- @1 Société RMD, Radiation Monitoring Device, Inc, <http://www.rmdinc.com/>
- @2 NIST - National Institute of Standards and Technology, X-ray transition energies database <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayTrans/Html/search.html>
- @3 NIST - National Institute of Standards and Technology, Stopping power and range tables for electrons, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>





# CHAPITRE VI

## Perspectives

### Sommaire

Chapitre VI	Perspectives.....	154
VI.1	Traitement des informations mesurées.....	154
VI.2	Evolution de la géométrie du détecteur.....	158

### Résumé :

Dans ce chapitre, nous proposons des pistes de traitement des informations mesurées avec chaque anode et la cathode, notamment pour différencier le partage de la perte de charges entre les anodes. Puis, nous proposons des évolutions de la géométrie du détecteur, pour réduire le nombre de voies électroniques de mesure, sans dégrader les performances spectrométriques.

# Chapitre VI Perspectives

## VI.1 Traitement des informations mesurées

Dans ce paragraphe, nous expliquons d'abord les évolutions nécessaires des cartes bi-paramétriques. Puis, nous exposons une méthode pour discriminer les événements qui ont été bien mesurés de ceux qui ne le sont pas (en cas de perte de charges par exemple), qu'ils soient partagés ou non. Finalement, nous proposons un algorithme de traitements des informations mesurées.

### a) Evolution de mesure sur le banc 2D

Préalablement à tout traitement, les signaux des anodes doivent être mesurés correctement. Nous avons mis en évidence, dans les chapitres précédents, deux défauts de mesure qui doivent être corrigés.

- Les cartes d'acquisition dans le PC doivent être parfaitement synchronisées pour mesurer correctement des corrélations entre les différents signaux.
- Les cartes bi-paramétriques doivent mesurer convenablement les courants bipolaires. Dans ce cas, au minimum, elles peuvent indiquer 0 si la voie incriminée n'a pas collecté le paquet d'électrons. Au mieux, elles pourraient donner une information pertinente, comme la différence entre la charge maximale et la charge finale induite, ainsi qu'un indicateur pour signaler que le courant d'entrée est bipolaire.

### b) Correction bi-paramétrique pour les événements partagés

Le tracé des paires d'amplitudes entre deux anodes mesurées en cas de partage de charges permet de vérifier qu'il n'y a pas de perte de charges entre les anodes. La corrélation de l'amplitude cathode avec la somme des amplitudes anode en cas de partage de charges donne un spectre bi-paramétrique qui peut être utilisé pour corriger la dépendance de la charge induite à la profondeur d'interaction (Figure 125). Nous obtenons un spectre en énergie pour les événements mesurés par chaque anode et un autre pour les événements partagés. La résolution en énergie de ce dernier est moins bonne que celle des deux autres dans l'exemple présenté car, en ajoutant deux amplitudes, on additionne les bruits, et parce que, dans cet exemple, le nombre de coups dans le spectre bi-paramétrique est faible et ne permet pas une très bonne correction. De plus, pour pouvoir additionner rigoureusement les deux amplitudes, il faudrait corriger chaque amplitude mesurée de la non-linéarité des cartes bi-paramétriques.

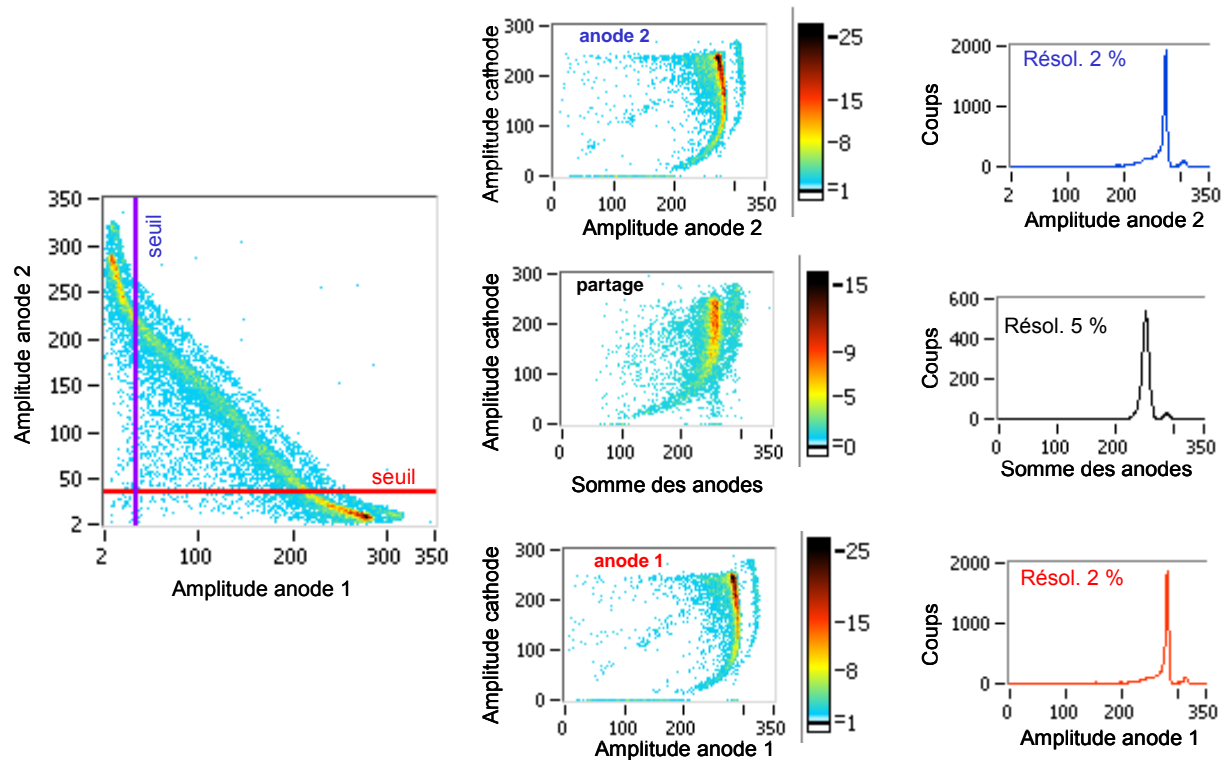


Figure 125 : A gauche : tracé des paires d'amplitudes mesurées. Au centre : spectres bi-paramétriques amplitude cathode vs. amplitude anode de chaque anode étudiée et du partage de charges. A droite : spectres en énergie corrigés correspondants et résolutions mesurées à mi-hauteur sur le pic à 122 keV. Détecteur T16. Source <sup>57</sup>Co.

### c) Filtrage des évènements sur le spectre bi-paramétrique

Nous avons vu dans le chapitre V que des défauts localisés près des anodes peuvent piéger des électrons à la fin de leur migration, avant leur collecte. Dans ce cas, l'amplitude du signal mesuré à l'anode est faible par rapport à l'amplitude cathode. Ces évènements sont visibles sur le spectre bi-paramétrique représenté Figure 126. La zone du spectre dans laquelle ils se trouvent ne correspond à aucune profondeur physique (cadran « à traiter »). Sur l'exemple présenté, nous avons supprimé ce cadran pour obtenir un spectre « filtré ». Des coups à basse énergie sont supprimés du spectre conventionnel. Ces évènements se différencient d'autant plus que le déficit d'induction de charges sur les anodes est important (décalage vers la gauche du spectre), et que les photons ont été absorbés près de la cathode. Si les photons sont absorbés au milieu du détecteur, et que le piégeage est faible, les paires d'amplitude mesurées se situeront dans la « bonne » zone du spectre bi-paramétrique (cadran « énergie »).

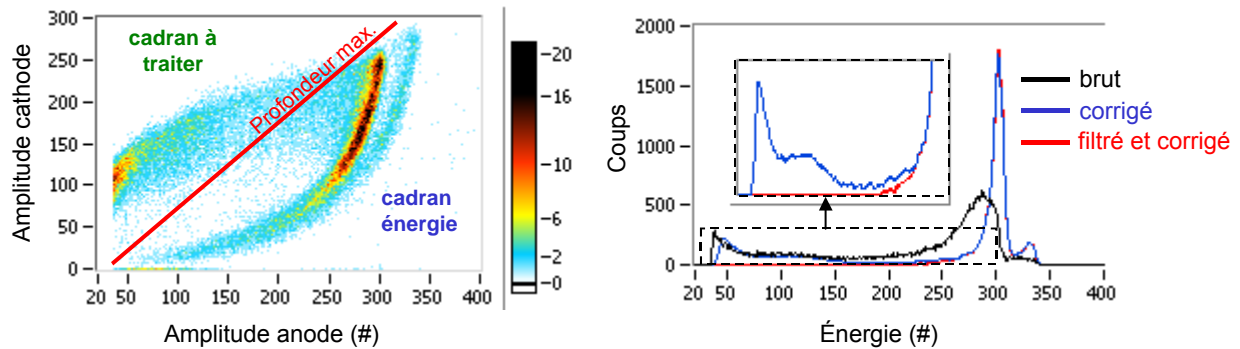


Figure 126 : Filtrage du spectre bi-paramétrique par rapport à la profondeur mesurée. Le spectre en énergie noir est construit à partir de l'ensemble des données, sans correction bi-paramétrique. Le spectre bleu est corrigé de la profondeur d'interaction. Le spectre corrigé rouge est obtenu en supprimant les événements dont la profondeur est située au-dessus de la ligne rouge (profondeur maximum qui correspond à la cathode). Détecteur Y1. Source <sup>57</sup> Co.

Ces événements peuvent aussi correspondre à un nuage électronique partagé entre plusieurs anodes, mais qui n'est pas détecté comme tel. On définit deux zones sur le spectre bi-paramétrique :

- une première dans laquelle l'énergie des photons incidents est mesurée correctement (cadran « énergie »). L'amplitude est corrigée pour calculer le spectre en énergie ;
- une seconde qui ne correspond pas à une profondeur d'interaction physique (cadran « à traiter »). Le procédé le plus simple consiste à supprimer les événements dans cette zone. S'ils sont causés par un piégeage très près des anodes, l'énergie du photon incident peut être obtenue à partir d'un spectre bi-paramétrique temps cathode / amplitude cathode (cette supposition doit cependant être confirmée). Un compromis peut être fait entre une bonne résolution en énergie (en supprimant ces événements) et une bonne efficacité (en mesurant leur énergie à partir du signal cathode).

#### d) Algorithme de traitement des informations

De la même manière, ce filtrage peut aussi permettre de différencier le partage avec et sans perte de charges. En cas de perte de charges entre les anodes, la charge mesurée à la cathode est plus importante que celle mesurée aux anodes (au moins pour les photons absorbés du côté de la cathode). Comme pour les événements non partagés, le tracé du spectre bi-paramétrique présente deux intérêts :

- séparer le partage avec et sans perte de charges. Les coups situés au-dessus de la ligne de profondeur maximale peuvent être supprimés. Si la perte de charges a lieu très près des anodes, l'énergie du photon incident peut être mesurée avec un spectre bi-paramétrique temps cathode vs. amplitude cathode. Dans ce cas, la mesure de la position d'interaction dans le plan de détection est réalisée uniquement avec les anodes et la mesure de l'énergie avec la cathode [Brevet 2] ;
- corriger la dépendance de la charge induite à la profondeur d'interaction pour les événements situés en dessous de la ligne de profondeur maximale.

En utilisant ces informations, nous proposons de traiter les informations comme le décrit le diagramme Figure 127 [Brevet 4].

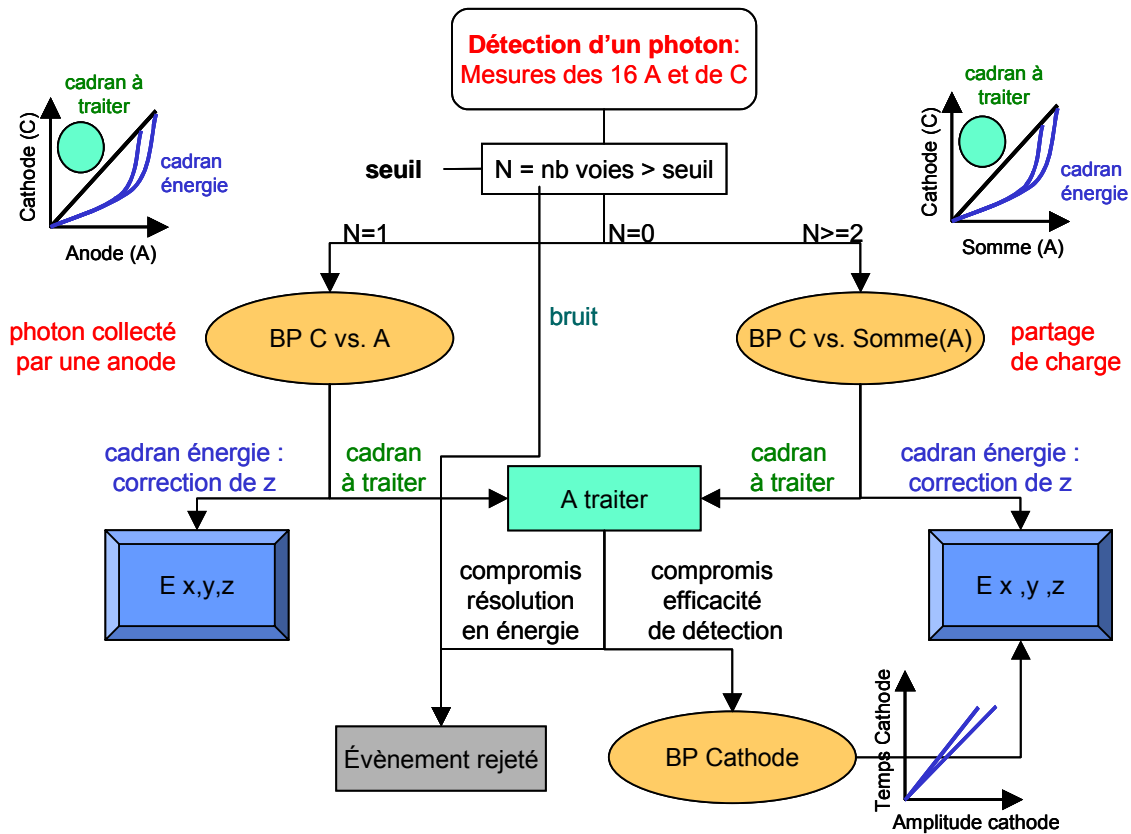


Figure 127 : Diagramme de traitement proposé. A et C désignent respectivement l'amplitude anode et l'amplitude cathode. BP est l'abréviation de spectre bi-paramétrique.

Pour chaque photon incident :

- si une seule anode dépasse le seuil en énergie, nous traçons un spectre bi-paramétrique cathode / anode. Les événements peuvent être triés entre un cadran dit « énergie », et un cadran « à traiter » ;
- si plusieurs anodes dépassent le seuil, nous traçons un spectre bi-paramétrique en utilisant la somme des anodes. De la même façon, les événements peuvent être triés entre un cadran dit « énergie », et un cadran « à traiter » ;
- pour les événements dans le cadran « énergie », nous corrigeons l'amplitude mesurée avec la profondeur d'interaction, pour calculer l'énergie du photon incident.
- les événements des cadrans « à traiter » peuvent être traités selon deux compromis :
  - le compromis « résolution en énergie » consiste simplement à supprimer ces événements. L'efficacité de détection est réduite ;
  - le compromis « efficacité de détection » consiste à mesurer l'énergie de ces événements à partir d'un spectre bi-paramétrique amplitude cathode vs. temps de montée cathode. La résolution en énergie est réduite car la mesure de l'énergie avec la cathode est plus bruyante ;
  - comme il s'agit d'un traitement informatique, nous pouvons tracer deux spectres : un pour chaque compromis, et obtenir finalement deux images : la première contrastée (compromis « énergie ») et la seconde lumineuse (compromis « efficacité »).

Par ailleurs, le seuil en énergie peut être calculé individuellement pour chaque photon, en fonction de son énergie qui peut être évaluée à partir du spectre bi-paramétrique cathode.

## VI.2 Evolution de la géométrie du détecteur

Les spécifications d'une gamma-caméra pour l'imagerie du petit animal sont : une haute résolution spatiale et une bonne résolution en énergie pour un faible taux de comptage (dû au volume réduit de l'animal). L'objectif est de mesurer l'énergie et la positions d'interaction (x, y, z) de photons incidents dans un détecteur. La mesure de la profondeur d'interaction est nécessaire pour corriger l'énergie mesurée (correction bi-paramétrique) mais aussi pour reconstruire l'image, pour le cas où l'on utiliserait un collimateur sténopé par exemple (cf. chapitre I.2).

### a) Détecteur 2N

Avec un détecteur monolithique pixellisé, la résolution spatiale intrinsèque du détecteur dépend du pas des anodes. Or pour une matrice de  $N \times N$  pixels, il faut  $N^2$  voies de mesure électronique. Pour réduire la complexité de l'électronique, on peut découper l'anode en lignes et en colonnes : l'intersection d'une ligne et d'une colonne donne la position d'interaction du rayonnement dans le plan xy. Pour obtenir  $N \times N$  pixels, il faut N lignes et N colonnes, soit 2N voies de mesure. La Figure 128 représente la géométrie proposée par Hamel et al. [Mayer, 1999] qui a été introduite dans le chapitre II.

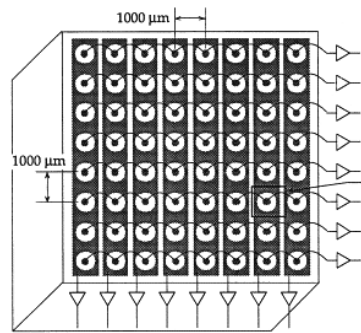


Figure 128 : Géométrie 2N proposée par Hamel et al. [Mayer, 1999] : "orthogonal anode strip detector". Schéma de la géométrie de l'anode. Les contacts en or apparaissent en gris. Les bandes verticales mesurent l'abscisse et les lignes de pixels interconnectées fournissent l'ordonnée.

Les pixels, interconnectés en lignes sont polarisés pour collecter les électrons. Les bandes orthogonales qui entourent les pixels sont polarisées à un potentiel intermédiaire entre le potentiel des pixels et celui de l'anode. Elles enregistrent le mouvement des électrons pendant qu'ils migrent vers les pixels, sans les collecter. Elles rendent le signal de chaque ligne de pixel indépendant de la profondeur d'interaction et donne l'ordonnée du lieu d'interaction, pendant que les pixels donnent son abscisse, ainsi que l'énergie du photon incident. Cependant, une limitation de cette structure est liée à cette différence de potentiel entre les deux familles d'anodes. Si elle est trop élevée, les charges sont mal collectées par les pixels : des zones mortes apparaissent. Si elle est trop faible, des charges sont collectées par les deux types d'électrode : des informations sont perdues.

### b) Détecteur avec électrodes coplanaires non collectantes sans contact

Pour s'affranchir de ce problème, nous proposons d'ajouter à cette structure une couche de matériau isolant électrique entre les anodes collectantes (les pixels) et les électrodes non

collectantes (les bandes). La Figure 129 est un schéma de principe de cette structure sandwich : cathode / CdZnTe / anodes / isolant / électrodes non collectantes orthogonales [brevet 3].

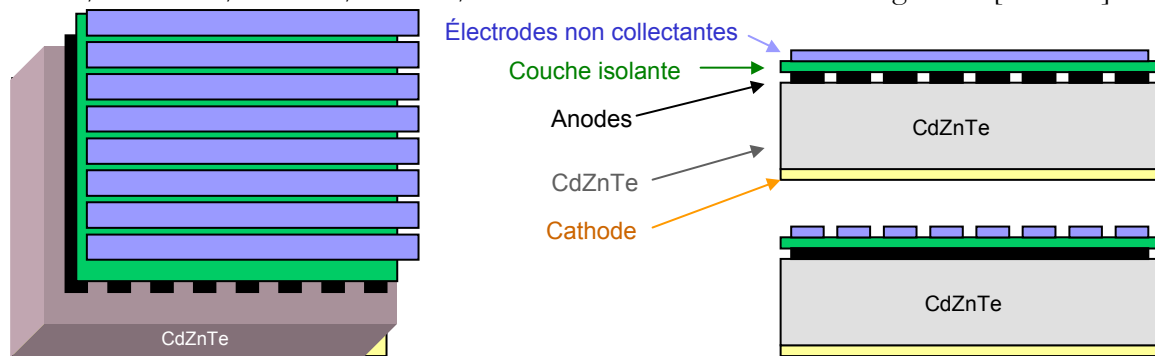


Figure 129 : Schéma de principe du détecteur à électrodes non collectantes. Vue des 5 couches du détecteur ; de bas en haut : la cathode pleine face (en jaune), le matériau détecteur (en gris), les anodes collectantes (en noir), une couche isolante (en vert) et les électrodes non collectantes orthogonales (en bleu). Une différence de potentiel est appliquée entre la cathode et les anodes. Le potentiel des électrodes non collectantes n'a pas d'importance.

Le mouvement des électrons dans le matériau sous l'action du champ électrique induit une charge sur l'ensemble des électrodes, que ces électrodes soient en contact avec le détecteur ou non (par couplage capacitif). Les anodes et les électrodes non collectantes sont reliées à la masse et le potentiel est appliqué par la cathode. La couche isolante empêche les électrons d'aller sur les électrodes non collectantes. Le champ électrique appliqué n'est pas affecté. Si l'épaisseur de la couche isolante est suffisamment faible et sa permittivité élevée, le signal induit sur les électrodes non collectantes n'est pas affecté par l'isolant.

Un compromis doit être trouvé concernant la largeur des anodes :

- pour collecter convenablement les électrons, le champ électrique doit être homogène. Du côté de la cathode, il dépend du rapport du pas des anodes sur l'épaisseur du détecteur. A une distance égale au pas des anodes, il dépend du rapport entre la largeur des bandes et leur pas ;
- elles doivent être suffisamment fines pour ne pas trop écranter le potentiel de pondération des électrodes non collectantes

Les contraintes pesant sur le choix de l'isolant sont :

- une résistivité très supérieure à celle du CdZnTe (soit  $> 10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$ ) pour ne pas collecter d'électrons ;
- un rapport de la permittivité avec l'épaisseur grand pour mesurer le mouvement des charges.

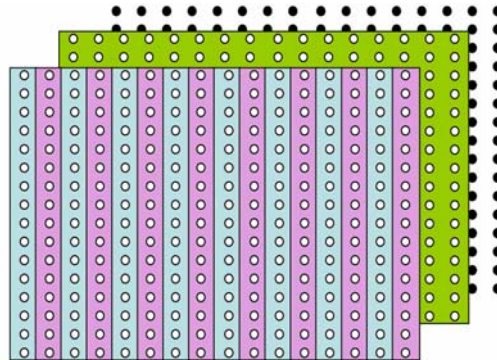
Les techniques de lithographie sont suffisamment avancées pour déposer une couche d'isolant très fine sur le détecteur, au-dessus des anodes collectantes. Le problème technologique est de déposer par-dessus les électrodes non collectantes (par exemple par évaporation) puis de récupérer les contacts.

Sur cet exemple, pour obtenir l'équivalent de 64 pixels, 17 voies de mesures sont nécessaires :

- 8 anodes collectantes sur lesquelles nous mesurons l'amplitude du signal induit et si possible son temps de montée (pour la profondeur d'interaction) ;
- 8 électrodes non collectantes sur lesquelles nous mesurons au moins la charge maximale, la charge finale induite et si possible le courant final ;
- 1 cathode sur laquelle nous mesurons l'amplitude et le temps de montée du signal induit. La cathode peut être segmentée.



Cette structure n'est pas complètement satisfaisante. La surface des électrodes est grande : le courant de fuite et la capacité parasite sont importants. C'est pourquoi nous proposons d'utiliser une géométrie schématisée Figure 130, équivalente à celle de l'équipe de Hamel, en ajoutant une couche de matériau isolant. Les anodes ne sont plus des bandes comme dans la Figure 129 mais des lignes de pixels qui doivent être interconnectés (cf. Figure 128). Les électrodes non collectantes sont percées au-dessus des pixels pour récupérer les signaux. Le recouvrement des deux familles d'électrodes est réduit. Les bandes non collectantes ne doivent pas être en contact, pour réduire la capacité parasite. Dans ce cas, le bruit du courant de fuite et le bruit capacitif sont réduits.



**Figure 130 : Visualisation schématisée des 3 niveaux du côté des anodes : en noir, les anodes collectantes (des pixels), en vert, la couche isolante et en bleu et mauve, les électrodes non collectantes. La couche isolante et les bandes non collectantes sont percées pour accéder aux contacts sur les anodes.**

Avec cette géométrie d'électrodes :

- l'énergie du photon incident est mesurée avec les lignes d'anodes collectantes, ou avec la cathode ;
- l'ordonnée du lieu d'interaction est donnée par les lignes de pixels ;
- l'abscisse du lieu d'interaction est obtenue à partir du signal bipolaire induit sur les électrodes non collectantes ;
- la profondeur d'interaction peut être mesurée avec le temps de montée des anodes ou avec le rapport de l'amplitude cathode sur l'amplitude anode. Elle peut aussi être mesurée grâce aux électrodes non collectantes, avec la charge finale induite, la différence entre la charge maximale et la charge finale induite ou / et le courant final ;

Comme la migration du nuage d'électrons induit de manière transitoire une charge sur chaque électrode, nous pouvons espérer obtenir par interpolation une résolution spatiale inférieure au pas des électrodes.

Par comparaison avec un détecteur monolithique classique, le nombre de voies de mesure est considérablement réduit (33 pour un détecteur 2N contre 257 avec un détecteur  $N^2$  dans l'exemple Figure 130), au prix d'un traitement de l'information plus complexe. Si nous obtenons une résolution spatiale inférieure au pas, cet avantage sera d'autant plus marqué. Les inconvénients de cette structure par rapport à un détecteur classique sont la limitation du taux de comptage (autour de  $10^6$  coups par seconde dans le volume du détecteur) et le bruit plus important, à cause de la plus grande surface des électrodes. Bien sûr, ces géométries d'anodes collectantes et non collectantes devront être validées et affinées par simulation des charges induites, et la réalisation technique de cette structure ne sera certainement pas sans difficulté.

c) Diminution supplémentaire du nombre de voies de mesure : détecteur N+4

Le nombre de voies de mesure peut encore être diminué en groupant les lignes et les colonnes 2 par 2 (cf. Figure 131) et en segmentant la cathode en 4 [brevet 1]. Dans ce cas, lorsqu'un photon interagit dans le détecteur, l'information de localisation donnée par les anodes est incomplète car l'intersection de 2 lignes et de 2 colonnes donne 4 positions possibles. Les 4 cathodes permettent de lever la dégénérescence sur la localisation.

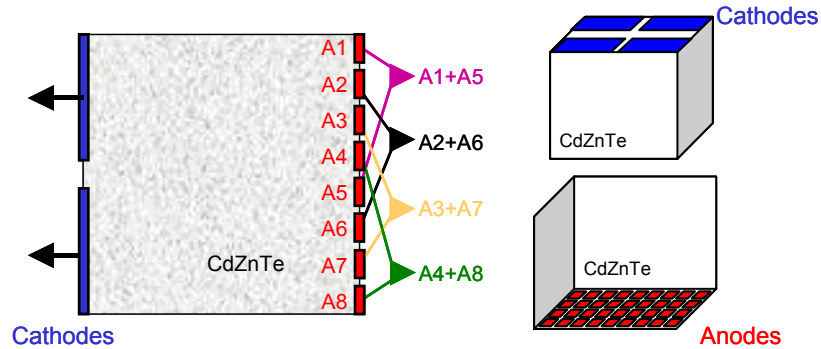


Figure 131 : Géométrie « N+4 » : groupement des anodes 4 par 4 et segmentation de la cathode pour lever la dégénérescence sur le lieu d'interaction.

A cause de la mauvaise collecte des trous et de l'effet pixel, la largeur de la cathode doit être au moins égale à l'épaisseur du détecteur pour mesurer correctement la migration des électrons dans le détecteur. Si l'épaisseur de CdTe est 5 mm, alors chaque cathode doit mesurer au moins 5×5 mm donc le détecteur doit mesurer au moins 10×10×5 mm. En divisant la surface de la cathode par 4, le bruit du courant de fuite est divisé par 2. Avec cette géométrie il faut N+4 voies de mesure électroniques pour obtenir N×N pixels. Avec du matériau de plus grande surface, la cathode peut être segmentée en 16 cathodes pour diminuer encore le nombre de voies de mesure.

## Références du chapitre 6

Mayer M., Hamel L.A., Tousignant O., Macri J.R., Ryan, J.M. McConnell M.L., Jordanov V.T., Butler J.F., and Lingren C.L., *Signal Formation in a CdZnTe Imaging Detector with Coplanar Pixel and Control Electrode*, Nucl. Instr. and Meth. A, 1999. 422 p. 190-194

## Brevets

**Brevet 1** : Eric Gros d'Aillon, Loick Verger, *Détecteur à connexions réduites*, EN 04.09996, déposé le 22 septembre 2004.

**Brevet 2** : Eric Gros d'Aillon, Loick Verger, *Dispositif et procédé de mesure de l'énergie et de la position d'une particule incidente dans un détecteur*, EN 04.51491, déposé le 9 juillet 2004

**Brevet 3** : Eric Gros d'Aillon, Loick Verger, Guillaume Montémont, *Dispositif de détection de rayonnements à électrodes empilées et méthode de détection de rayonnements ionisants mettant en œuvre un tel dispositif*, EN 05.52014, déposé le 1<sup>er</sup> juillet 2005

**Brevet 4** : Eric Gros d'Aillon, Loick Verger, *Procédé pour optimiser la résolution spatiale et la résolution en énergie d'un détecteur à semi-conducteur et dispositif mettant en œuvre un tel procédé*, EN 05.52015, déposé le 1<sup>er</sup> juillet 2005



## Conclusion

Les travaux de recherche effectués au cours de cette thèse ont porté sur l'étude des performances spectrométriques des détecteurs monolithiques pixellisés en CdTe et en CdZnTe. Nous nous sommes focalisé sur des détecteurs de dimension adaptée à la scintigraphie. La présence du collimateur pour former l'image impose que le détecteur soit très efficace, ce qui se traduit par une épaisseur de CdTe d'au moins 5 mm (pour des photons de 140 keV). Le Cd(Zn)Te présente de meilleures performances spectrométriques que les cristaux scintillateurs utilisés actuellement, principalement grâce au principe de détection directe. Ils fonctionnent à température ambiante et possèdent une forte efficacité de détection.

Nous avons étudié les performances des détecteurs par simulation et expérimentalement. Nous nous sommes particulièrement intéressés à la résolution en énergie à 122 keV de ces détecteurs et aux facteurs qui la limitent, ainsi qu'à la mesure de la profondeur d'interaction du photon dans le détecteur, pour plusieurs matériaux et plusieurs pas des anodes. Pour ces travaux, nous avons eu à notre disposition trois matériaux : du CdTe:Cl-THM de AcroRad, du CdZnTe-HPBM de Saint-Gobain Crystal, et du CdZnTe-MVBM de Yinnel Tech. Nous avons aussi disposé de détecteur CdZnTe-HPBM avec différents pas d'anode.

Nous avons modélisé nos détecteurs avec le logiciel Ulysse, un simulateur tridimensionnelle de détecteur semi-conducteur de rayons gamma développé au laboratoire. Les différents modules de ce logiciel ont été validés et ses limites ont été mis en évidence. Principalement, le calcul de l'efficacité d'induction de charge par la méthode adjointe avec le logiciel Flux Expert ne permet pas de calculer des spectres bi-paramétrique de manière satisfaisante, à cause de limites propres à la méthode des éléments finis. Pour dépasser ces limites, nous avons utilisé le logiciel FemLab, qui n'a pas résolu tous ces problèmes. Par ailleurs, nous avons implémenté dans Ulysse le calcul de spectre bi-paramétrique avec l'amplitude cathode qui a été validé expérimentalement. L'effet pixel, responsable de la décroissance de la CIE du côté des anodes, dépend du rapport du pas des anodes sur l'épaisseur du détecteur alors que le piégeage des électrons, responsable de la valeur de la CIE près de la cathode dépend du rapport du libre parcours moyen des électrons sur l'épaisseur du détecteur. C'est pourquoi, la résolution en énergie mesurée le spectre conventionnel dépend fortement des dimensions du détecteur et des propriétés du matériau. Pour dissocier les performances des détecteurs de leur géométrie, et des propriétés du matériau, il est nécessaire de mesurer de la profondeur d'interaction des photons dans le cristal.

Ulysse a été adapté pour calculer la dimension du nuage d'électrons créé par un photon et pour simuler le partage de charges dans les détecteurs monolithiques. Nous avons montré que, pour les dimensions étudiées, si la fluorescence consécutive à une interaction photoélectrique est responsable de la dimension initiale du nuage électronique (une distribution exponentielle de 90  $\mu\text{m}$  de moyenne), c'est la diffusion des électrons dans le volume du détecteur qui joue le plus grand rôle pour le partage de charges (distribution gaussienne de 190  $\mu\text{m}$  de largeur à mi-hauteur). Le partage de charge peut être corrigé s'il n'y a pas de pertes de charge sur la surface entre les anodes. Nous avons proposé un algorithme de traitement des informations mesurées sur

les anodes et la cathode pour séparer notamment le partage et la perte de charge, et obtenir finalement de bonnes performances spectrométriques.

Nous avons étudié les corrélations existantes entre les caractérisations physiques effectuées (observation du matériau au microscope infrarouge en transmission, et entre polariseur et analyseur croisés, mesure des caractéristiques  $I(V)$ ), et les performances spectrométriques des détecteurs. Nos observations concernant l'effet des inclusions réparties aléatoirement ou groupées en chaînes, et des zones de biréfringence étendues ou localisées, et des défauts de lithographie sur les contacts, sont cohérentes avec les études publiées dans la littérature. Pour les détecteurs monolithiques, l'effet pixel rend la qualité du matériau près des anodes prépondérante.

La profondeur d'interaction du photon dans le détecteur doit être mesurée à la fois pour obtenir une bonne résolution en énergie et pour permettre l'utilisation de certains types de collimateurs. Elle peut être mesurée avec le temps de montée du signal des anodes ou avec le signal de la cathode. La méthode à utiliser peut être choisie en fonction de la géométrie du détecteur et des propriétés du matériau. La mesure du temps de montée du signal anode est d'autant moins précise que le pas des anodes (et plus précisément le rapport du pas des anodes sur l'épaisseur du détecteur) est faible. La mesure de l'amplitude du signal cathode dépend surtout du courant de fuite qui la traverse donc du matériau et de la surface du détecteur.

Les principales sources de bruit qui dépendent du matériau sont le courant de fuite et le déficit balistique. Le classement des matériaux en fonction de leur résolution en énergie suit le classement des rapports  $1/(\text{résistivité} \times \text{mobilité des électrons} \times \text{durée de vie des électrons})$ . Pour les applications visées, donc pour les dimensions étudiées, la moins bonne résolution des détecteurs en CdTe-THM (7 % à 122 keV) est principalement due au courant de fuite plus élevé que celui des détecteurs en CdZnTe-HPBM (entre 1.7 et 2.8 % à 122 keV) et CdZnTe-MVBM (2 % à 122 keV). Ces résolutions ont été obtenues expérimentalement avec une correction de la profondeur d'interaction adaptée à chaque matériau.

Les détecteurs en CdTe et CdZnTe possèdent de bonnes performances spectrométriques mais souffrent d'une métallurgie encore mal maîtrisée.

Le CdTe-THM est disponible commercialement. Les détecteurs testés sont suffisamment homogènes pour être aboutés en vue de fabriquer un détecteur de grande surface. Dans ce cas, la correction de la profondeur d'interaction avec le temps de montée des anodes permet d'effectuer l'ensemble des mesures sur la même face du détecteur. Cependant, les performances obtenues à 122 keV ne dépasseraient que peu celles des détecteurs scintillateurs actuels utilisés dans les gamma-caméras et ne justifieraient probablement pas l'écart de coût.

Les détecteurs en CdZnTe-HPBM ont montré de très bonnes résolutions en énergie à 122 keV en irradiant uniquement le centre du pixel (équivalent au collimateur à trous parallèles utilisé pour les gamma-caméras) et en irradiant toute la surface (cas du collimateur sténopé utilisé notamment pour l'imagerie du petit animal). Cependant, ces performances ne sont pas identiques pour tous les détecteurs testés. Ce matériau peut être utilisé pour la fabrication de petits imageurs ou de sondes de petite surface, nécessitant peu de matériau. Il permettrait de réaliser une rupture technologique par rapport aux détecteurs scintillateurs en terme de résolution en énergie et de résolution spatiale (car on peut fabriquer facilement de petits pixels). De plus, la mesure de la profondeur d'interaction permet d'utiliser de nouveaux collimateurs et d'améliorer soit l'efficacité de détection, soit la résolution spatiale du système détecteur-collimateur. Nous avons proposé une évolution de la géométrie du détecteur pour la fabrication d'imageur de ce type.

Enfin, un détecteur CdZnTe-MVBM testé possède de bonnes performances. C'est probablement un matériau d'avenir dont la métallurgie n'est pas actuellement suffisamment maîtrisée pour la fabrication d'imageur.