

FRCEA_TH--831

Gestion INIS
Doc. Enreg. le 13/3/2002
N° TRN FR0201563

AZ 0000 83



FR0201563

UNIVERSITE TOULOUSE III - PAUL SABATIER

THÈSE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE TOULOUSE III

Discipline : Instrumentation spatiale

présentée et soutenue par

Olivier Limousin

le 27 novembre 2001

Mise en œuvre et étude des propriétés spectrales de
la gamma-caméra ISGRI

Directeur de thèse : Peter von Ballmoos

JURY :

G. Vedrenne	Professeur à l'UPS - Toulouse	Président
M. Cuzin	Directeur technique APIBIO	Rapporteur
A. J. Dean	Professeur à l'université de Southampton	Rapporteur
P. von Ballmoos	Professeur à l'UPS - Toulouse	Directeur
P. Mandrou	Ingénieur de recherche CESR Toulouse	Examineur
F. Lebrun	Ingénieur de recherche CEA/Saclay	Examineur

Gestion INIS

Doc. Enreg. le

N° TRN

UNIVERSITE TOULOUSE III – PAUL SABATIER

THÈSE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE TOULOUSE III

Discipline : Instrumentation spatiale

présentée et soutenue par

Olivier Limousin

le 27 novembre 2001

Mise en œuvre et étude des propriétés spectrales de
la gamma-caméra ISGRI

Directeur de thèse : Peter von Ballmoos

JURY :

G. Vedrenne	Professeur à l'UPS – Toulouse	Président
M. Cuzin	Directeur technique APIBIO	Rapporteur
A. J. Dean	Professeur à l'université de Southampton	Rapporteur
P. von Ballmoos	Professeur à l'UPS - Toulouse	Directeur
P. Mandrou	Ingénieur de recherche CESR Toulouse	Examineur
F. Lebrun	Ingénieur de recherche CEA/Saclay	Examineur

A ma famille.

Remerciements

J'adresse mes sincères remerciements à mon responsable de thèse François Lebrun pour sa disponibilité, son amitié et son imagination débordante qui m'a poussé à en apprendre et à en comprendre toujours un peu plus. Je suis également redevable de l'immense générosité et de la motivation sans faille de Jean-Paul Leray qui m'a donné le virus du labo et qui a réussi, je crois, à me transmettre un flambeau que j'essayerai de maintenir aussi haut que possible. Je remercie Jacques Paul de m'avoir accueilli dans le groupe gamma et de m'avoir donné beaucoup de son temps pour me nourrir presque quotidiennement de ses descriptions captivantes de l'univers, des objets les plus curieux que l'on y trouve, et parfois aussi du vin ou de l'histoire des civilisations. Mille mercis à Claire Blondel pour son dévouement exemplaire et son enthousiasme.

Pour mes collaborateurs, j'exprime ma sympathie à l'égard de Philippe Lavocat, Jacky Crétolle, Christelle Bonnin, François Meigner, Philippe Laurent, Bertrand Cordier, René Duc, Néné Diallo, Pedro David, Andrea Goldwurm, Paolo Goldoni, Irène Fondeur, Thierry Chaleil, Thierry Tourette, François Daly, Hervé Dzitko, Benoît Horeau, Thomas Larqué, Eric Zonca, Modeste Donati, Elisabeth Poindron, Michel Mur, Michel Rouger, Pascal Baron, Eric Delagnes, Michel Lorgeou, Xavier Colson, Marc Arques, Pierre Mégret, Pierre Morillon, Robert Picault, Sylvie D'Hem, Gérard Body, Jean Yves Grall et toutes les Marie de SAGEM.

Je remercie Laurent Vigroux, chef du Service d'Astrophysique de m'avoir accueilli et de m'avoir recruté en cours de thèse, avec l'aide et le soutien de mes proches collaborateurs.

Finalement, je remercie les membres du jury de consacrer un temps précieux à commenter et critiquer mon travail et j'exprime ma reconnaissance envers Peter von Ballmoos qui a accepté de diriger cette thèse depuis Toulouse.

Infinis remerciements à mon épouse et à mes petits gars pour leur patience angélique.

Sommaire

Avant-Propos.....	13
Introduction	17
Chapitre 1 L'observatoire astronomique <i>INTEGRAL</i>	23
1.1 Un observatoire européen pour toute la communauté scientifique... ..	23
1.2 Les principaux instruments d' <i>INTEGRAL</i>	25
1.2.1 Le spectromètre SPI	25
1.2.2 Le spectro-imageur IBIS	27
Chapitre 2 Détecter les photons gamma.....	45
2.1 La spectrométrie gamma et X à l'aide de détecteurs semi-conducteurs	45
2.2 Les rayonnements électromagnétiques X et gamma	46
2.3 Interaction des photons avec la matière	46
2.3.1 La diffusion de la lumière dans la matière	47
2.3.2 L'effet photoélectrique.....	55
2.3.3 La production de paires	58
2.3.4 L'atténuation photonique	58
2.4 Caractéristiques générales des détecteurs.....	61
2.4.1 Caractéristiques générales des détecteurs de photons	61
2.4.2 Processus physiques dans les détecteurs semi-conducteurs	64
2.4.3 La résolution.....	67
Chapitre 3 Propriétés du tellurure de cadmium.....	69
3.1 Propriétés générales des détecteurs CdTe	69

3.1.1 Les cristaux de CdTe.....	69
3.1.2 Compensation des défauts	73
3.1.3 Champ électrique.....	74
3.1.4 Courant de fuite.....	75
3.2 Induction du signal électrique	85
3.2.1 Mécanismes de transport des charges - Equation de continuité.....	86
3.2.2 Théorème de Ramo-Shockley	93
3.2.3 Formation de l'impulsion - Perte de charges – Relation de Hecht.....	95
3.2.4 Perte de charges et pertes balistiques	100
3.2.5 Effet spectroscopique de la perte de charges	101
3.3 Mesure bi-paramétrique	103
3.3.1 Correction de perte de charges et performances	104
3.3.2 Chaîne de mesure bi-paramétrique.....	105
3.3.3 Remarque sur le choix du CdTe:Cl THM ACROTEC pour ISGRI.....	105
3.4 Propriétés de transport des porteurs de charge dans le CdTe.....	106
3.4.1 Méthode de mesure	106
3.4.2 Mesures des paramètres des porteurs	107
3.4.3 Limites de la méthode – Critiques des résultats.....	113
3.4.4 Spectres bi-paramétriques sans perte balistique.....	114
3.4.5 Nouvelles valeurs proposées pour les constantes de piégeage.....	115
3.4.6 $\mu\tau$ ou λ ?.....	117
3.5 Bruit sporadique et claquages des détecteurs	121
3.5.1 Bruit et courant de fuite.....	121
3.5.2 Mesures de tensions de claquage des détecteurs	122
3.5.3 Conséquence pour ISGRI et tri des détecteurs.....	124

3.6 La base de données.....	125
3.6.1 Relation entre le bruit et le courant de fuite.....	125
3.6.2 Propriétés spectrales des cristaux CdTe :Cl THM ACROTEC.....	129
3.6.3 Bruit et faces des détecteurs.....	130
3.6.4 Stabilité dans le temps.....	133
3.7 Sensibilité au taux d'hygrométrie.....	137
3.8 Sensibilité à la lumière.....	138
Chapitre 4 ASIC, « polycell » et module.....	141
4.1 Introduction.....	141
4.2 Banc de test FSE-APM.....	141
4.3 L'électronique intégrée d'ISGRI.....	142
4.3.1 Les besoins scientifiques et techniques.....	142
4.3.2 Le design ASIC.....	145
4.3.3 Les fonderies et le choix du circuit de vol.....	154
4.3.4 La tenue aux radiations de la puce AMS 4C.....	158
4.3.5 Limites de l'ASIC 4C.....	160
4.3.6 Synthèse.....	161
4.4 Le polycell.....	161
4.4.1 L'architecture.....	162
4.4.2 Le premier Polycell : ASIC4B.....	163
4.4.3 Un nouveau Polycell pour aller plus loin.....	164
4.5 Les unités modulaires de détection (MDU).....	167
4.5.1 Vers un premier module.....	167
4.5.2 Les modules de vol.....	168

4.5.3 L'électronique de lecture des MDU (MCE).....	169
Chapitre 5 Étalonner ISGRI	171
5.1 Introduction	171
5.2 Linéarité différentielle des codeurs	174
5.3 Précision de datation	175
5.4 Temps mort.....	177
5.5 Efficacité	179
5.6 Relation amplitude – temps de montée	182
5.7 Correction des pertes de charges	187
5.8 Résolution spectrale	189
5.9 Le seuil bas et les détecteurs bruyants.....	191
5.10 Réponse spectrale (rétro diffusion)	192
5.11 Sensibilité.....	194
Chapitre 6 Applications astrophysiques pour ISGRI	199
6.1 Introduction	199
6.2 La mort des étoiles : nucléosynthèse et supernovae.....	199
6.2.1 Novae et supernovae thermonucléaires.....	200
6.2.2 Supernovae gravitationnelles	201
6.2.3 Supernovae historiques	201
6.3 Du titane 44 dans la région des Voiles.....	203
Conclusion.....	209
Annexe A.....	213
Annexe B.....	221

Annexe C	229
Annexe D.....	237
Annexe E	245
Liste des tables	251
Liste de figures	253
Références bibliographiques	265

Avant propos :

Petit historique de l'avant ISGRI.

En 1991, après une première moisson fructueuse de résultats, il devint évident que la résolution spatiale de la gamma caméra de SIGMA s'était dégradée à basse énergie ($E < 100$ keV) par rapport aux performances mesurées avant le lancement. Cette dégradation qui ne semblait pas évoluer empêchait le fonctionnement de SIGMA en dessous de 35 keV. Etudes et simulations montrèrent que cette dégradation était due au passage des protons cosmiques à travers le scintillateur de la caméra. Les 3200 cm^2 de ce scintillateur voyaient en moyenne un proton toutes les 300 microsecondes. Le dépôt d'énergie associé au passage de ces particules était tel que la lumière générée dans le scintillateur ne disparaissait pas complètement entre deux passages et perturbait la mesure des photons gamma de faible énergie. Il est évident que le problème était lié à la grande surface du détecteur. Comment, à l'avenir, concevoir un détecteur de grande taille exempt de ce problème ? La réponse est simple : il suffit d'avoir beaucoup de détecteurs de petite taille, c'est à dire une caméra «pixélisée». La petite taille des détecteurs garantit en effet un temps suffisamment long entre le passage d'un proton et celui d'un photon pour que le détecteur ait « récupéré » lors de la mesure du photon. Dès lors, nous avons recherché des solutions à base de couples scintillateur-photodiode ou de semi-conducteurs fonctionnant à température ambiante, ces derniers présentant l'avantage potentiel d'une meilleure résolution spectrale. C'est dans cette optique que nous avons commencé à l'automne 1992 des études sur le tellure de cadmium (CdTe). Le CdTe est un semi-conducteur présentant d'excellentes caractéristiques pour la détection des photons gamma, il est dense et ses composés ont un numéro atomique élevé. De plus, son fonctionnement à température ambiante est un atout décisif pour une application spatiale. Point essentiel, il permettait d'envisager un fonctionnement dès 20 keV.

Il présente cependant un défaut en temps que spectromètre. La hauteur des impulsions collectées à ses bornes ne dépend pas que de l'énergie déposée par un photon, mais aussi de la profondeur de l'interaction dans le détecteur. Mais, le temps de montée des impulsions dépend aussi de cette profondeur. Si donc, on mesure simultanément la hauteur et le temps de montée de l'impulsion, on peut estimer correctement l'énergie déposée par un photon. Notre première tâche fut donc de concevoir un système permettant d'obtenir une bonne mesure de l'énergie avec des détecteurs CdTe. Après un «bidouillage de labo», démontrant tout l'intérêt de cette voie, nous avons développé et breveté un système de mesure spectroscopique pour le CdTe extrêmement performant, fonctionnant dès 5 keV à 0°C.

Dès la sélection de la mission *INTEGRAL* par l'ESA au printemps 1993, nous avons proposé l'utilisation d'une gamma-caméra à base de CdTe pour étendre à basse énergie la couverture spectrale du télescope gamma imageur. A l'automne, cette proposition recevait le soutien du CEA et du CNES.

La conception d'une caméra à base de CdTe utilisant le système de mesure spectroscopique se heurtait à deux difficultés majeures :

- l'obtention d'un grand nombre (plusieurs dizaines de milliers) de détecteurs de bonne qualité
- l'intégration sur une puce à faible consommation du système de mesure spectroscopique.

Un contact avec le LETI nous révéla que celui-ci s'intéressait également au CdTe dans la perspective du développement d'une gamma-caméra médicale. La synergie des projets était évidente et l'expertise du LETI dans le domaine de la microélectronique était un atout fondamental. La réalisation au LETI d'un préamplificateur en électronique intégrée (ASIC) prouva la faisabilité d'un tel circuit à basse consommation et ayant les performances voulues (faible bruit). Les tests de plusieurs centaines de détecteurs provenant de deux fabricants firent

taire nos inquiétudes quant aux possibilités d’approvisionnement. Des tests en accélérateur montrèrent que les performances des détecteurs ne devraient pas être dégradées par l’effet des protons du rayonnement cosmique ou des ceintures de radiation.

A l’automne 1994, la gamma-caméra CdTe nommée ISGRI (*INTEGRAL Soft Gamma-Ray Imager*) faisait partie de la configuration nominale du télescope EIDOS proposé en réponse à l’appel d’offre de l’ESA pour la charge utile de la mission *INTEGRAL*.

En janvier 1995, le délégué anglais à l’ESA dénonçait le financement britannique, privant ainsi EIDOS de sa contribution majeure. La crise qui s’ensuivit déboucha sur la formation d’un nouveau consortium mené par l’Italie et la France et sur un remaniement profond du télescope imageur dont le nom devint IBIS (*Imager on Board the INTEGRAL Satellite*). Ce nouvel instrument fut sélectionné au printemps 1995.

Introduction

L'astronomie est fondée sur la collecte des ondes électromagnétiques qu'émettent les corps célestes. La localisation précise de ces corps et des phénomènes auxquels ils peuvent être associés (imagerie), la mesure de leur flux (photométrie), ainsi que la mesure du vecteur d'onde des rayonnements qu'ils émettent (polarimétrie et spectroscopie) sont les seuls indices dont disposent les astrophysiciens pour mener leur enquête sur la physique des astres, la composition et l'histoire de l'Univers. Notre science repose donc essentiellement sur l'observation, c'est-à-dire la collecte des photons célestes. Faute de pouvoir réaliser des expériences en laboratoire, c'est l'accumulation d'images du ciel et de spectres qui nous conduisent à la connaissance. Bien entendu, l'étude des solides (météorites, roches lunaires et bientôt martiennes...) apportent leur contribution ainsi que d'autres traceurs ou messagers qui commencent à être exploités avec succès comme les neutrinos ou, plus difficile encore à collecter, les ondes gravitationnelles.

La mesure des rayonnements électromagnétiques célestes hors des limites de l'œil humain est assez récente. Pourtant, de nombreux objets brillent intensément dans le spectre invisible. C'est le cas, par exemple, des disques de plasma autour de certaines étoiles effondrées qui, élevés à de très hautes températures, rayonnent dans les domaines X et gamma. Dans le domaine des hautes énergies, on trouve également des particules accélérées (les rayons cosmiques) dont l'origine suscite aujourd'hui encore bien des interrogations. De l'autre côté du spectre électromagnétique, à plus grande longueur d'onde, on trouve le rayonnement thermique produit par les poussières interstellaires, par certaines galaxies lointaines et le célèbre rayonnement fossile à 3 kelvins dont on pense qu'il détient nombre de secrets sur une phase très chaude et très ancienne de l'univers. En ce qui concerne les manifestations non-thermiques, i.e. ne suivant pas la loi de Planck, on trouve plus bas encore dans le spectre des modes de vibrations associés à des éléments atomiques, comme l'hydrogène, ou moléculaires, comme le CO radio synchrotron, qui induisent des

rayonnements détectables à de très grandes longueurs d'onde (respectivement 21 cm et 2,6 mm).

Il est souvent difficile d'observer depuis le sol des astres inactifs dans le domaine visible car l'atmosphère terrestre constitue un écran opaque à la plupart des rayonnements qu'ils produisent. En effet, les rayonnements dont les longueurs d'ondes sont en deçà du domaine visible sont totalement absorbés dans la haute atmosphère terrestre. Les photons des domaines ultra-violet, X et gamma sont alors inaccessibles depuis le sol et leur détection nécessite l'utilisation de ballons ou encore de satellites artificiels. C'est seulement à partir des années soixante, en pleine Guerre Froide, alors que la conquête spatiale opposait les Etats-Unis à l'Union Soviétique, que les astronomes ont eu l'opportunité d'envoyer leurs télescopes dans l'espace. Depuis, un ciel nouveau est apparu et les télescopes terrestres et spatiaux se complètent pour offrir une vision de l'univers sur plus de vingt décades du spectre électromagnétique. Nous comprenons ici que l'astronomie des hautes énergies est une science jeune et étroitement liée aux progrès technologiques utiles à la satellisation de nouveaux télescopes.

Le domaine de recherche que nous abordons dans ce mémoire concerne le développement de détecteurs de nouvelle génération pour l'astronomie gamma spatiale ainsi que les perspectives astrophysiques qu'ils ouvrent. Ceci revient à se limiter à l'étude et à la détection des plus courtes longueurs d'ondes du spectre électromagnétique ou, en d'autres termes, aux photons les plus énergétiques. C'est d'ailleurs par leur énergie, exprimée en multiples de l'électronvolt (eV), que l'on a l'habitude de caractériser les photons X et gamma. Ces photons peuvent avoir des origines variées, mais d'une manière générale, on associe les rayonnements X à des transitions quantiques des électrons les plus liés aux atomes tandis qu'on associe les photons gamma à des transitions nucléaires. Les photons X et gamma peuvent aussi être induits par l'accélération ou la décélération de particules chargées (rayonnement de freinage, effet synchrotron...).

Les domaines X et gamma se distinguent du reste du spectre électromagnétique par leur nature, comme on l'a vu, mais aussi par leurs propriétés physiques qui les rendent

particulièrement délicats à collecter. Pour observer dans ce domaine spectral, les astronomes doivent en effet surmonter un triple handicap :

1. Les rayons gamma ont une longueur d'onde ($1,24 \cdot 10^{-11}$ m à 100 keV) qui est rapidement très inférieure aux distances inter-atomiques (de l'ordre de quelques 10^{-10} m dans un cristal) rendant quasi impossible toute réflexion spéculaire ou diffraction, si bien que la notion de « concentrateur de lumière » ne peut pratiquement pas s'appliquer^{*1}. En d'autres termes, les astronomes gamma sont contraints d'accroître la surface collectrice – l'élément le plus coûteux et le plus complexe à mettre en œuvre – pour augmenter laborieusement (suivant la racine carrée de la surface) la sensibilité des instruments.
2. A puissance rayonnée égale, un astre actif émet beaucoup moins de quanta de rayonnement dans le domaine gamma que dans le domaine visible par exemple, chaque photon emportant une très grande quantité d'énergie. On comprend alors que le faible nombre de photons émis, et la grande difficulté à les concentrer, conduisent à des temps d'exposition très longs (de quelques jours à quelques semaines) pour permettre la détection précise et sûre d'objets célestes.
3. Enfin, l'atmosphère terrestre oblige les astronomes à embarquer leur télescope sur des plates-formes spatiales. En plus des contraintes technologiques importantes que cela implique, le télescope et son véhicule sont soumis aux particules du rayonnement cosmique et aux particules piégées dans les ceintures de radiation de la Terre. Il en résulte un bruit de fond intense et

* Il est en fait possible aujourd'hui de concentrer des photons de haute énergie à l'aide d'une lentille gamma. Elle doit être formée de cristaux orientés de telle sorte que leur maille cristalline vue par les photons se comporte comme un réseau de diffraction. Cette nouvelle technique est pour le moment limitée à des champs de vue et à des domaines d'énergie restreints.

difficile à atténuer, même au prix de blindages massifs. Ce bruit provient, soit du rayonnement cosmique lui-même, capable de déclencher des signatures similaires à celle des photons que l'on souhaite étudier, soit de la production de photons secondaires. Il convient de garder à l'esprit que la proportion de photons de source est toujours très faible par rapport aux photons parasites.

Le domaine des rayons gamma est lui-même extrêmement vaste (détection de ces derniers sur plus de dix décades) et peut se diviser en bandes spectrales accessibles à des détecteurs de natures différentes. La bande des rayons gamma de basse énergie, notre bande de prédilection dans ce travail ($E_\gamma \lesssim 10$ MeV), rassemble sur plus de deux décades les photons que l'on détecte grâce aux électrons qu'ils éjectent des noyaux. Au-delà de cette énergie, on détecte les photons grâce à l'effet de création de paires électron-positon qu'ils engendrent en rencontrant la matière. Deux bandes y sont considérées de part et d'autre de la dizaine de gigaélectronvolts suivant la rareté des photons.

Etant donné les difficultés intrinsèquement liées au rayonnement gamma, il paraît ambitieux de réaliser des images (sans optique au sens classique) depuis l'espace de sources célestes émettant des photons très pénétrants pour en faire le spectre sur deux décades ! C'est le défi qu'avait relevé en 1982 l'équipe SIGMA du CEA-CESR. La moisson de résultats fût telle qu'une suite a été trouvée à travers le programme *INTEGRAL*, tant au plan scientifique que technologique. En particulier, l'idée d'utiliser comme élément sensible des détecteurs en tellure de cadmium (CdTe) a permis de développer un instrument plus sensible que son prédécesseur. C'est dans ce contexte que ce travail de thèse a vu le jour, contribuant à la réalisation, l'étude et la mise au point de la gamma-caméra ISGRI, un des éléments clés du télescope IBIS monté à bord du satellite *INTEGRAL*.

Prévu pour le 17 octobre 2002, le lancement du satellite *INTEGRAL* aura lieu depuis le cosmodrome de Baïkonour au Kazakhstan. Le télescope IBIS, à son bord, prendra alors la suite du télescope spatial SIGMA en opération de 1990 à 1997 et donnera l'opportunité aux astronomes de découvrir et d'étudier de nouvelles manifestations violentes à proximité des étoiles à neutrons et des trous noirs stellaires. Il permettra également l'étude de nombreux

objectifs comme les restes de supernovae jeunes, les sursauts gamma ou encore les noyaux actifs de galaxie.

Après un rappel plus précis du contexte de la mission *INTEGRAL* et une présentation de ses instruments, nous parcourons le détecteur ISGRI depuis ses éléments sensibles en CdTe jusqu'à l'étalonnage de l'ensemble du télescope auquel il appartient. Enfin, nous terminerons par un thème d'observation mettant en valeur les propriétés de spectro-imagerie de la caméra ISGRI.

Les recherches décrites dans ce mémoire s'inscrivent dans la continuité d'un travail collectif entamé depuis des années. C'est pourquoi l'usage de la première personne du pluriel s'impose même lorsqu'il s'agit de travaux d'investigation plus personnels comme ceux relatés dans les articles figurants en annexe. Nous précisons également qu'afin de ne pas rompre avec la littérature spécialisée, nous avons fait largement appel à des unités du système C.G.S., celui que la communauté des astronomes utilise encore dans sa très grande majorité.

Les références des articles et thèses sont numérotées et apparaissent dans le texte et les tables en exposant.

Chapitre 1

L'observatoire astronomique *INTEGRAL*

1.1 Un observatoire européen pour toute la communauté scientifique...

INTEGRAL (*International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory*) sera la prochaine grande mission astronomique de l'Agence Spatiale Européenne (ESA), la seconde « mission moyenne » du programme Horizon 2000. Son objectif principal est une exploration approfondie des sites célestes émissifs dans la bande spectrale des rayons gamma de basse énergie. Montée sur une plate-forme spatiale du même type que celle utilisée pour *XMM-Newton* (le satellite européen d'astronomie X lancé avec succès en décembre 1999), la charge utile scientifique du satellite *INTEGRAL* sera mise en orbite à l'automne 2002 au moyen d'une fusée PROTON fournie par l'Agence Spatiale Russe. La mission est conçue pour durer au moins cinq ans ; les opérations en orbite durant les deux premières années sont d'ores et déjà financées.

Le télescope français SIGMA^{2, 3} (Système d'Imagerie Gamma à Masque Aléatoire) à bord du satellite russe *GRANAT* a démontré dans les années 1990 que la pratique des ouvertures codées est bien adaptée aux observations dans la bande des rayons gamma de basse énergie. La mission *INTEGRAL* est donc basée sur l'utilisation simultanée de deux télescopes à ouverture codée : IBIS (*Imager on Board INTEGRAL Satellite*), apte à fournir des images à haute résolution angulaire et une information spectrale à moyenne résolution, et SPI (*Spectrometer for INTEGRAL*) chargé de la spectroscopie gamma à très haute résolution. La mission *INTEGRAL* inclut également deux télescopes complémentaires : JEM-X (*Joint European Monitor*) et OMC (*Optical Monitor Camera*), opérant respectivement dans la bande des rayons X et dans le domaine visible. *INTEGRAL* étant un observatoire, il est doté d'un centre de données, l'ISDC (*INTEGRAL Science Data Center*), qui permettra aux non-spécialistes des instruments gamma de mener à bien des observations avec *INTEGRAL*.

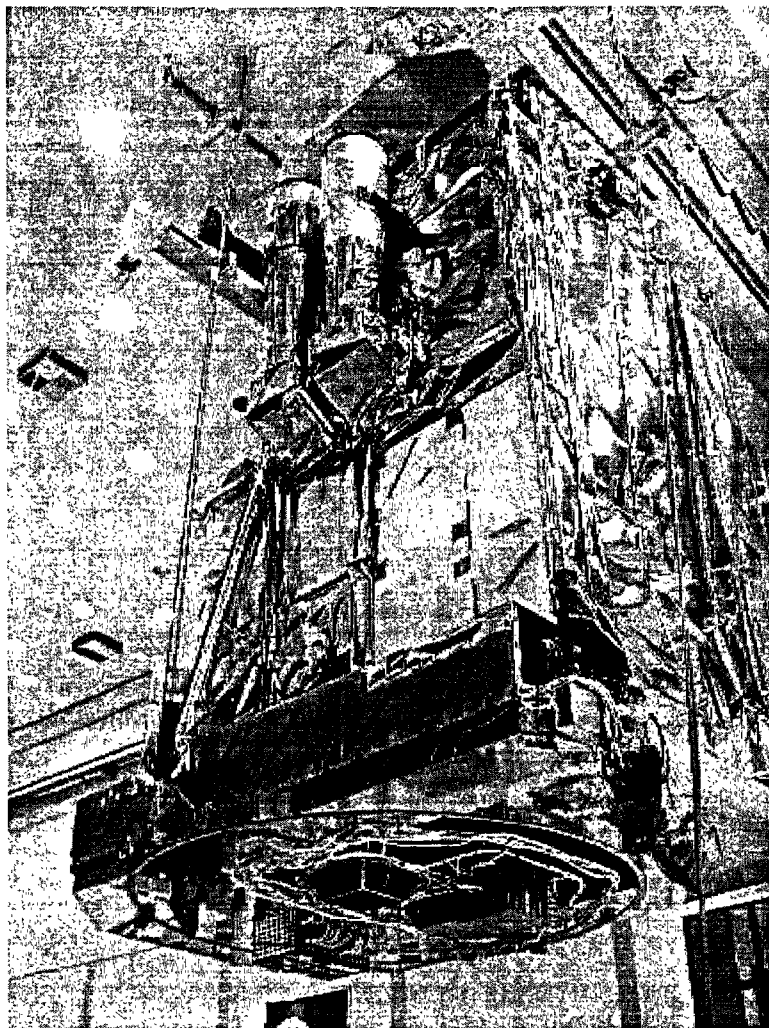


Photo 1-1 : Modèle de vol de la charge utile du satellite INTEGRAL.

INTEGRAL sera un observatoire ouvert à une très large communauté scientifique. Une large fraction du temps d'observation (65% la première année, 70% la deuxième année et 75% les années suivantes) sera attribuée par le comité scientifique sur la base de propositions d'observation envoyées par la communauté scientifique en réponse à un appel d'offre que l'Agence Spatiale Européenne doit émettre chaque année. Le premier appel d'offre, portant sur la première année d'observation, a été ouvert le 1^{er} novembre 2000 et clos le 16 février 2001. Son succès a été tel que le cumul du temps d'observation demandé par les postulants dépasse d'un facteur 19 le temps effectivement disponible ! Le reste du temps d'observation sera réservé aux groupes impliqués dans la réalisation de la mission. Il sera pour l'essentiel dévolu à un balayage de la Voie Lactée incluant une observation approfondie des régions centrales de la Galaxie et de la région des Voiles.

La France participe à la mission *INTEGRAL* par l'intermédiaire de sa quote-part au programme scientifique de l'Agence Spatiale Européenne ainsi que par une contribution très importante aux deux instruments principaux de la charge utile scientifique. C'est ainsi que le CNES (Centre National d'Études Spatiales) assure la maîtrise d'œuvre du spectromètre SPI dont les sous-systèmes sont réalisés par un vaste consortium de laboratoires au sein duquel deux laboratoires français jouent les premiers rôles : le Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements à Toulouse (CNRS-Université Paul Sabatier) et le Service d'Astrophysique du CEA (Commissariat à l'Énergie Atomique) à Saclay. Avec le soutien du CNES, le Service d'Astrophysique du CEA réalise également la gamma-caméra de nouvelle génération ISGRI, l'élément clé du télescope IBIS que nous allons largement détailler par la suite. Le CEA, avec le soutien du CNES, participe aussi à la mise en œuvre de l'ISDC, le centre de données *INTEGRAL*.

1.2 Les principaux instruments d'*INTEGRAL*

1.2.1 Le spectromètre SPI

SPI^{4, 5} (Spectrometer for *INTEGRAL*) est un télescope gamma pour l'analyse spectrale de sources célestes ponctuelles ou étendues dans un domaine d'énergie compris entre 20 keV et 8 MeV. Il est constitué d'un masque codé en tungstène de 3 cm d'épaisseur placé à la verticale d'une matrice de 19 diodes germanium refroidies à la température de 85 K. C'est autour de cette température que sont assurées les conditions optimales de fonctionnement du détecteur pour obtenir une résolution spectrale de l'ordre de 2 keV à mi-hauteur à 1 MeV. Les 500 cm² du détecteur sont enfouis dans un puits d'anticoïncidence fait de 700 kg de cristal scintillant de BGO (germanate de bismuth, Bi₄Ge₃O₁₂). Ce dernier permet de générer des signaux marqués en temps lorsqu'un photon parasite hors du champ de vue vient déposer de l'énergie dans le système. Ce système massif doit permettre de diminuer le bruit de fond et conférer à SPI une très grande sensibilité.

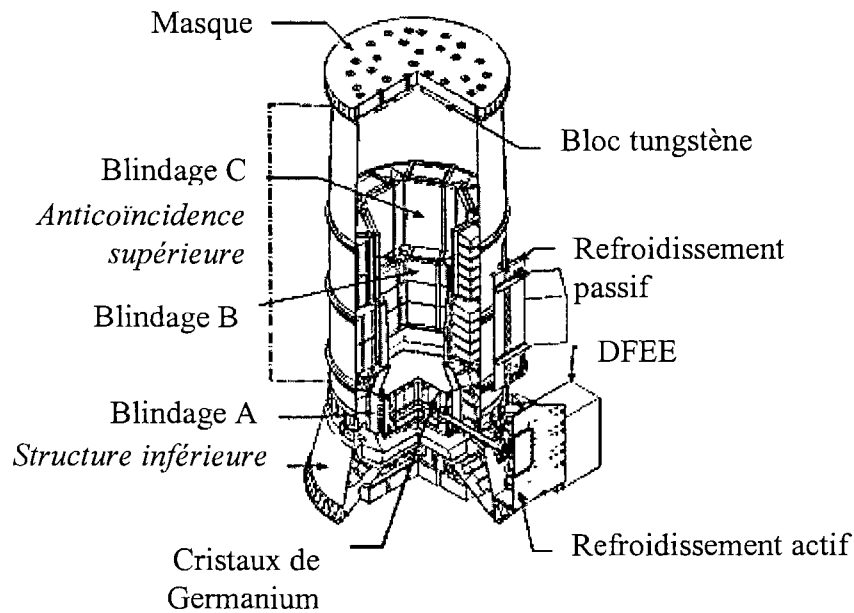


Figure 1-1 : Schéma de principe du télescope SPI⁶.

Lorsqu'un photon interagit dans l'une des diodes de germanium, un signal proportionnel à l'énergie déposée est collecté et amplifié dans l'unité électronique analogique (AFEE, *Analogue Front End Electronics*). En parallèle, une électronique rapide appelée « *Pulse Shape Discriminator* » (discriminateur de forme d'impulsion) est en charge de distinguer les photons gamma du bruit induit par l'émission β^- dont la signature électrique n'est pas identique.

Les particules du rayonnement cosmique, en particulier les protons et les neutrons qu'ils induisent en interagissant dans la matière autour du plan détecteur, sont susceptibles de dégrader les performances du germanium en résolution et en efficacité. Pour remédier à ces dommages, un système inédit de recuit en vol a été implémenté. La fréquence de ces recuits dépend de façon cruciale de la température des détecteurs.

Masse	1300 kg
Hauteur	2,8 m
Diamètre	1,1 m
Puissance	310 W
Téléométrie	22 kbits s ⁻¹
Champ de vue	16°
Gamme d'énergie	20 keV-8 MeV
Résolution	3 keV à 1.33 MeV
Sensibilité	3 10 ⁻⁶ photon cm ² s ⁻¹ à 1 MeV 2 10 ⁻⁵ photon cm ² s ⁻¹ à 511 keV

Table 1-1 : Caractéristiques techniques de SPI.

1.2.2 Le spectro-imageur IBIS

Le télescope IBIS^{7, 8} (*Imager On Board INTEGRAL Satellite*), l'instrument hôte d'ISGRI, est conçu pour l'imagerie fine et la localisation précise de sources de rayonnements gamma émettant dans le domaine 15 keV – 10 MeV.

1.2.2.1 L'architecture de l'imageur IBIS

Sa conception allie un masque codé à un ensemble détecteur à base de deux caméras gamma protégées des rayonnements parasites par des blindages actifs (VETO) et passifs (murs plombés et « hopper » en tungstène). L'originalité d'IBIS réside surtout dans les performances de l'ensemble détecteur (voir Photo 1-2) qui devrait permettre d'atteindre une sensibilité dix fois meilleure que celle de SIGMA. Pour couvrir un domaine d'énergie de près de 3 décades, l'utilisation simultanée de deux caméras est nécessaire. La première, ISGRI (*Integral Soft Gamma-Ray Imager*), fonctionne à basse énergie entre 15 keV et 1 MeV. La seconde, PICsIT (*Pixellated CsI Telescope*), mesure les photons de 150 keV à 10 MeV. Ces deux caméras sont d'un type entièrement nouveau et peuvent fonctionner ensemble dans un mode « Compton » que nous évoquerons plus loin.

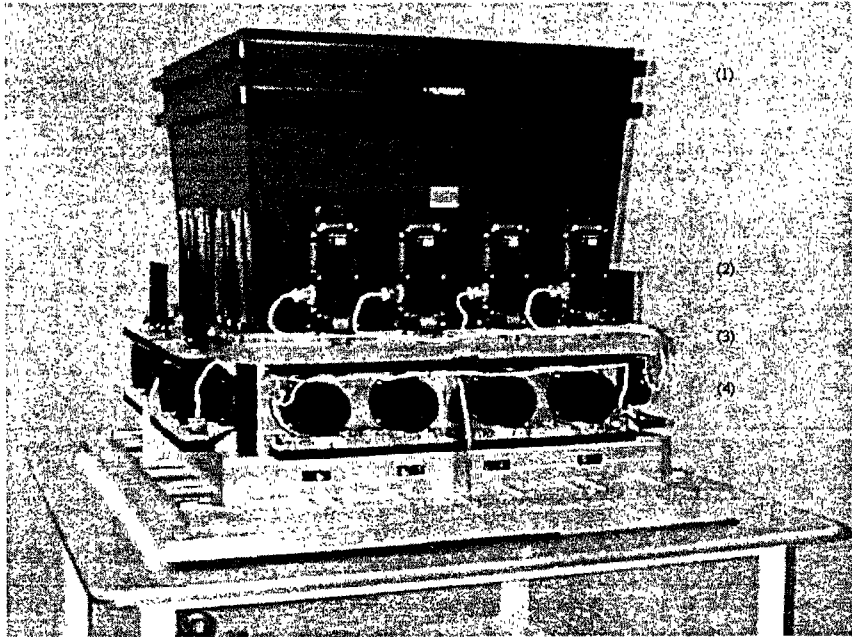


Photo 1-2 : Détecteur IBIS assemblé. (1) « Hopper », (2) « DBB », (3) Position d'ISGRI, (4) VETO et position de PICsIT.

Elles sont formées d'un grand nombre de détecteurs indépendants, un par élément d'image soit 128×128 dans le cas d'ISGRI et 64×64 dans le cas de PICsIT. Le Service d'Astrophysique a la maîtrise d'œuvre d'ISGRI ; PICsIT étant sous le contrôle de l'Institut TESRE de Bologne. L'ensemble de l'instrument est sous la maîtrise d'œuvre de l'IAS à Rome. Le masque codé de près d'un mètre carré est placé en haut des murs plombés du télescope, 3,1 mètres au-dessus de cet ensemble détecteur. Ce système d'imagerie que nous détaillons ci-après, assure au télescope IBIS une résolution angulaire de 12 minutes d'arc (limite de séparation de deux sources), soit des performances meilleures que celles de SIGMA dans un champ de vue quatre fois plus grand. La précision dans la localisation de sources brillantes est inférieure à la minute d'arc.

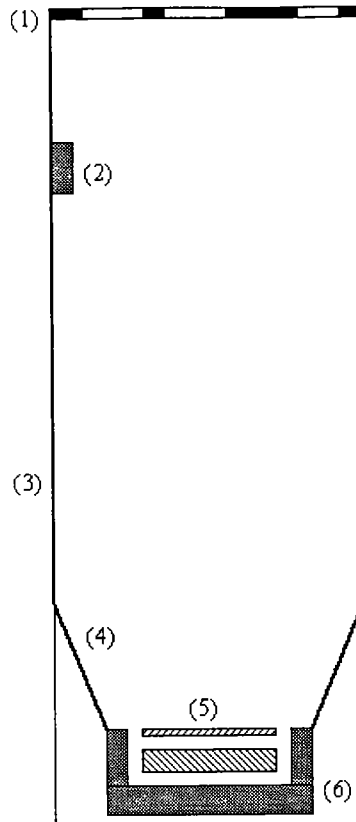


Figure 1-2 : Schéma d'IBIS. (1) Masque codé, (2) Source d'étalonnage embarquée, (3) Murs plombés, (4) « Hopper » tungstène, (5) ISGRI et PICsIT, (6) VETO

IBIS est également doté d'un système d'étalonnage en vol appelé « CAL ». Son blindage actif est un puits de BGO regardé par des photomultiplicateurs.

1.2.2.2 Un télescope à masque codé

- **Principe**

Il est pratiquement impossible de focaliser le rayonnement gamma (du moins sur une large bande d'énergie) du fait de sa très courte longueur d'onde. En revanche, il est tout à fait possible d'imaginer des dispositifs s'inspirant des chambres noires (ou sténopé) qu'utilisèrent les premiers photographes. En perçant un trou dans la face avant d'une boîte constituée d'un matériau opaque et en disposant une plaque sensible sur la face opposée, on réalise une chambre photographique très rudimentaire mais qui permet de former des images d'autant plus nettes que le trou est petit. Rien n'empêche de transposer ce dispositif dans le domaine

des rayons gamma. Il suffit pour cela d'utiliser un matériau apte à bloquer le rayonnement gamma, donc un matériau à numéro atomique élevé (comme le plomb ou le tungstène), et de remplacer l'émulsion photographique par une gamma caméra, un détecteur permettant de mesurer la position du point d'impact de chaque photon gamma. On accroît la luminosité des images sans perdre en finesse en perçant la face avant d'un grand nombre de trous, disposés suivant un code précis. Ce dernier est choisi afin de décoder l'image complexe ainsi formée par cette multitude de trous avec un minimum d'ambiguïté.

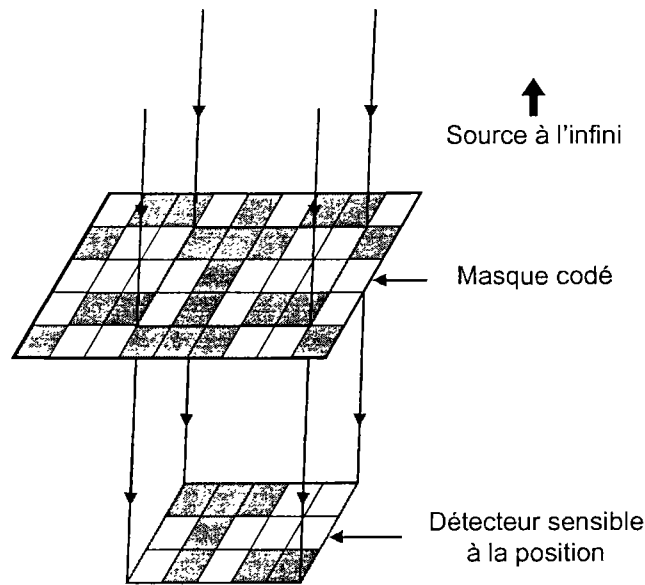


Figure 1-3 : Principe du masque codé.

L'ouverture codée⁹ (dénommée aussi masque codé) est un assemblage d'éléments opaques et transparents qui module le rayonnement reçu par un détecteur sensible à la position. Afin de reconstruire une image du ciel de la manière la plus satisfaisante, la disposition des éléments opaques et transparents du masque doit suivre un arrangement précis, à l'instar des masques de type URA (*Uniformly Redundant Array*), proposés par Fenimore et Cannon (1978)¹⁰, qui tirent parti des propriétés des tableaux à résidus quadratiques dont les deux dimensions sont deux nombres premiers dont la différence est 2. Le masque schématisé ci-dessus comporte 9×5 éléments disposés à partir d'un tableau URA de 5×3 éléments, étendu par permutation circulaire sur les deux axes. Les travaux du mathématicien français Jacques Hadamard, menés au début du XX^{ème} siècle, sont à la base de ce type de masque.

- **Paramètres d'imagerie**

Les paramètres d'imagerie dans les systèmes à masque codé sont relatifs à la géométrie de l'ensemble. La résolution angulaire ne dépend que de la taille d des éléments du masque et de sa distance H au détecteur de positions. On écrit le pouvoir séparateur θ :

$$\theta = \arctan \frac{d}{H} \quad (Eq\ 1-1)$$

Le pouvoir séparateur n'est donc limité que par la hauteur du télescope (au maximum, une dizaine de mètres*) et par la taille des éléments de masque. Ces derniers doivent toujours rester d'une dimension supérieure à la précision d'échantillonnage du détecteur de position, c'est-à-dire à la taille des pixels de la caméra (tout au plus quelques millimètres pour les gamma de basse énergie). La résolution actuellement accessible s'exprime en minutes d'arc (à comparer à la seconde d'arc ou mieux dans le cas de systèmes optiques focalisants, classiques à d'autres longueurs d'ondes).

Le champ de vue est défini à partir du rapport entre les dimensions du masque et celles du détecteur ainsi que par la hauteur H qui les sépare. Le plus souvent, le masque est formé par la répétition d'un motif de base de même dimension que le détecteur de position. Le champ de vue se compose de deux zones distinctes : le champ totalement codé correspond à un champ où toutes les sources qui s'y trouvent projettent sur le détecteur le motif de base complet ou une de ses permutations. Au-delà de cette zone se trouve le champ partiellement codé (de loin le plus vaste) où les sources qui s'y trouvent ne projettent qu'une fraction de ce motif. C'est une zone où la sensibilité varie et décroît jusqu'à s'annuler aux limites du champ de vue.

* Pour le moment, la distance est limitée à une dizaine de mètres en raison de la capacité d'emport des fusées. Toutefois des systèmes mettant en scène deux satellites permettront à l'avenir d'accroître cette dimension.

- **Propriétés et limites**

En premier lieu, il convient de considérer les propriétés d'imagerie des masques codés. Les masques URA, par exemple, permettent de projeter sur le détecteur de position, situé en dessous, une ombre portée unique pour chaque source dans une direction donnée du ciel.

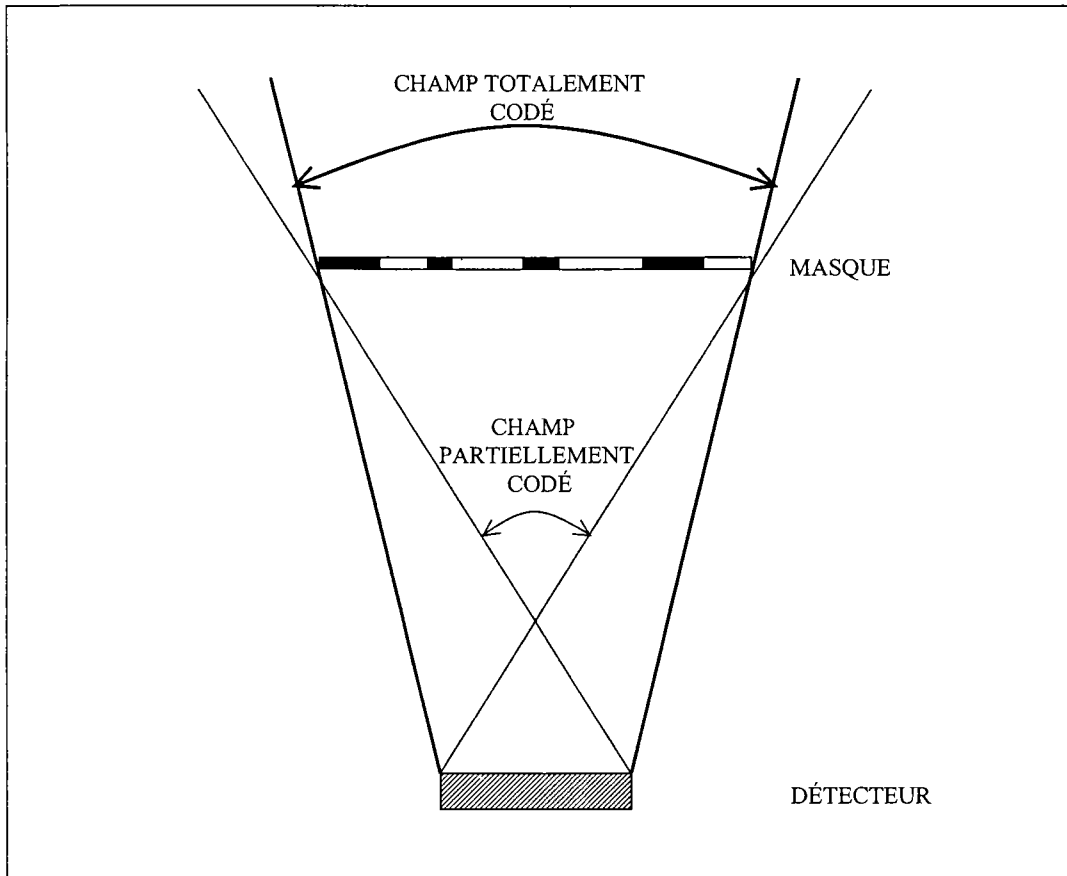


Figure 1-4 : Définition géométrique des champs de vue. On remarque que le champ partiellement codé est bien plus étendu que le champ totalement codé.

Soient M la matrice des éléments opaques du masque, S_γ la distribution d'intensité du rayonnement émis dans le champ de vue du télescope et B la distribution d'intensité du bruit

de fond non modulé par le masque, alors la distribution D du signal reçu par le détecteur s'écrit :

$$D = M * S_{\gamma} + B \quad (\text{Eq 1-2})$$

Si M est inversible, c'est-à-dire qu'il existe une matrice G telle que :

$$G * M = \delta \quad (\text{Eq 1-3})$$

où δ est la fonction « delta », alors la reconstruction de l'image du ciel W s'écrit :

$$\begin{aligned} W &= D * G = S_{\gamma} * M * G + B * G \\ W &= S_{\gamma} + B * G \end{aligned} \quad (\text{Eq 1-4})$$

L'image reconstruite ne diffère de la source que par le terme $B * G$. C'est un niveau constant si le bruit de fond B est uniforme. Par ailleurs, le bruit B n'étant pas modulé par le masque, ce dernier est mesuré en même temps que la source dans les « ombres » de l'image projetée par le masque. C'est là une des propriétés les plus remarquables de ce dispositif d'imagerie.

En revanche, l'inconvénient majeur est la transmission de seulement 50% du flux de la source dans l'angle solide du détecteur. De plus, le masque codé est un système d'imagerie indirecte. Il fait appel à des algorithmes complexes de déconvolution d'ombres portées, permettant de remonter au flux de la source. On comprend également que le principe se complique dès lors que de multiples sources sont présentes dans le même champ de vue.

La présence de sources dans le champ partiellement codé, dans lequel la sensibilité varie, induit des fantômes dans les images déconvoluées (encodage du bruit), qui complique l'interprétation lors de la découverte de nouvelles sources particulièrement faibles. Ces fantômes peuvent également être induits par les défauts géométriques du détecteur de position, en particulier les zones mortes que l'on cherchera à minimiser absolument. Enfin, le bruit de fond réel B n'est pas uniforme. Il se peut donc que l'image reconstruite W soit déformée par l'adjonction du terme $B * G$ à S_{γ} qu'il convient alors de soustraire correctement (la soustraction est possible si les fréquences spatiales de variations de B sont en dehors de la bande de fréquence du masque). Là encore, des effets de bord apparaissent. La soustraction du bruit requiert sa mesure. C'est ce qui sera fait tout au long des prises de données.

- **Le cas d'IBIS**

En pratique le masque codé d'IBIS est réalisé en taillant dans la masse d'un bloc de tungstène les éléments transparents. L'ensemble est fixé sur une structure mécanique de type nid d'abeille en carbone, assurant la rigidité de l'ensemble, tout en conservant un maximum de transparence aux rayons gamma dans les trous. Le motif du masque d'IBIS est construit par la juxtaposition d'un motif de base (MURA 53 par 53 éléments) et de ses permutations circulaires (matrice finale de 95 par 95 éléments).

Le masque est situé 3,1 mètres au-dessus de la caméra ISGRI, au sommet d'un « tube » de plomb qui fait office de blindage passif. Il absorbe efficacement le bruit de fond diffus jusqu'à environ 200 keV. La base du tube contient l'ensemble détecteur qui soutient un blindage en tungstène (plus rigide que le plomb) que l'on nome le « hopper » (sorte d'œillère pour la caméra).

Hauteur par rapport à ISGRI	3,1 m
Epaisseur	16 mm
Taille des pavés de tungstène	11,2 × 11,2 mm ²
Masse	~200 kg
Champ de vue totalement codé	9° × 9°
Champ de vue à 50% de sensibilité	19° × 19°
Champ de vue partiellement codé	29° × 29°
Résolution angulaire	12 minutes d'arc
Pixel ISGRI vu du masque	5 minutes d'arc
Pixel PICsIT vu du masque	10 minutes d'arc

Table 1-2 : Caractéristiques du masque codé d'IBIS.

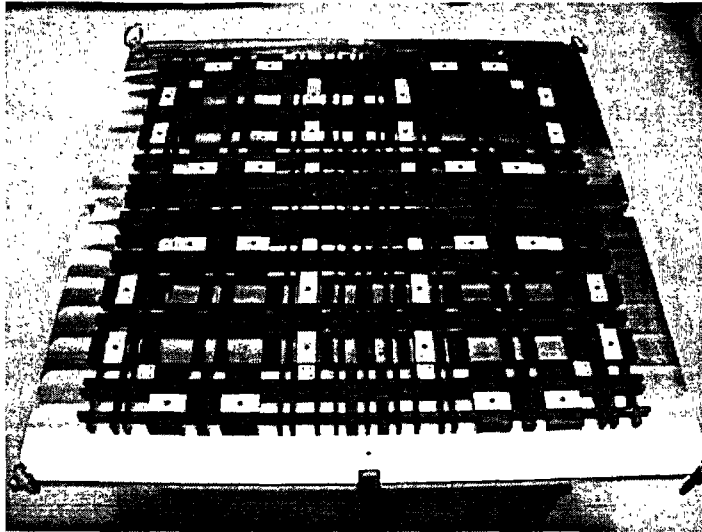


Photo 1-3 : Modèle de vol du masque codé d'IBIS.

Pour ce qui concerne les techniques de déconvolution et les algorithmes, nous renvoyons le lecteur à la référence 9.

1.2.2.3 La caméra PICsIT

PICsIT^{11,12} est une gamma-caméra faite de 4096 barreaux de CsI(Tl) indépendants de $0,85 \times 0,85 \text{ cm}^2$ de section et de 3 cm d'épaisseur, assurant une bonne efficacité de détection à haute énergie (8% à 10 MeV). Ils sont arrangés sur une matrice 64×64 subdivisée en 8 modules identiques (photo 1-4). La surface sensible est de 2960 cm^2 . Ce détecteur de position réalise les mesures de l'énergie des photons entre 150 keV et 10 MeV.

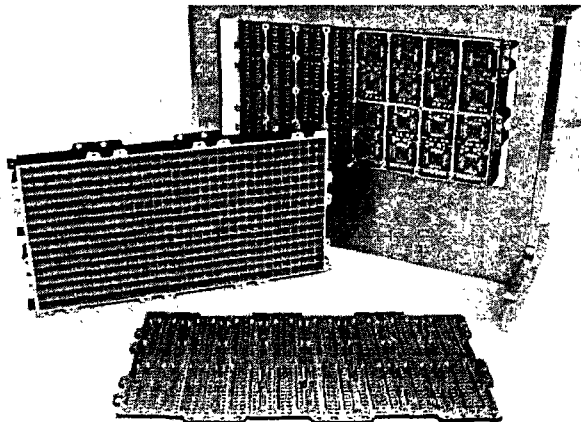


Photo 1-4 : Un des huit modules de la caméra PICsIT.

Cet instrument dispose de nombreux modes d'utilisation. Il est capable de détecter les photons un à un comme d'accumuler pendant une vingtaine de minutes des histogrammes. Par ailleurs, il peut travailler en coïncidence avec ISGRI dans le mode « Compton » évoqué plus loin.

1.2.2.4 La caméra ISGRI

L'expérience acquise avec la mise en œuvre et l'utilisation en vol de la gamma-caméra SIGMA, ont conduit à explorer de nouvelles voies pour améliorer les performances d'imagerie et spectrales des télescopes gamma. Les points d'amélioration portent sur l'effet du rayonnement cosmique, la résolution en énergie, le seuil bas, la sensibilité et le champ de vue.

Basée sur l'utilisation massive de petits détecteurs semi-conducteurs en tellure de cadmium (CdTe), la gamma-caméra ISGRI a été conçue pour prendre en compte les problèmes cités.

Le CdTe est un matériau dense à Z élevé, favorable à l'efficacité de détection des événements de haute énergie. Il peut être utilisé à température ambiante, ce qui permet de concevoir un instrument de grande dimension (2621 cm^2) formé de l'assemblage de 16384 petits détecteurs élémentaires de $4 \times 4 \text{ mm}^2$. Chaque détecteur forme un point d'image (pixel). Tous les pixels sont indépendants et nécessitent leur propre électronique de lecture, qui doit de ce fait, être miniaturisée sous la forme d'un ASIC (*Application Specific Integrated Circuit*) (cf. Chapitre 4). Une puce ad hoc a donc été développée permettant de mesurer les signaux de quatre détecteurs. La caméra ISGRI est extrêmement modulaire. Elle est formée de huit modules indépendants qui comportent chacun 2048 pixels, eux-mêmes regroupés sur des mini caméras gamma appelées « polycells » (cf. Chapitre 4).

- **L'effet des particules chargées du rayonnement cosmique et la nécessité de l'utilisation de petits détecteurs**

Les expériences embarquées sont soumises à d'intenses flux de particules chargées. L'énergie déposée par ces particules sature généralement l'électronique de l'expérience

pendant un temps assez long (une centaine de microsecondes). Les performances d'une gamma-caméra classique de type Anger (comme celle de SIGMA), utilisant un milieu détecteur monolithique, sont altérées par l'effet des particules chargées. Ces dernières induisent une lumière résiduelle permanente dans le détecteur (tout le détecteur est concerné par le grand dépôt d'énergie de chaque particule), si bien que la localisation des interactions pour des photons de basse énergie est perturbée. La résolution spatiale est affectée. De même, le seuil bas peut se trouver rehaussé. Le taux d'événements de ce type dépend de la taille du détecteur. On a donc intérêt, autant que possible, à utiliser des détecteurs de petite taille pour lesquels les effets des particules chargées sont négligeables. Il faut toutefois prendre garde à limiter les zones mortes entre les pixels. Ceci se concrétise au détriment de la simplicité du système. C'est le principal atout de la caméra ISGRI que d'avoir permis la « pixélisation » d'une gamma-caméra.

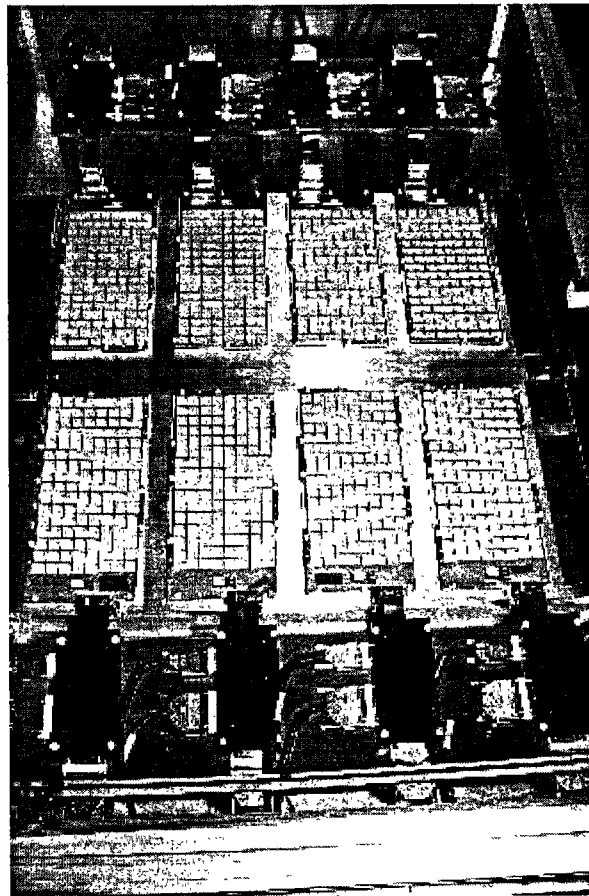


Photo 1-5 : Les huit modules de vol de la caméra ISGRI assemblés sur un « chariot d'intégration » non représentatif de la géométrie de l'assemblage de vol.

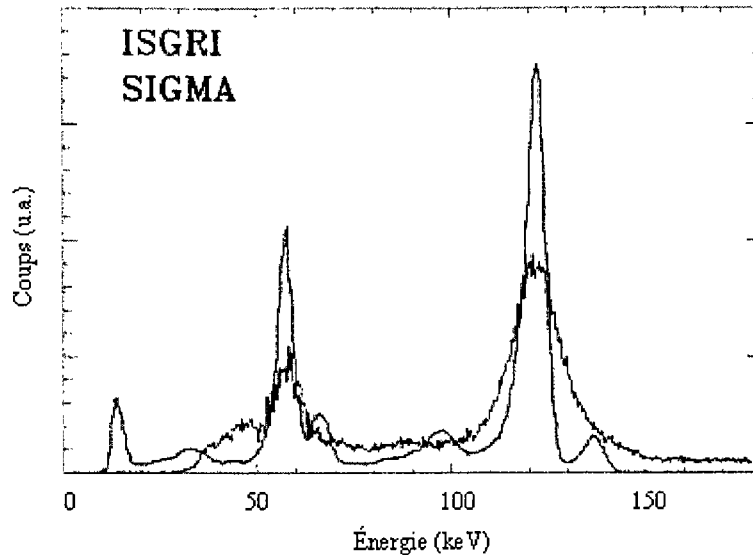


Figure 1-5 : Comparaison des résolutions spectrales d'ISGRI et SIGMA pour une source de cobalt 57. Le spectre ISGRI est sélectionné pour les temps de montée inférieurs à 1 μ s.

- **La résolution spectrale**

Du fait de sa forte résistivité, le CdTe autorise un fonctionnement à température ambiante, tout en conservant des qualités spectroscopiques honorables situées entre celle d'un cristal scintillant et d'un germanium. Moyennant l'emploi d'une électronique complexe permettant la correction des pertes de charges (cf. Chapitres 3 et 4), il est possible d'atteindre des résolutions de l'ordre de 8% à 122 keV (énergie de la raie principale de décroissance du cobalt 57). Ceci représente un gain notable (~ 2) par rapport à l'expérience SIGMA comme l'illustre la figure 1-5.

- **Le seuil bas**

Nous notons également sur la figure 1-5 que le seuil bas d'ISGRI est d'environ 10 keV. Une fois ISGRI intégré dans son ensemble, son seuil se trouve autour de 15 keV. SIGMA était limité à environ 35 keV pour les basses énergies. Le seuil bas d'ISGRI est dû au faible bruit intrinsèque du CdTe, même à température ambiante. Il est limité par l'électronique de lecture ASIC. En effet, en dessous d'une certaine valeur de seuil, l'électronique est susceptible de déclencher toute seule sur ses propres signaux logiques internes.

- **La sensibilité de détection**

La sensibilité, c'est-à-dire le flux de la source ponctuelle la plus faible que nous puissions observer avec notre télescope, est égale à trois fois la déviation standard du bruit de fond. Elle dépend, du bruit de fond (cosmique et activation du télescope), de la surface collectrice et des performances en imagerie*. Par opposition aux gamma-caméras de type Anger, la résolution spatiale d'IBIS est indépendante de l'énergie des photons incidents. Dans le cas d'ISGRI, les pixels de 4 mm de côté sont bien plus petits que les plus petits éléments de masque (11,2 mm) et donnent une efficacité moyenne en imagerie de 86 %, constante avec l'énergie. La pixélisation d'ISGRI est son atout majeur et permet, avec son aire de détection de 2600 cm², d'améliorer la sensibilité de SIGMA d'un facteur dix à basse énergie atteignant quelques 10⁻⁵ photons cm⁻² s⁻¹ en raies fines et quelques 10⁻⁷ photons cm⁻² s⁻¹ keV⁻¹ en large bande.

- **Le champ de vue**

Le champ de vue sera de 19° × 19° à mi-sensibilité, près de quatre fois plus grand que celui de SIGMA.

La figure 1-6 est une simulation de l'observation du centre de notre galaxie par IBIS/ISGRI. L'observation du centre galactique est une des priorités d'IBIS. Cette zone du ciel contient une très grande densité d'objets émettant dans les domaines X et gamma. Cette simulation^{13, 14} est basée sur les observations effectuées par SIGMA entre 1990 et 1995. L'observation de SIGMA de cette région a duré 100 jours en temps cumulé. La sensibilité d'ISGRI donnera accès à la même information en une seule journée.

* La résolution spatiale résulte de la convolution de deux fonctions « bloc » qui représentent la taille des pixels et la taille du plus petit élément de masque. Un pixel trop grand devant un élément de masque réduit le contraste de l'ombre portée et conduit à une perte de sensibilité.

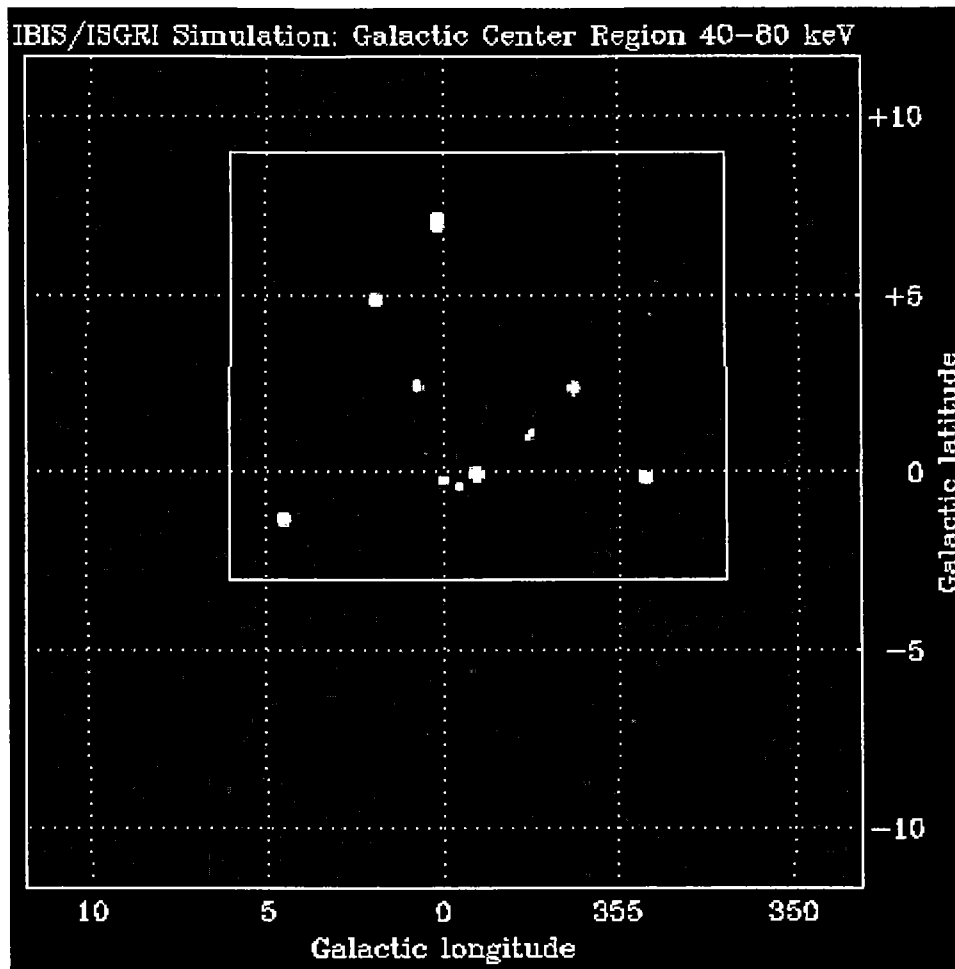


Figure 1-6 : Simulation de l'observation du centre galactique avec ISGRI. Le rectangle blanc illustre le champ de vue de SIGMA.

1.2.2.5 Le mode « Compton »

Les détecteurs ISGRI et PICsIT sont superposés et ont la faculté de travailler en coïncidence temporelle, c'est-à-dire que des mesures simultanées dans les deux caméras peuvent être corrélées à un événement unique dit « Compton ». Un photon gamma, d'énergie suffisante, peut en effet déposer une partie de son énergie dans un premier détecteur et être diffusé par effet Compton. Si le photon diffusé dépose le reste de son énergie dans le second détecteur, deux dépôts ont lieu au même moment dans les deux caméras. L'angle de diffusion étant relié aux énergies déposées, on remonte à l'énergie totale du photon incident et à son angle de diffusion (cf. §2.3.1.2) en mesurant la somme des dépôts et leur position dans les deux caméras. On sait déterminer la position d'une source dans le ciel si plusieurs de ses photons produisent des événements Compton dans IBIS.

L'intérêt majeur de cette technique est d'augmenter la sensibilité par réduction du bruit de fond. Par ailleurs, la probabilité d'avoir deux événements en coïncidence fortuite due au bruit de fond est très faible. En effet, si n_1 et n_2 sont les taux de comptage exprimés en nombre de coups par seconde et τ la fenêtre temporelle que l'on considère pour la coïncidence, alors le taux de comptage des événements en coïncidence fortuite $n_{fortuites}$ vaut :

$$n_{fortuites} = n_1 (1 - \exp(-n_2 \tau)) \approx n_1 n_2 \tau \quad (Eq\ 1-5)$$

Dans le cas d'IBIS, pour une fenêtre de 2 μ s, $n_{fortuites}$ vaut environ 18 cps s^{-1} et se trouve très inférieur au taux d'événements « Compton » (~ 100 cps s^{-1})^{*}. Si la sensibilité d'un détecteur Compton est très bonne, en revanche sa résolution spatiale est bien plus modeste que celle de la technique du masque codé. Dans le cas d'IBIS, les deux méthodes peuvent être utilisées conjointement, c'est-à-dire que pour une source de position connue (mesure ISGRI seul à basse énergie), nous calculons le flux en mode Compton.

Par ailleurs, un algorithme de traitement des données à bord du télescope IBIS fait le tri des photons supposés Compton de ceux qui à coup sûr proviennent du bruit de fond. Ces derniers sont détectés car leur direction d'origine reconstruite sur le ciel ne tombe pas dans le champ de vue du télescope.

* $n_{fortuites}$ se calcule en considérant la probabilité d'occurrence d'un événement de type n_2 dans la fenêtre τ ouverte par l'électronique pour la coïncidence suite à un événement de type n_1 .

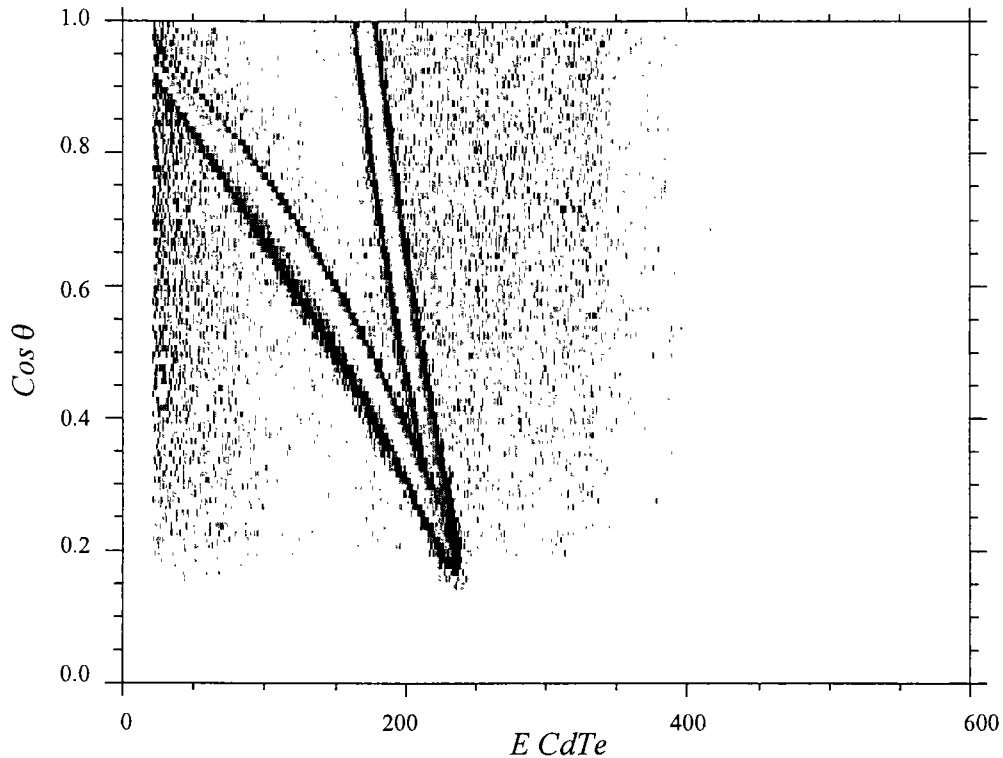


Figure 1-7 : Diagramme $\text{Cos } \theta$ - $E \text{ CdTe}$ – simulation du mode Compton pour des photons de source de 511 keV tirés dans l'axe du télescope. $\text{Cos } \theta$ est le cosinus de l'angle de diffusion θ et $E \text{ CdTe}$ est l'énergie déposée dans le détecteur ISGRI.

La figure 1-7 montre le comportement du mode Compton. Elle représente la valeur du cosinus de l'angle de diffusion θ en fonction de l'énergie déposée dans la couche CdTe d'ISGRI. Nous distinguons clairement les traces des photons ayant subi une diffusion :

- Lorsqu'un photon de 511 keV interagit dans ISGRI en premier, il peut déposer de 0 à 511 keV dans le détecteur. Par construction, la coïncidence ne peut avoir lieu que si son dépôt ne dépasse pas ~ 240 keV (au-delà, le photon est diffusé en dehors de PICSIT). Ces événements sont des diffusions vers l'avant et produisent la trace située à plus basse énergie.
- Lorsqu'un photon interagit d'abord dans PICSIT, le photon rétro-diffusé vers ISGRI peut y déposer de 170 keV (rétro-diffusion pure d'un photon de 511 keV - cf. §2.3.1.2) à ~ 240 keV (au-delà, le photon est rétro-diffusé en dehors

d'ISGRI). La trace qui correspond à ce type d'événement est la plus verticale dans le diagramme de la figure 1-7.

1.2.2.6 Le blindage actif (VETO)

Le VETO est un système d'anticoïncidence actif des particules et rayonnements du bruit de fond cosmique qui proviennent d'une autre direction que le champ de vue du télescope. Il permet de ne pas transmettre inutilement des événements dont on est sûr qu'ils ne peuvent pas venir d'une source céleste. Ce système entoure les deux plans détecteurs ISGRI et PICsIT. Il est fait de huit modules latéraux et de huit modules de fond en BGO. Chaque module de BGO est regardé par deux photomultiplicateurs couplés optiquement. Ils comprennent aussi leur électronique de proximité ainsi que leur haute tension.

1.2.2.7 La source d'étalonnage à bord (CAL)

Le télescope emporte dans son champ de vue une source d'étalonnage de sodium 22 de 0,4 μCi qui est placée à proximité d'un module de BGO similaire à ceux du VETO. Lorsqu'un atome de sodium 22 se désintègre, il produit une particule β^+ qui s'annihile aussitôt avec un électron du milieu produisant deux photons gamma de 511 keV émis dans des directions opposées. Le module de BGO est placé de telle façon qu'un photon émis en direction de l'un des plans détecteurs, ISGRI ou PICsIT, ait sa contrepartie détectée en son sein. De cette manière, les photons émis par la source d'étalonnage sont marqués en temps et sont facilement repérables dans les données des détecteurs. Il est alors possible, en particulier pour PICsIT, de contrôler quotidiennement le gain des détecteurs et de corriger les données d'une éventuelle dérive. ISGRI est peu efficace à 511 keV mais pourra effectuer la même surveillance tous les quinze jours. De plus, il détectera des photons de fluorescence du tungstène ou du plomb qu'auront produit les photons du sodium 22 dans les blindages passifs. Les raies à 511 keV du sodium 22 et à 60 keV de fluorescence du tungstène devraient, compte tenu de la géométrie et de l'efficacité de détection du CdTe, avoir des intensités comparables.

1.2.2.8 Synthèse

<i>Instruments</i>		
ISGRI	16384 CdTe	
PICsIT	4096 CsI	
VETO	16 BGO	
CAL	1 BGO ceinturant 1 source ^{22}Na	
Masque codé	MURA en tungstène de 16 mm d'épaisseur	
<i>Performances</i>		
Domaine d'énergie	20 keV – 10 MeV	
Résolution angulaire	12 minutes d'arc	
Champ de vue totalement codé	$9^\circ \times 9^\circ$	
Champ de vue à 50% de sensibilité	$19^\circ \times 19^\circ$	
Champ de vue partiellement codé	$29^\circ \times 29^\circ$	
Résolution temporelle	60 μs	
	<i>100 keV</i>	<i>1 MeV</i>
Sensibilité large bande ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}$)	$4 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-7}$
Sensibilité raies fines ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	$1 \cdot 10^{-5}$	$6 \cdot 10^{-5}$
Résolution spectrale	8 keV	60 keV

Table 1-3 : Le télescope IBIS en chiffres.

Chapitre 2

Détecter les photons gamma

2.1 La spectrométrie gamma et X à l'aide de détecteurs semi-conducteurs

Les progrès des détecteurs semi-conducteurs germanium et silicium dans les années soixante, puis tellure de cadmium dans les années soixante dix, ont révolutionné la spectrométrie des rayonnements X et gamma du fait de leur très haute résolution en énergie. Aujourd'hui leur emploi s'étend à de nombreux domaines scientifiques dans lesquels il est nécessaire de caractériser les rayonnements par leur énergie ou simplement d'en détecter la présence.

Les domaines d'application de ces détecteurs commencent avec la mesure des propriétés des rayonnements X et gamma eux-mêmes, avec par exemple, en physique nucléaire, la possibilité de caractériser complètement des radioéléments (périodes, énergie des rayonnements émis, probabilité d'émission) et par-là même la possibilité d'étudier les processus physiques fondamentaux comme la structure du noyau. On trouve aussi des domaines d'application en médecine où le suivi dans l'organisme de produits radioactifs tel que le technétium 99 métastable, de courte période ($T_{1/2} = 6$ heures), permet d'effectuer, à l'aide d'une gamma-caméra (NaI jusqu'à présent), des gamma-graphies pour la mise en évidence de métastases cancéreuses osseuses. La radioprotection et l'étude de l'environnement constituent d'autres champs d'utilisation de ces détecteurs. Enfin, le domaine d'application qui nous intéresse ici, l'astronomie gamma, où des détecteurs semi-conducteurs de rayonnements gamma permettent l'exploration des sites stellaires et offrent la possibilité de sonder le ciel et d'en faire des cartographies gamma. Grâce à toutes ces applications, la détection de rayonnements X et gamma à l'aide de matériaux semi-conducteurs constitue un éventail de technologies matures qui ont souvent prouvé qu'elles étaient bien plus efficaces que d'autres techniques classiques.

Nous allons discuter dans ce chapitre des bases de la spectrométrie gamma, à savoir des radiations électromagnétiques X et gamma et de leurs origines, de leurs modes d'interactions avec la matière et donc avec les détecteurs et leur environnement.

2.2 Les rayonnements électromagnétiques X et gamma

Les domaines des rayonnements X et gamma correspondent aux petites longueurs d'ondes et donc aux grandes énergies du spectre électromagnétique. Les rayonnements X et gamma ont des bandes d'énergie communes et il n'existe pas de réelle frontière entre les deux. Leurs interactions avec la matière pouvant être du même type et ne dépendant que de l'énergie, ces deux formes de rayonnement ne diffèrent que par leur origine. Les gamma sont a priori issus de désexcitations nucléaires alors que les X sont dus aux transitions atomiques des électrons entre les différents niveaux électroniques des atomes et à des effets électromagnétiques (accélération ou freinage de particules, ...). Il est donc peu fondé de séparer les X des gamma par une frontière en énergie.

2.3 Interaction des photons avec la matière

Lorsque qu'ils pénètrent dans la matière, les rayonnements X et gamma peuvent interagir avec les atomes de plusieurs manières. Il existe quatre modes principaux d'interaction des photons avec la matière : la diffusion Thomson-Rayleigh (élastique), la diffusion Compton (inélastique), l'effet photoélectrique et la production de paires. Ces effets sont de loin les plus fréquents. Dans les trois derniers cas, l'interaction d'un photon avec la matière génère des électrons libres, qui déposent leur énergie dans la matière en créant des paires électron-ion ou des paires électron-trou. Dans de nombreux détecteurs de photons, on collecte ces paires sous forme de signal électrique, aussi bien pour constater simplement le passage d'un photon (cas des compteurs) que pour déterminer l'énergie du photon incident, reliée au nombre de charges créées et supposées collectées.

2.3.1 La diffusion de la lumière dans la matière

Lorsqu'une onde électromagnétique arrive sur un milieu matériel, son champ électrique met en mouvement les électrons liés à ce milieu. Ces électrons effectuent de ce fait des oscillations forcées et émettent un rayonnement électromagnétique. Il y a ainsi réémission d'ondes électromagnétiques dans toutes les directions : l'onde incidente est diffusée¹⁵ par le milieu.

2.3.1.1 La diffusion Thomson-Rayleigh

Le calcul classique^{16, 17}, non quantique, de la diffusion des ondes électromagnétiques sur la matière, prévoit que le rayonnement diffusé, a la même fréquence que le rayonnement incident. C'est le cas de la diffusion élastique classique. On retrouve ce type de diffusion pour les rayons X ou gamma de basse énergie. C'est la diffusion Thomson.

Si les centres diffusants sont répartis régulièrement dans l'espace, on obtiendra un rayonnement diffusé cohérent, car les photons étant des bosons, ils sont susceptibles de se regrouper en phase. C'est la diffusion Rayleigh.

Les diffusions élastiques sont limitées à des angles d'autant plus faibles que l'énergie du photon incident est grande, les électrons diffusants devant rester liés à leur atome, sinon il y aurait effet Compton ou photoélectrique.

2.3.1.2 La diffusion par effet Compton

Lorsque les effets quantiques commencent à se manifester, on observe un changement de fréquence de l'onde diffusée. C'est l'effet Compton. Dans ce cas, le photon X ou gamma interagit avec un électron, que l'on considère libre et au repos^{18, 19} (un électron peu lié à l'atome). L'énergie de liaison de l'électron à l'atome est négligeable devant celle du photon incident, si bien qu'après la collision, le photon est diffusé selon un angle θ par rapport à la direction incidente, alors que l'électron recule selon un angle φ par rapport à la même direction. Dans le processus, la part d'énergie initiale transmise à l'électron est absorbée au

voisinage du point d'interaction. Le reste de l'énergie diffusée est transporté beaucoup plus loin par le photon.

- *Diffusion Compton classique*

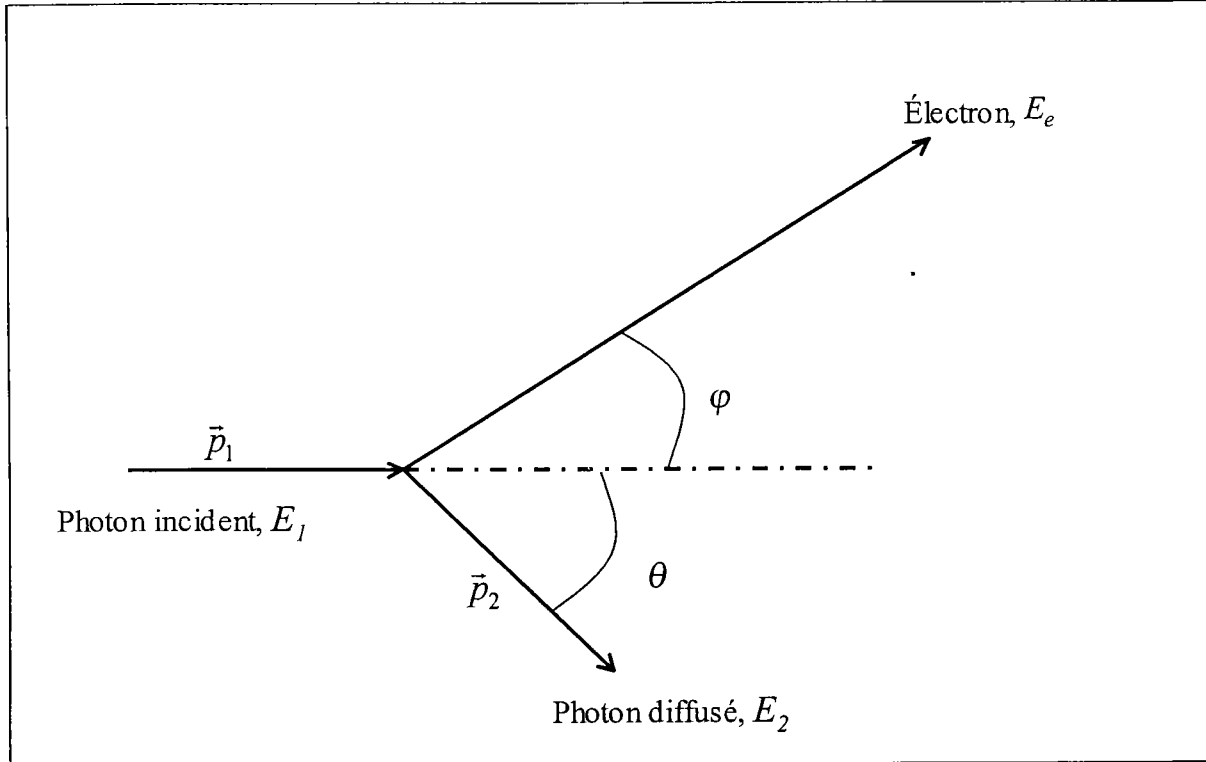


Figure 2-1 : Schéma d'une diffusion par effet Compton. E_1 , E_2 sont les énergies du photon incident et du photon diffusé. θ et φ sont les angles de diffusion du photon et de l'électron par rapport à la direction incidente. E_e est l'énergie cinétique de l'électron.

En écrivant la conservation de l'énergie et de l'impulsion dans le système (voir figure 2-1), on trouve :

$$E_1 = E_2 + E_e \quad (\text{Eq 2-1})$$

$$\vec{p}_1 = \vec{p}_2 + \vec{p}_e \quad (\text{Eq 2-2})$$

$$E_2 = \frac{E_1}{1 + \frac{E_1}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (\text{Eq 2-3})$$

où E_1 , E_2 et E_e sont l'énergie du photon incident, celle du photon diffusé et celle de l'électron diffusant. Les vecteurs \vec{p}_1 , \vec{p}_2 et \vec{p}_e sont leurs quantités de mouvement

respectives. L'angle θ est l'angle de diffusion du photon par rapport à la direction incidente, m_e la masse de l'électron au repos et c la célérité de la lumière.

L'angle de diffusion θ est relié à l'énergie du photon diffusée E_2 par la relation 2-3. L'énergie du photon diffusé se trouve d'autant plus faible que l'angle de diffusion est grand.

Bien que tous les angles soient permis, ils n'en sont pas pour autant équiprobables. Par ailleurs, la probabilité de l'effet Compton lui-même dépend de la densité d'électrons dans la matière diffusante et varie donc linéairement avec le numéro atomique Z . Klein et Nishina²⁰ ont calculé la section efficace différentielle de l'effet Compton pour le cas où l'énergie du photon serait grande devant l'énergie de liaison de l'électron diffusant :

$$\frac{d\sigma_{KN}}{dE_2} = \pi Z r_e^2 \frac{m_e c^2}{E_1 E_2} \left[1 + \left(\frac{E_2}{E_1} \right)^2 - \frac{E_2}{E_1} \sin^2 \theta \right] \quad (Eq\ 2-4)$$

où r_e est le rayon classique de l'électron ($2,82 \cdot 10^{-15}$ m), Z le numéro atomique.

On peut exprimer cette section efficace différentielle par rapport à l'angle de diffusion θ en posant :

$$\frac{d\sigma_{KN}}{d\theta} = \frac{d\sigma_{KN}}{dE_2} \frac{dE_2}{d\theta}$$

et il vient :

$$\frac{d\sigma_{KN}}{d\theta} = \pi Z r_e^2 \sin \theta \left(\frac{E_2}{E_1} \right)^2 \left[\frac{E_2}{E_1} + \frac{E_1}{E_2} - \sin^2 \theta \right] \quad (Eq\ 2-5)$$

Cette dernière relation s'interprète comme la section efficace de diffusion par effet Compton, pour un photon incident d'énergie E_1 , dans une direction comprise dans l'intervalle $[\theta, \theta+d\theta]$. La section efficace différentielle s'exprime en $\left[\frac{cm^2\ atome^{-1}}{deg.} \right]$. La figure 2-2

présente la distribution angulaire des photons diffusés par effet Compton. On remarque que plus l'énergie du photon incident est grande, plus le photon diffuse à petit angle.

Dans le cas où l'effet Compton se produit à très petit angle, l'énergie gagnée par l'électron peut tout à fait être de l'ordre de grandeur de son énergie de liaison. Dans cette situation, il est impossible de considérer l'hypothèse de départ qui stipule que l'électron est libre et au repos. Pour estimer la section efficace Compton, il devient nécessaire de modéliser la liaison entre l'électron et l'atome par l'intermédiaire du facteur de forme $F(E, Z)$, une fonction qui peut être déterminée pour divers modèles d'atomes. La section efficace prend alors la forme suivante :

$$\frac{d\sigma_C}{d\theta} = F(E, Z) \frac{d\sigma_{KN}}{d\theta} \quad (\text{Eq 2-6})$$

En l'absence d'expression de $F(E, Z)$, on peut s'en remettre par exemple aux valeurs numérisées par Hubbell et al.²¹

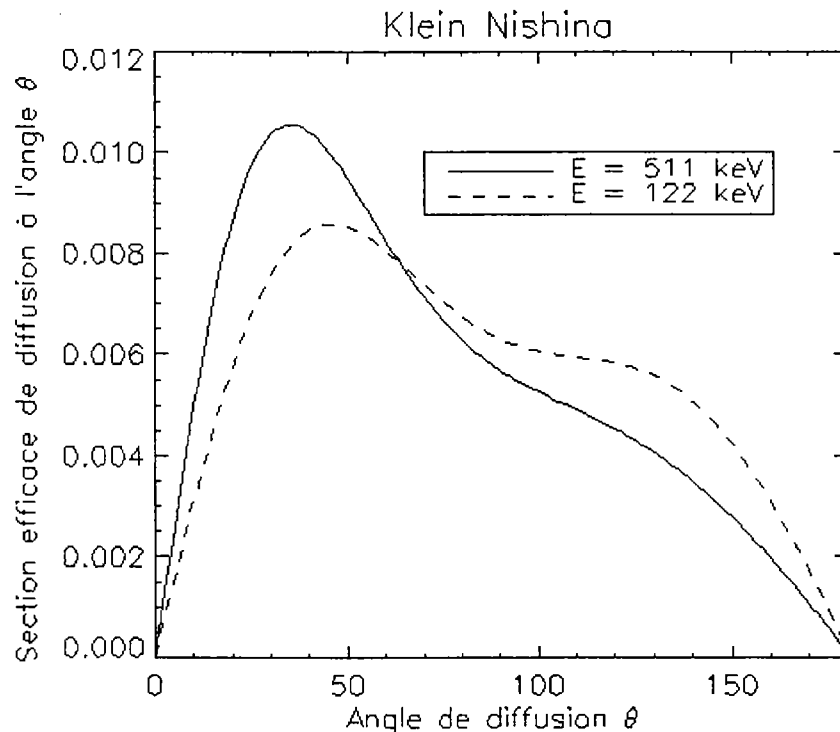


Figure 2-2 : Distribution des angles de diffusion pour l'effet Compton calculée à partir de l'équation 2-5 pour des photons incidents de 122 keV et 511 keV.

Lorsque le photon incident transmet un maximum d'énergie à l'électron, il est diffusé à 180° . On dit qu'il est rétro-diffusé. Si la rétro-diffusion a lieu au sein du détecteur, elle limite le spectre Compton par le « front Compton ». Les autres énergies que peut prendre l'électron, pour des diffusions du photon entre 0 et 180° , définissent le continuum Compton représenté sur la figure 2-3.

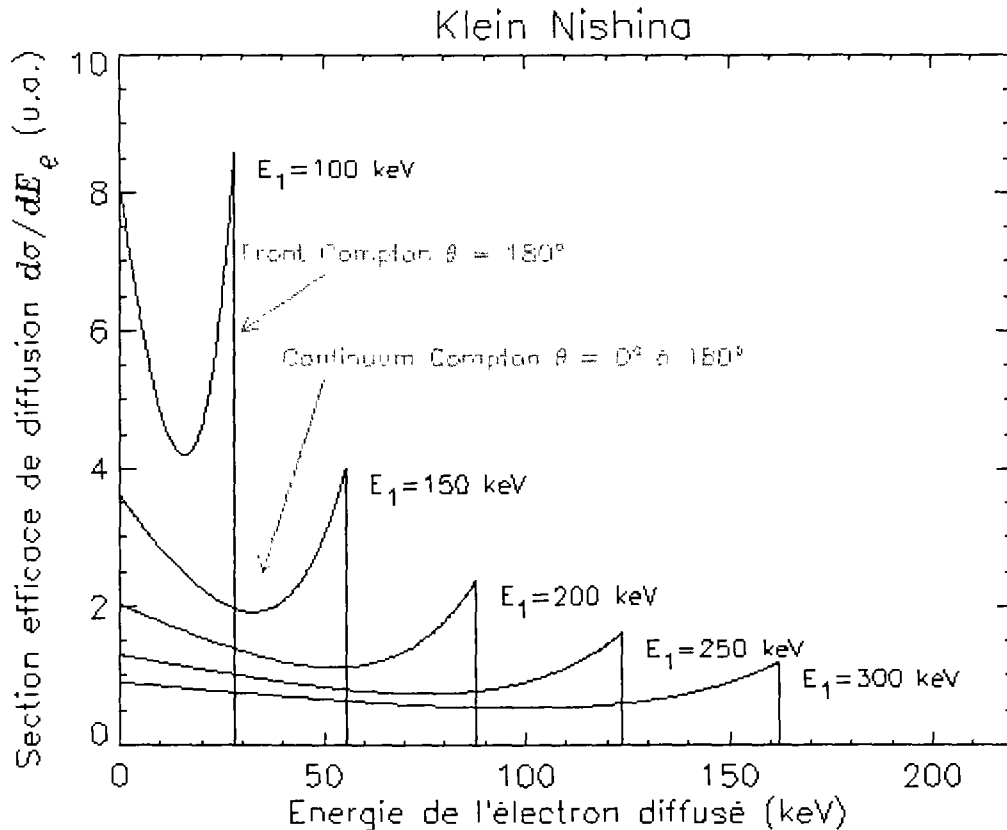


Figure 2-3 : Profil du continuum Compton et définition du front Compton.

- *Elargissement « Doppler »*

Le moment orbital fini des électrons fait que les photons, diffusés à un angle fixe à partir d'une source monoénergétique, ont une distribution énergétique autour de l'énergie prévue par l'équation 2-3. Cette équation repose sur l'hypothèse que la diffusion Compton se produit sur un électron que l'on considère libre et au repos, car il est très peu lié à son atome (l'énergie de liaison est négligeable devant celle transmise à l'électron par le photon incident). Cette hypothèse n'est pas toujours vérifiable, en particulier pour des interactions aux faibles

angles de diffusion cédant peu d'énergie aux électrons. On doit alors en toute rigueur, tenir compte du moment orbital initial de l'électron. Lorsque la résolution du détecteur est excellente, ce phénomène de diffusion provoque un élargissement mesurable des pics qui peut influencer les performances d'un détecteur Compton, utilisant le principe de l'effet Compton pour mesurer les interactions multiples dans deux détecteurs en coïncidence. On appelle ce phénomène « l'élargissement Doppler ».

La figure 2-4 illustre le phénomène. Un photon incident d'énergie E_1 et de moment \vec{p}_1 cède de l'énergie à un électron dont le moment orbital initial est \vec{p}_i .

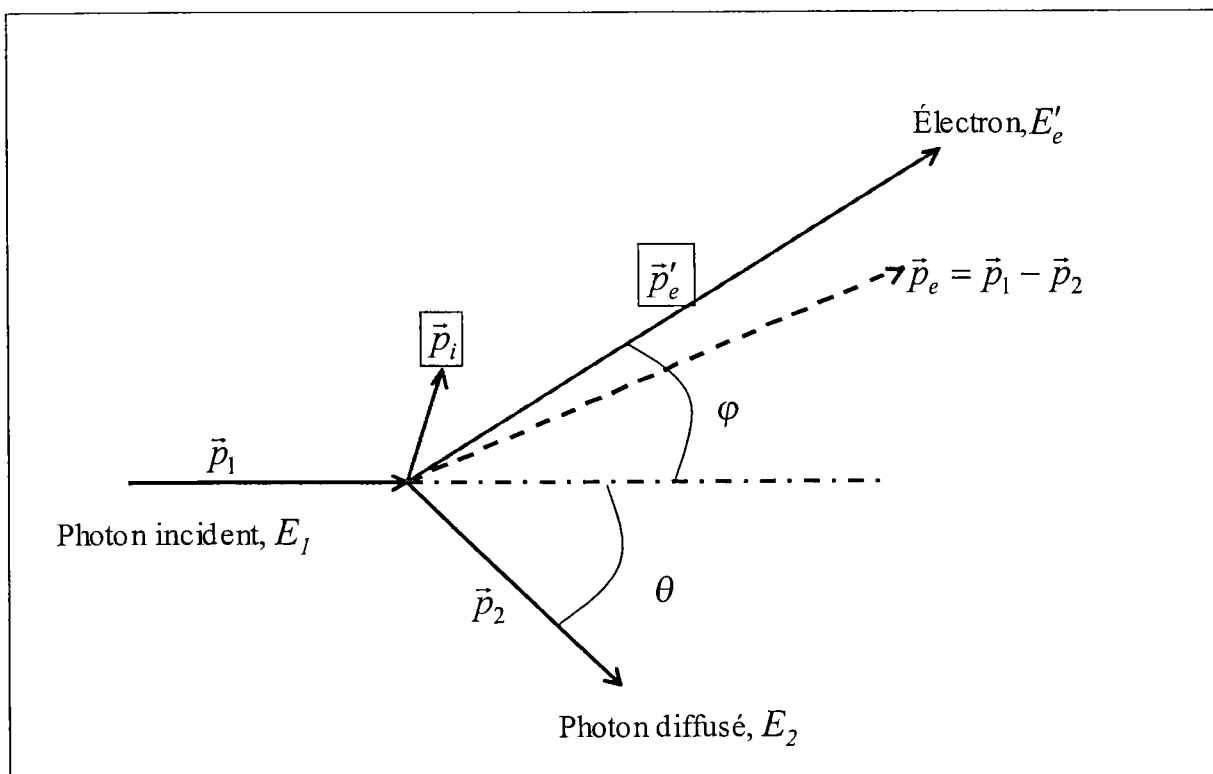


Figure 2-4 : Schéma de l'effet Compton sur un électron lié : élargissement Doppler. E_1 , E_2 et \vec{p}_1 , \vec{p}_2 sont les énergies et les moments du photon incident et du photon diffusé. E_e' et \vec{p}_e' sont l'énergie cinétique et le moment final de l'électron. \vec{p}_i est le moment initial de l'électron. \vec{p}_e est le moment qu'aurait eu l'électron sans moment initial (aussi appelé « vecteur de diffusion »). θ et φ sont les angles de diffusion du photon et de l'électron par rapport à la direction incidente.

On peut écrire la conservation de l'énergie et du moment dans le système en prenant en considération ce nouvel état :

$$E_1 = E_2 + E'_e \quad (\text{Eq 2-7})$$

où E'_e est l'énergie cinétique de l'électron après la collision et E_e l'énergie que l'électron aurait eue sans moment orbital initial.

$$\vec{p}_1 + \vec{p}_i = \vec{p}_2 + \vec{p}'_e \quad (\text{Eq 2-8})$$

On peut écrire le moment final \vec{p}'_e de l'électron :

$$\vec{p}'_e = (\vec{p}_1 - \vec{p}_2) + \vec{p}_i = \vec{p}_e + \vec{p}_i$$

où \vec{p}_e est le moment qu'aurait eu l'électron sans moment orbital initial.

On écrit l'énergie cinétique finale E'_e de l'électron :

$$E'_e = \sqrt{(m_e c^2)^2 + (|\vec{p}'_e|^2 c^2)} - m_e c^2 = \sqrt{(m_e c^2)^2 \left(1 + \frac{|\vec{p}_e|^2 c^2 + |\vec{p}_i|^2 c^2 + 2c^2 \vec{p}_e \cdot \vec{p}_i}{(m_e c^2)^2} \right)} - m_e c^2$$

Les moments étant faibles, on passe au développement limité du terme en racine carrée :

$$E'_e = (m_e c^2) \times \left(1 + \frac{|\vec{p}_e|^2 c^2 + |\vec{p}_i|^2 c^2 + 2c^2 \vec{p}_e \cdot \vec{p}_i}{2 \times (m_e c^2)^2} \right) - (m_e c^2) = \frac{|\vec{p}_e|^2}{2m_e} + \frac{|\vec{p}_i|^2}{2m_e} + \frac{\vec{p}_e \cdot \vec{p}_i}{m_e}$$

ce qui finalement nous donne, en négligeant la norme du moment initial :

$$E'_e = \frac{|\vec{p}_e|^2}{2m_e} + \frac{\vec{p}_e \cdot \vec{p}_i}{m_e} \quad (\text{Eq 2-9})$$

C'est le résultat que l'on obtiendrait en opérant le calcul non relativiste²². Le premier terme du coté droit de l'équation 2-9 est l'énergie cinétique de l'électron dans la diffusion Compton classique. C'est la valeur de E_e . Le second terme est le décalage Doppler. Ce terme varie dans le même sens que l'énergie du photon incident E_I . On conclut que l'énergie du photon diffusé dépend, non seulement de l'angle de diffusion θ , mais aussi du couplage du moment \vec{p}_e avec le moment orbital initial \vec{p}_i , de l'électron diffusant. La distribution en énergie des photons diffusés est donnée par la section efficace différentielle suivante^{22, 23, 17} :

$$\frac{d^2\sigma_{KN}}{d\theta dE} = \frac{1}{2} m_e r_e^2 Z \left(E_2^2 + E^2 - 2EE_2 \cos\theta \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{E}{E_1} \right) \left(\frac{E}{E_1} + \frac{E_1}{E} - \sin^2\theta \right) J(p_Z) \quad (Eq\ 2-10)$$

où E_2 est l'énergie du photon diffusé calculée avec la formule 2-3 pour un électron au repos (énergie moyenne), E est l'énergie incrémentale de E_2 . $J(p_Z)$ est le profil Compton, c'est-à-dire la distribution des moments orbitaux des électrons et p_Z est la composante de \vec{p}_i suivant la direction de \vec{p}_e (vecteur de diffusion - la direction qu'aurait eue l'électron sans moment orbital initial). La section efficace différentielle double s'exprime en $\left[\frac{cm^2\ atome^{-1}}{deg.\ keV^{-1}} \right]$. Les profils Compton par éléments ont été calculés par Biggs et al.²⁴

- *Polarimétrie*

La polarisation des ondes électromagnétiques est attendue à haute énergie dans beaucoup de sources célestes comme les jets autour des trous noirs, ou encore pour le rayonnements synchrotron émis par des pulsars fortement magnétisés. La mesure de la polarisation (polarimétrie) est accessible par l'effet Compton car, la diffusion des ondes se produit dans leur plan de polarisation. Il faut donc s'intéresser, non seulement à l'angle de diffusion zénithal θ mais aussi à l'angle de diffusion azimutal Φ , sur lequel nous avons intégré toutes les expressions qui précèdent dans le paragraphe. La prise en compte de cet angle modifie l'expression de la section efficace différentielle de l'équation 2-4 qui devient :

$$\frac{d\sigma_{KN}}{d\theta} = \pi Z r_e^2 \sin\theta \left(\frac{E_2}{E_1} \right)^2 \left[\frac{E_2}{E_1} + \frac{E_1}{E_2} - \sin^2\theta \cos^2\Phi \right] \quad (Eq\ 2-11)$$

IBIS sera le premier télescope gamma à pouvoir opérer comme polarimètre grâce à l'utilisation en mode Compton des détecteurs ISGRI et PICsIT.

2.3.2 L'effet photoélectrique

Dans ce processus^{18, 31}, le photon d'énergie E_I est absorbé totalement en arrachant un électron lié à l'atome par l'énergie de liaison E_L . L'électron est éjecté avec une l'énergie cinétique E_e qui s'écrit:

$$E_e = E_I - E_L \quad (\text{Eq 2-12})$$

Une toute petite partie de l'énergie est confiée à l'atome, mais celle-ci est négligeable. Cependant le rôle de l'atome est important car l'effet photoélectrique ne peut pas avoir lieu avec un électron non lié : il n'y aurait plus conservation de l'énergie et du moment du système.

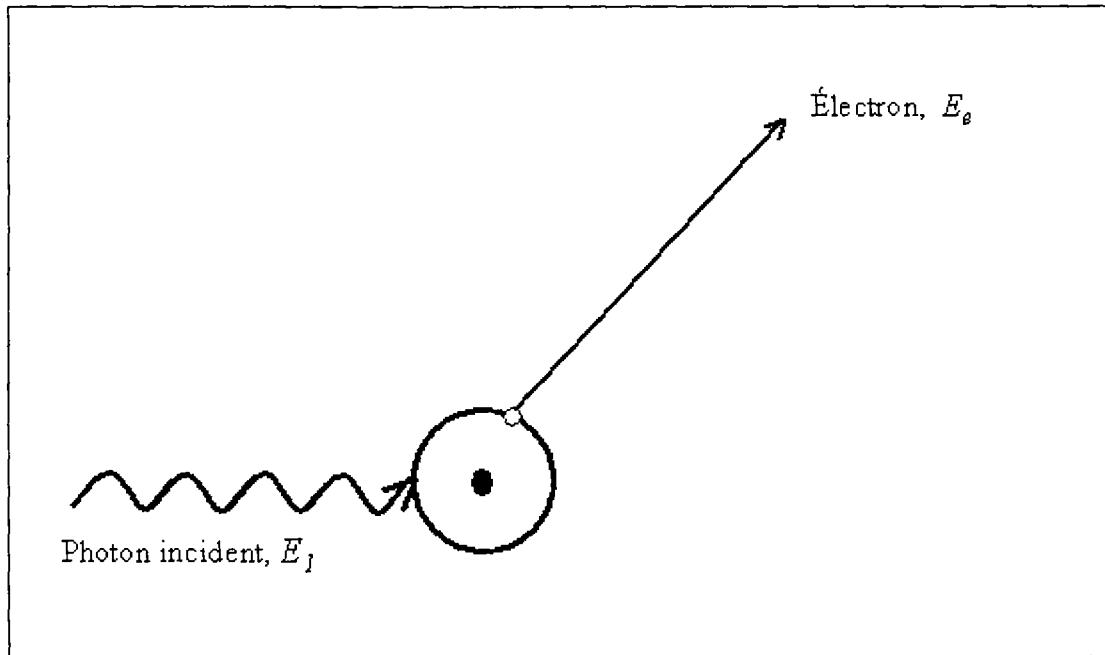


Figure 2-5 : Schéma d'une interaction par effet photoélectrique. E_I et E_e sont les énergies du photon incident et de l'électron diffusé.

A moins que l'interaction ait lieu dans le vide, l'électron éjecté ralentit dans la matière environnante et son énergie est absorbée.

L'électron, en quittant l'atome auquel il était lié, cède sa place à un trou. L'atome se trouve dans un état excité. La désexcitation, c'est-à-dire la recombinaison du trou avec un autre électron du cortège, peut être radiative ou non. La recombinaison radiative du trou conduit à l'émission d'un ou plusieurs rayons X de fluorescence. Une recombinaison non radiative s'accompagne de l'émission d'électrons Auger.

La probabilité d'interaction avec un électron d'une couche électronique donnée est la plus grande lorsque l'énergie du photon incident est tout juste supérieure à l'énergie de liaison de la couche en question. Cette probabilité décroît ensuite très vite en $E_1^{-7/2}$ quand l'énergie augmente. C'est la raison pour laquelle le tracé du coefficient d'absorption photoélectrique en fonction de l'énergie montre des discontinuités aux énergies de liaison des différentes couches électroniques (K est la couche des électrons les plus liés, L contribue à une vingtaine de % des interactions, M, N...)

Si l'interaction a lieu assez profondément dans le matériau, toute l'énergie du photon incident sera déposée dans les environs immédiats du lieu de l'interaction.

La section efficace d'interaction avec l'électron dépend très fortement du numéro atomique de l'atome (Z^5) et de l'énergie du photon incident.

Si $\frac{m_e c^2}{E_1} \approx 1$, elle s'exprime par :

$$\sigma_{PE} = \frac{32\pi}{3} \sqrt{2} Z^5 \alpha^4 r_e^2 \left(\frac{m_e c^2}{E_1} \right)^{7/2} \quad (Eq\ 2-13)$$

Si $\frac{m_e c^2}{E_1} \gg 1$, elle s'exprime par :

$$\sigma_{PE} = 4\pi Z^5 \alpha^4 r_e^2 \frac{m_e c^2}{E_1} \quad (Eq\ 2-14)$$

La forte dépendance de la section efficace d'interaction avec Z indique que les matériaux à haut Z sont très efficaces pour l'absorption des photons. Un spectromètre sera

donc d'autant meilleur que son Z est élevé. D'autre part la section efficace dépend fortement de l'énergie du photon incident ($E^{-7/2}$ pour $E \lesssim m_e c^2$) et implique que l'effet photoélectrique est d'autant plus important que l'énergie est faible.

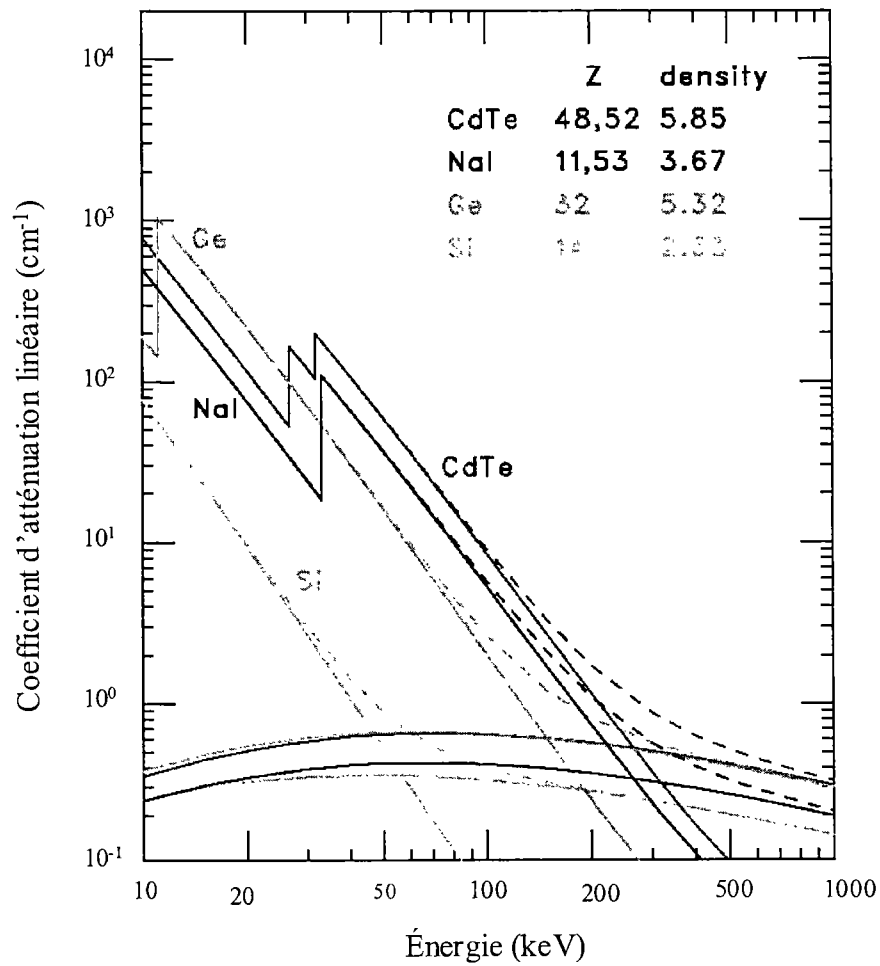


Figure 2-6 : Coefficient d'atténuation linéaire dans le CdTe, le Ge, le Si et le NaI pour l'effet photoélectrique et l'effet Compton²³. Les traits pointillés donnent le coefficient d'atténuation linéaire total.

2.3.3 La production de paires

Pour des photons gamma, dont l'énergie est supérieure à quelques MeV, la production de paires est le mécanisme d'interaction photon-matière le plus important.

Dans ce processus^{18,19}, dont la section efficace varie comme Z^2 , l'énergie d'un photon est convertie dans le champ coulombien nucléaire en un électron et un positon. Pour cela, l'énergie du photon doit au moins être égale à deux fois l'énergie de masse au repos de l'électron, c'est-à-dire 1,022 MeV. L'excès d'énergie $E_I - 2m_e c^2$ est alors partagé en énergie cinétique des deux particules créées. Ces deux particules vont ralentir dans le matériau adjacent. Le positon va se thermaliser et réagir avec un autre électron pour enfin s'annihiler. Si ceci se produit après que le positon a perdu pratiquement toute son énergie cinétique, son annihilation conduit à l'éjection de deux photons gamma de 511,0034 keV (énergie correspondant à la masse au repos du négaton et du positon). Afin de conserver la quantité de mouvement, ces deux photons sont émis dans des directions opposées. En fait l'énergie des deux gamma sera un peu plus faible que 511,0034 keV du fait que l'électron d'annihilation est généralement faiblement lié à un atome à qui il faut fournir une petite quantité d'énergie correspondant à l'énergie de liaison. Yoshizawa²⁶ a mesuré dans l'aluminium une énergie de 510,9957 keV ! Enfin, les deux photons de 511 keV déposent leur énergie beaucoup plus loin par effet photoélectrique ou effet Compton.

On peut noter enfin que le même effet peut se produire dans le champ coulombien d'un électron du cortège atomique au lieu du champ coulombien du noyau à condition que l'énergie minimum soit supérieure à quatre fois l'énergie au repos de l'électron¹⁸.

2.3.4 L'atténuation photonique

Dans les descriptions précédentes des différentes interactions photons-matière, nous n'avons considéré que des interactions individuelles de photons avec la matière. Il s'agit maintenant d'examiner le cas de l'interaction d'un faisceau monoénergétique de photons avec la matière.

Lorsqu'un faisceau heurte un matériau comme indiqué sur la figure 2-7, de nombreux photons et électrons sont en mesure d'émerger du système. Une description complète des processus d'atténuation de toutes les particules ou rayonnements mis en jeu, qui inclurait les paramètres énergétiques et directionnels de chacun d'entre eux, nécessiterait la pratique d'un calcul Monte Carlo. C'est pourquoi, dans le cas présent, nous ne nous intéresserons qu'à l'estimation de la fraction des photons gamma monoénergétiques qui traversent le matériau sans avoir interagi et qui, à leur sortie du matériau, conservent leur énergie ainsi que leur direction. Nous appellerons dans la suite « transparence », la capacité d'un matériau à se laisser traverser sans interagir par un faisceau de photons ou de particules susceptibles d'interagir en son sein.

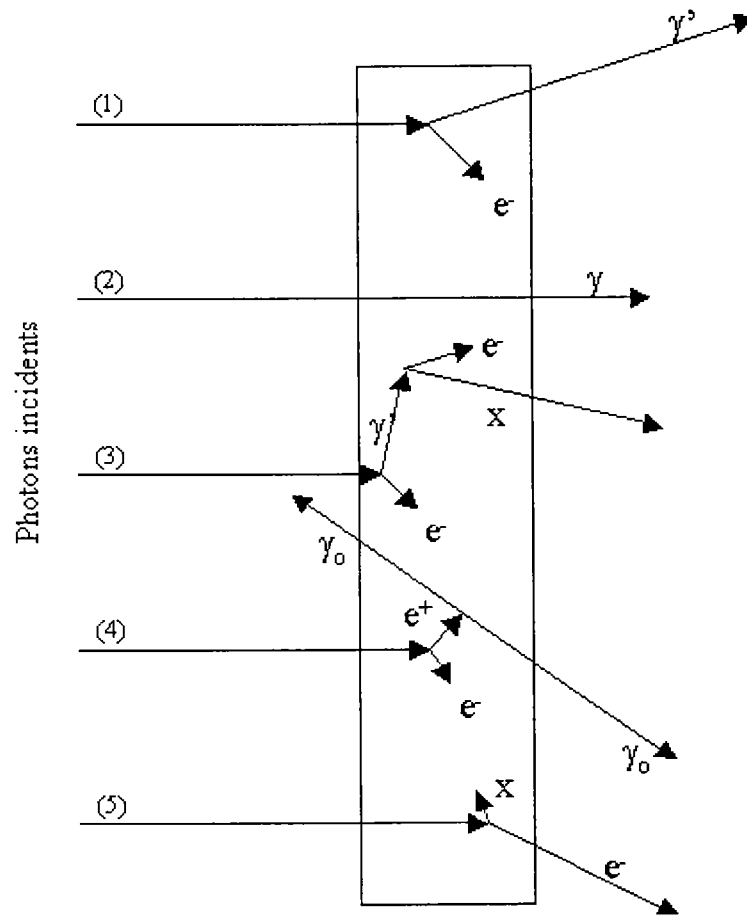


Figure 2-7: Exemples d'interactions gamma dans un échantillon mince. (1) Effet Compton - γ' sort - l'électron est absorbé. (2) Pas d'interaction. (3) Effet Compton puis effet photoélectrique avec échappement d'un rayon X. (4) Production d'une paire positon-négaton puis annihilation du positon et échappement de deux photons gamma de 511 keV et absorption du négaton. (5) Effet photoélectrique avec échappement d'un photoélectron

On écrit le coefficient d'atténuation linéaire total μ comme la somme des trois coefficients d'atténuation partielle de l'effet photoélectrique, de l'effet Compton et de l'effet de paire :

$$\mu = \mu_{PE} + \mu_C + \mu_P \quad (Eq\ 2-15)$$

Si le faisceau, suivant la figure 2-7, entre perpendiculairement dans le matériau d'épaisseur l , le nombre N de photons transmis est donné par :

$$N = N_0 \exp(-\mu l) \quad (Eq\ 2-16)$$

où N_0 est le nombre de photons incidents.

De la même façon, on peut remplacer μ par μ/ρ et l par $l\rho$. μ/ρ est alors appelé coefficient d'atténuation de masse. Ce coefficient ne dépend pas de la densité d'un matériau spécifique à savoir qu'il ne varie pas si l'on considère une poudre, un cristal ou encore un liquide du même matériau. Sa valeur est calculée à partir des proportions en masse des constituants élémentaires d'un matériau :

$$\frac{\mu}{\rho} = \sum_i \omega_i \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_i \quad (Eq\ 2-17)$$

où ω_i est la proportion en masse de l'élément i .

Ces coefficients d'atténuation sont aussi calculés à partir des sections efficaces des différents processus, et, lorsque c'est possible, vérifiés par l'expérience. Il existe des tables de sections efficaces et de coefficients d'atténuation pour différents matériaux, pour différentes particules et différentes énergies qui sont fort utiles pour les simulations Monte Carlo. Le coefficient d'atténuation linéaire μ est lié à la section efficace σ par :

$$\mu = \sigma \rho \frac{N_A}{M} \quad (Eq\ 2-18)$$

où σ est la section efficace en [$cm^2\ atome^{-1}$], N_A est le nombre d'Avogadro en [$atomes\ mole^{-1}$], M la masse molaire en [$grammes\ mole^{-1}$], ρ la masse volumique du matériau en

[grammes cm^{-3}] et μ le coefficient d'atténuation linéaire en [cm^{-1}]. On peut alors exprimer la probabilité d'interaction en s'inspirant de l'expression 2-16.

2.4 Caractéristiques générales des détecteurs

2.4.1 Caractéristiques générales des détecteurs de photons

La plupart des détecteurs modernes repose sur une série de principes communs en terme de détection, de processus et de mesures. Nous allons décrire ces principes de façon à comprendre l'intérêt de la diversité des caractéristiques des détecteurs.

Les détecteurs que nous évoquerons sont les détecteurs à gaz, les scintillateurs NaI(Tl), CsI(Tl), et les semi-conducteurs Si(Li), Ge haute pureté et CdTe. Nous nous limiterons à la détection des photons bien que la plupart de ces matériaux puisse aussi être utilisée pour la détection des électrons, des particules alpha et en général des rayonnements ionisants.

La détection s'opère en trois étapes physiques :

- la conversion de l'énergie des photons ou des particules en énergie cinétique d'électrons ou positons, par absorption photoélectrique, effet Compton ou production de paires*,
- la production de paires électrons-ions, électron-trou ou encore d'états moléculaires excités par les électrons,
- la collection et la mesure des porteurs de charge, de la lumière émise dans le cas de la désexcitation des états moléculaires.

* Plus généralement, des particules de très grande énergie qui interagissent avec un milieu peuvent produire des gerbes de particules relativistes qui, parce que leur vitesse est plus grande que celle de la lumière dans le milieu, induisent un cône de rayonnement visible. C'est l'effet Tcherenkov dont le principe est exploité dans les détecteurs du même nom.

La comparaison de ces détecteurs reposera sur leur résolution en énergie et leur efficacité de détection (taux de coups comptés par le détecteur par rapport au nombre de particules le traversant). Ces deux grandeurs sont des fonctions de l'énergie déposée dans le détecteur.

Dans le premier processus, la densité du matériau détecteur, son numéro atomique et son volume sont très importants. Si le matériau sensible est de faible densité, avec un numéro atomique bas et un petit volume, la probabilité qu'un photon interagisse est très faible. Si toutefois une interaction a lieu, la probabilité que le photon dépose toute son énergie dans le matériau est encore plus faible. Ce genre de matériau est donc limité à la détection des photons de basse énergie. Pour des photons de haute énergie, les pics d'absorption totale (pics dont le sommet correspond à l'énergie totale du photon détecté, soit par effet photoélectrique et absorption de l'échappement, soit par une série d'effets Compton terminée par un effet photoélectrique et absorption de l'échappement) risquent d'être infimes et on n'observera qu'un continuum. Ce genre de détecteur peut être utile pour des applications de comptage de photons ou de particules où l'efficacité n'est pas essentielle, mais il n'est pas adapté pour la spectrométrie gamma. C'est le cas de certains détecteurs à gaz*. En revanche, ils peuvent être bien adaptés comme « face d'entrée » d'un télescope Compton.

Les détecteurs scintillants NaI(Tl), CsI(Tl) ou BGO ont des numéros atomiques élevés et des fortes densités. De plus, ils ont souvent une épaisseur assez importante, typiquement de quelques centimètres. Ils ont une plus grande probabilité d'absorber tout ou partie de l'énergie des photons incidents. Ces détecteurs sont bien adaptés à la spectrométrie des photons jusqu'à quelques MeV.

Les détecteurs semi-conducteurs (Si, Ge ou CdTe) ont des propriétés sensiblement équivalentes aux cristaux scintillants en terme de densité. Ils tirent leur avantage du fait que la

* Dans les détecteurs au xénon, gaz dont le numéro atomique vaut 54, la mise sous pression aide à augmenter la densité du milieu sensible jusqu'à $0,5 \text{ g cm}^{-3}$ et permet d'atteindre des performances correctes en spectroscopie gamma. Cependant les techniques de mise en œuvre sont complexes.

détection se fait par collection de charges, et non par collection de lumière puis de charges. Ils permettent une conversion directe des photons gamma en électrons. De plus, leur énergie d'ionisation est plus faible et donc leur sensibilité est meilleure. Enfin, et ceci est essentiel, un semi-conducteur produit dix fois plus de charges qu'un scintillateur à énergie équivalente. Ceci leur garantit d'excellentes qualités en terme de résolution en énergie, ce qui dans le cas de spectrométrie fine est un avantage fondamental.

Dans leurs processus physiques de fonctionnement, les détecteurs à gaz et les détecteurs semi-conducteurs peuvent être directement comparés. En effet, dans les deux cas, on collecte des porteurs de charge créés par l'excitation préalable du matériau par des photons. Ce qui diffère dans le processus est l'énergie moyenne nécessaire pour produire une paire de porteurs de charge. Il suffit d'une énergie d'environ 3 à 5 eV pour un semi-conducteur contre quelques 30 à 40 eV dans un compteur à gaz (on peut noter à l'occasion que le NaI produit de la lumière à partir de 100 eV).

Enfin, en ce qui concerne la collection de charge ou de lumière, les rendements dépendront complètement du type de détecteur.

Matériau	Z	Masse Volumique en g cm ⁻³	Température d'utilisation
Germanium	32	5,32 (réf. 27)	77-100 K
Silicium	14	2,33 (réf. 27)	220-250 K
CdZnTe	48-30-52	6	250-300 K
CdTe	48-52	5,85 (réf. 25)	250-300 K
HgI ₂	80-53	6,4 (réf. 28)	250-300 K
PbI ₂	82-53	6,1 (réf. 29)	250-300 K
BGO	83-32-16	7,13	250-300 K
NaI	11-53	3,67	250-300 K
CsI	55-53	4,51	250-300 K

Table 2-1 : Propriétés de quelques détecteurs de photons gamma.

2.4.2 Processus physiques dans les détecteurs semi-conducteurs

Nous ne traiterons pas dans ce chapitre de physique du solide, mais tenterons simplement de rappeler les principaux éléments nécessaires à la compréhension des processus physiques dans les semi-conducteurs utiles pour la détection des photons.

Dans un cristal semi-conducteur, les électrons sont répartis dans des états énergétiques caractéristiques du matériau. En l'absence d'excitation, les électrons externes se trouvent sur la bande de valence. L'état énergétique immédiatement supérieur est la bande de conduction, séparée de la bande de valence par le « gap » (zone interdite). Si le cristal est pur, le gap ne contient pas de niveaux énergétiques intermédiaires. Un électron de la bande de valence peut être éjecté sur la bande de conduction s'il reçoit une énergie au moins égale au gap. Il peut être éjecté soit par l'effet de la température (agitation thermique) soit par l'effet des rayonnements (excitation photonique). Ce processus physique correspond simplement à l'excitation d'un électron partagé dans une des liaisons covalentes du cristal qui quitte son site propre pour se mouvoir librement dans le cristal par diffusion en l'absence de champ électrique extérieur. Sous l'influence d'un champ électrique appliqué extérieur, un électron éjecté sur la bande de conduction est libre de se déplacer et peut être collecté à une électrode. Le trou laissé dans la bande de valence lors de l'éjection de l'électron se déplace librement en sens inverse par un mécanisme de transfert d'électrons. Bien entendu, les mécanismes de déplacement des trous et des électrons étant différents, il en résulte que la vitesse de ces deux types de porteurs de charge n'est pas la même. Les deux types de porteurs sont collectés et participent au signal électrique où se reflètent les différences de vitesses des trous des électrons.

Matériau	Gap (eV)	Mobilité électrons (cm ² V ⁻¹ s ⁻¹)	Mobilité trous (cm ² V ⁻¹ s ⁻¹)
Germanium	0,66	36000 (77K)	42000 (77K)
Silicium	1,11	21000 (77K)	11000 (77K)
CdZnTe	1,5-2,2	1350	120
CdTe	1,44	950	80
HgI ₂	1,39	100	4
PbI ₂	2,32	8	2

Table 2-2 : Mobilité des porteurs dans les détecteurs semi-conducteurs ^{30,31,32}.

Lorsqu'un photon interagit avec le cristal, les électrons liés de la bande de valence sont excités et éjectés sur la bande de conduction par l'électron primaire de l'interaction (issu de l'effet de paire, de l'effet Compton ou de l'effet photoélectrique). Si les électrons secondaires sont suffisamment énergétiques, ils pourront à leur tour exciter d'autres électrons de la bande de valence. Par ce processus en cascade, l'électron primaire dépose toute son énergie en créant une multitude de paires électron-trou. Pour collecter ces charges, un fort champ électrique de l'ordre de quelques centaines de volts par cm est nécessaire. Cette tension de polarisation est choisie suffisamment basse pour minimiser les chances de claquage, mais suffisamment élevée pour que le rendement de collection soit bon et donc que l'efficacité du détecteur soit satisfaisante.

En pratique, les cristaux ne sont jamais purs et parfaits, ce qui a pour conséquence de créer des niveaux profonds dans le gap. Les défauts et impuretés induisent par les fluctuations des courants qu'ils produisent lorsque le semi-conducteur est sous tension un bruit électrique qui peut s'avérer gênant et qui risque même parfois de masquer totalement le signal dû à un photon. C'est pourquoi il est nécessaire de créer dans ces détecteurs une zone intrinsèque dépourvue de porteurs de charge libres. Pour cela, on a recours à la compensation. Par exemple, on introduit, par diffusion, du lithium dans le germanium ou du chlore dans le CdTe. Ces donneurs interstitiels compensent les défauts ou impuretés de type accepteur, générateurs de courant de trous.

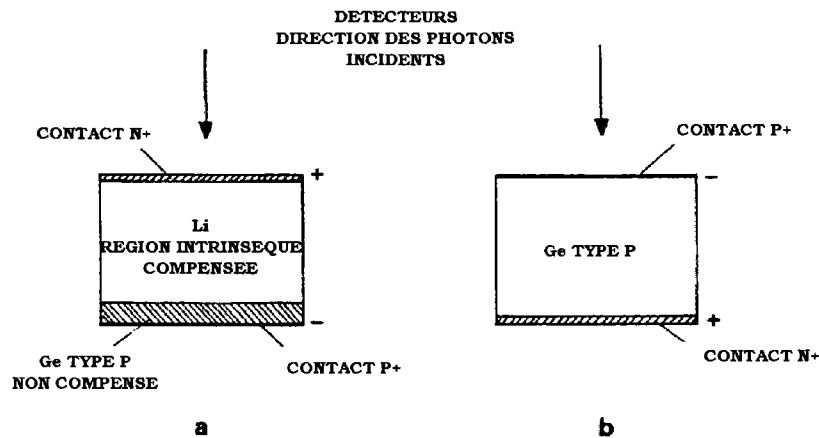


Figure 2-8 : Illustration de détecteur germanium plan : (a) Ge(Li) - (b) Ge haute pureté type P

Pour des semi-conducteurs suffisamment purs à l'origine, la zone intrinsèque peut être simplement créée par la zone de charge d'espace d'une structure diode. Cette structure est obtenue par exemple en déposant du lithium en surface d'un germanium de type P et en le laissant diffuser sur une courte distance. Une polarisation inverse appliquée à cette jonction N^+-P conduit les porteurs majoritaires de part et d'autre de la jonction créant ainsi une zone déplétée entre les deux zones. Le processus de récession des charges libres a lieu jusqu'à ce que l'équilibre soit atteint, lorsque le champ électrostatique, induit par la dispersion des charges, compense le champ appliqué extérieur. La largeur de la zone déplétée est liée à la tension de polarisation et à la concentration d'impureté dans le matériau. Un tel détecteur est représenté sur la figure 2-8 b.

D'une manière générale, pour limiter le bruit électronique des détecteurs lié à l'agitation thermique, il convient de travailler à basse température – 77 à 100 K pour le germanium. Ce sont des conditions extrêmement contraignantes qui font tout l'intérêt de nouveaux détecteurs comme le CdTe dont les performances sont bonnes à température ambiante.

2.4.3 La résolution

Comme nous l'avons signalé plus haut, deux quantités sont fondamentales pour juger de la qualité d'un détecteur : l'efficacité et la résolution. Le pouvoir de résolution d'un détecteur se caractérise dans le cas d'une absorption totale par la largeur des pics à mi-hauteur (FWHM), associés à des photons monoénergétiques. Bien entendu, plus ils sont fins, meilleure est la résolution. Celle-ci dépend de l'énergie des photons incidents, et bien sûr du détecteur lui-même à travers sa géométrie et ses propriétés physiques.

D'une manière générale, les facteurs qui influent sur la résolution d'un détecteur sont la statistique du processus de création de charges, les propriétés de collection du détecteur (qualité des contacts métal semi-conducteur), le bruit propre et le bruit de la chaîne de mesure.

La division de l'énergie E_γ déposée dans le détecteur entre différents modes d'excitation provoque une distribution statistique du nombre N de paires créées et donc une dispersion statistique de l'amplitude des impulsions électriques produites par un groupe monoénergétique de photons complètement absorbés dans le volume du détecteur. Si les paires sont créées individuellement, N suit une loi de Poisson. Les détecteurs semi-conducteurs tirent partie de leur faible énergie ε de création de paires. Le nombre moyen de paires est $N = E_\gamma / \varepsilon$. N est grand par unité d'énergie déposée dans le matériau, donc la résolution $R_{Poisson} = \sqrt{N} / N$ est d'autant meilleure. Cependant, cette hypothèse d'indépendance des charges créées n'est pas toujours vérifiée puisque certains détecteurs permettent d'atteindre des résolutions meilleures que les prévisions statistiques ($R_{Poisson}$). L'utilisation du facteur de Fano F permet de corriger la statistique au cas par cas. On obtient alors $R_{Statistique} = \sqrt{N} \sqrt{F} / N$. On peut écrire la résolution intrinsèque de la façon suivante :

$$\Delta E_{Intrinsèque} = 2,36 R_{Statistique} E_\gamma = 2,36 \sqrt{F E_\gamma \varepsilon} \quad (Eq\ 2-19)$$

L'élargissement des pics peut être dû à la perte de porteurs de charge. Les défauts cristallins provoquent une collection incomplète des porteurs de charge. Ceci induit un élargissement de l'aile gauche (à faible énergie) du pic. C'est un effet capital pour le CdTe comme nous le verrons au chapitre 3.

Matériau	Energie d'ionisation ε	Facteur de Fano	Nombre de paires N créées à $100 \text{ keV} \pm \sqrt{N}$	Résolution intrinsèque FWHM (eV) à 100 keV
Germanium	2,96 eV/paire	0,1	33800 ± 185	400
Silicium	3,76 eV/paire	0,115	26600 ± 165	450
CdZnTe	5 eV/paire	0,14 ³³	20000 ± 141	700
CdTe	4,42 eV/paire	0,2 ³³	22600 ± 150	620
BGO	110 eV/photon	~ 1 ³¹	910 ± 30	7800
NaI(Tl)	26 eV/photon	~ 1 ³¹	3850 ± 60	3800
CsI(Tl)	19 eV/photon	~ 1 ³¹	5250 ± 70	3250

Table 2-3: Résolution intrinsèque des détecteurs de photons gamma.

Enfin, l'électronique utilisée avec les détecteurs influence la résolution. Ce bruit provient principalement du courant de fuite du détecteur et de sa capacité, mais aussi de la chaîne de lecture connectée au détecteur. Ce bruit est indépendant de l'énergie des photons.

Toutes ces contributions font que le pic de détection suit une distribution dont la largeur totale à mi-hauteur s'écrit:

$$\Delta E_{totale}^2 = \Delta E_{Intrinsèque}^2 + \Delta E_{Pertes}^2 + \Delta E_{Electronique}^2 + \dots \quad (Eq\ 2-20)$$

Chapitre 3

Propriétés du tellure de cadmium

3.1 Propriétés générales des détecteurs CdTe

Le tellure de cadmium est un semi-conducteur de numéro atomique moyen élevé et de forte densité. Sa forte résistivité lui permettant une utilisation à température ambiante, il est un des détecteurs de rayons gamma les plus intéressants actuellement.

3.1.1 Les cristaux de CdTe

3.1.1.1 Généralités

Le tellure de cadmium³⁴ est un semi-conducteur II-VI (cadmium, élément chimique du groupe II et tellure, élément chimique du groupe VI). C'est un cristal dont la structure est de type Zinc-Blende, dans laquelle les atomes de cadmium et de tellure sont situés sur les nœuds de deux réseaux cubiques à faces centrées décalés d'un quart de la grande diagonale du cube. Dans cette structure, chaque atome d'une espèce est entouré de quatre atomes de l'autre espèce.

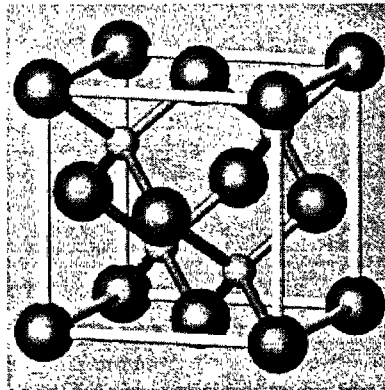


Figure 3-1 : Structure cristallographique Zinc-Blende. Les atomes de tellure occupent les sites symbolisés par de grosses sphères et les atomes de cadmium les sites symbolisés par de petites sphères.

Le tableau suivant rassemble quelques informations utiles pour l'usage du CdTe, aussi bien sur le plan cristallographique, qu'électrique ou mécanique. Nous pouvons synthétiser le contenu en remarquant que le CdTe est un cristal dense à fort pouvoir d'arrêt pour le rayonnement ionisant mais dont l'usage nécessite des précautions particulières car il est fragile. Nous verrons plus loin qu'il est également sensible à la lumière et aux stress mécaniques.

Type de liaison	Covalente ionique
Paramètre de maille	6.48 Å
Densité atomique Te ou Cd	$1.47 \cdot 10^{22}$ atomes.cm ⁻³
Masse volumique (CdTe THM)	5.85 g cm ⁻³
Numéro atomique du cadmium	48
Numéro atomique du tellure	52

Largeur de bande interdite ³⁵ à 300 K	1.51 eV, gap direct
Densité de porteurs intrinsèques à 300 K	$6.9 \cdot 10^5$ cm ⁻³
Densité de porteurs libres typique à 300 K	10^{10} cm ⁻³

Température de fusion	1098 °C
Conductivité thermique	$7.5 \cdot 10^{-2}$ W cm ⁻¹ K ⁻¹
Coefficient de dilatation	$4.96 \cdot 10^{-6}$ K ⁻¹
Dureté	45 kg mm ⁻²
Module d'Young	37 GPa
Module de rupture ³⁶	15 MPa
Module de cisaillement ³⁷	8.4 GPa
Module de rupture en cisaillement ³⁶	6.4 MPa
Coefficient de Poisson	0.41
Constante diélectrique	10.3

Table 3-1 : Quelques chiffres sur le CdTe.

3.1.1.2 Cristallogenèse

Il existe un grand nombre de méthodes de croissance pour le CdTe et ses dérivés. Leur usage dépend de :

1. La nature des cristaux à obtenir (couches minces épitaxiées ou matériau massif dit « bulk »),
2. leur composition chimique (présence de zinc pour le CdZnTe) et leur dopage (détermination du type et compensation des défauts de structure).

Nous n'évoquerons dans ce paragraphe que les méthodes les plus courantes susceptibles de fournir des cristaux utiles à la détection de rayonnement X et gamma et ceci avec des volumes de détection assez grands.

- Méthode Bridgman

Dans la méthode Bridgman^{38,39}, une ampoule scellée contient les constituants cadmium, tellure et zinc le cas échéant. L'ensemble à l'état liquide, sous pression contrôlée, est déplacé (verticalement ou horizontalement) dans un gradient de température de sorte qu'il cristallise en se refroidissant lentement. L'ampoule peut contenir un excès de tellure pour produire un matériau de type p ou un excès de cadmium pour obtenir un cristal de type n. On obtient des cristaux pouvant être mono-cristallins avec une orientation $\langle 111 \rangle$ suivant l'axe de croissance. Ces cristaux ne présentent malgré tout que des propriétés médiocres en spectroscopie gamma et sont utilisés comme compteurs.

- Méthode Bridgman haute pression (HPB)

Cette méthode est similaire à la méthode Bridgman. Néanmoins, les opérations de croissance ont lieu à très haute pression^{40,41} (~100 bars) dans un creuset en graphite de haute pureté. La méthode HPB, utilisée pour la fabrication de cristaux de CdZnTe, permet la réalisation de cristaux de grande dimension, de très grande résistivité et ceci sans ajout de dopant pour la compensation (cf. §3.1.2.). Les performances spectrales sont souvent très bonnes mais le rendement est faible. Les cristaux sont peu homogènes et peuvent avoir des

propriétés variables d'un détecteur à l'autre. Leur usage en grand nombre est encore aujourd'hui très difficile.

- Méthode « Traveling Heater Method » (THM – méthode de la zone fondue)

La méthode THM consiste à déplacer un lingot de cristal polycristallin pour le chauffer localement. Le cristal est fondu dans un solvant riche en Te et qui re-cristallise ensuite sous forme d'un lingot de haute pureté. Du chlore sous forme de CdCl_2 est introduit dans le solvant pour la compensation des défauts natifs (cf. §3.1.2) permettant la production de cristaux de haute résistivité électrique. Cette méthode produit des cristaux d'une grande qualité cristallographique mais présente l'inconvénient d'être extrêmement lente. Cette méthode est utilisée pour la croissance des détecteurs CdTe compensés au chlore. Les cristaux obtenus ont une bonne qualité spectroscopique et leur rendement est bon. Les propriétés sont reproductibles d'un détecteur à l'autre permettant un usage en grand nombre.

	THM	Bridgman	Bridgman haute pression
Cristal	CdTe:Cl	CdTe:Cl	$\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ ($0 \leq x \leq 0,2$)
Dopant	Chlore	Chlore	Pas de dopant
Précipités	Petits		Gros
Cristallisation	Maîtrisée	Difficile	Difficile
Lingots	Petits et moyens		Grands
Rendement	Bon		Mauvais
Résistivité	$>10^9 \Omega \text{ cm}$	$>10^9 \Omega \text{ cm}$	$>10^{10} \Omega \text{ cm}$
Spectro γ	Bon	Mauvais	Bon
Trous	$\mu_t \tau_t = 5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1}$		$\mu_t \tau_t = 6 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1}$ (réf. 42)
Electrons	$\mu_e \tau_e = 2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1}$		$\mu_e \tau_e = 4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1}$
Correction	Perte de charges trous		Perte de charges électrons

Table 3-2 : La cristallogénèse du CdTe en quelques chiffres.

3.1.1.3 Défauts de structures

Le diagramme de phase du CdTe ne permet pas d'obtenir un cristal stœchiométrique par solidification d'un bain Cd et Te (réf. 43). De plus, le tellure qui a une température de fusion plus élevée que le cadmium a tendance à précipiter en premier s'il se trouve en excès dans le bain (cas de la méthode THM).

D'autre part, pendant la solidification du cristal, des lacunes de cadmium V_{Cd} apparaissent. Ce sont des défauts électriquement actifs qui induisent des niveaux accepteurs dans la bande interdite du matériau. Leur densité est importante et peut atteindre environ 10^{17} atomes cm^{-3} . Un cristal de cette sorte présente alors une faible résistivité ($\sim 30 \Omega cm$). Pour recouvrer une résistivité élevée ($> 10^9 \Omega cm$), les défauts accepteurs doivent être compensés par une « impureté » de type donneur.

3.1.2 Compensation des défauts

La croissance THM du CdTe à partir d'une solution riche en tellure conduit à un détecteur de forte résistivité à condition qu'un donneur superficiel ($E_C - 0,14 eV$) (réf. 44) comme le chlore soit introduit dans le matériau afin de compenser les niveaux accepteurs natifs profonds qui sont généralement dus aux lacunes de cadmium (V_{Cd^-}) (réf. 45, 46).

Le chlore, introduit en quantité supérieure au nombre de lacunes dans le CdTe, se fixe préférentiellement sur les sites tellure. L'ionisation du chlore conduit à l'apparition de complexes formés soit d'une lacune de cadmium associée à un atome de chlore ionisé ($Cl^+ - V_{Cd^-}$), soit d'une lacune de cadmium associée à deux atomes de chlore ionisés ($2Cl^+ - V_{Cd^-}$). Ces complexes sont appelés les centres A. Le complexe « simple » agit alors comme un niveau accepteur peu profond ($E_V + 0,15 eV$) (réf. 47) et le complexe « double » est neutre.

Le CdTe:Cl THM renferme simultanément des impuretés superficielles de type accepteur et donneur dont les « technologues » essayent d'ajuster les concentrations relatives de manière à ce qu'elles soient à peu près égales. Ainsi, le niveau de Fermi se trouve proche

du milieu de la bande interdite et le semi-conducteur se comporte quasiment comme un semi-conducteur intrinsèque dont la résistivité est élevée.

Pour le matériau ACRORAD utilisé pour ISGRI, la concentration optimale de chlore est de 1,5 ppm en masse soit environ $1,5 \cdot 10^{17}$ atomes de chlore par cm^3 . C'est dans ces conditions que la résistivité est la plus élevée tout en assurant de bonnes propriétés de transport des porteurs de charge⁴⁸. En effet, même si une augmentation de la concentration de chlore va toujours dans le sens de l'augmentation de la résistivité, il arrive un niveau de dopage où la mobilité des porteurs et leur temps caractéristique de piégeage se dégradent.

La compensation n'étant pas parfaite, il reste des lacunes résiduelles et le CdTe :Cl THM garde une conductivité de type p.

3.1.3 Champ électrique

Dans le cas d'un semi-conducteur homogène à l'équilibre thermodynamique, en négligeant les charges d'espace près des contacts, le champ électrique dans le volume est le rapport de la tension appliquée aux bornes du cristal divisé par la distance inter-électrodes. Il faut aussi que la distance inter-électrode soit grande devant la distance inter-atomique. Dans ce cas idéal, la polarisation est aussi la différence des niveaux de Fermi entre les électrodes (cf. figure 3-2).

Par la suite, nous ferons toujours l'hypothèse que le champ est homogène dans le volume. La charge d'espace résiduelle ($N_A - N_D \approx 10^{14} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) issue du défaut de compensation implique en toute rigueur de prendre en compte un champ légèrement décroissant depuis l'anode jusqu'à la cathode. Cependant, en dépit de ces considérations théoriques, la situation inverse a été mesurée par effet Pockels dans la référence 49. La qualité des contacts métalliques joue un rôle dans le cas où ils ne sont pas tout à fait ohmiques vis-à-vis du type de porteurs majoritaires. La prise en compte du champ hétérogène est cruciale dans les détecteurs CdZnTe où les imperfections du cristal peuvent donner lieu à des situations très variées.

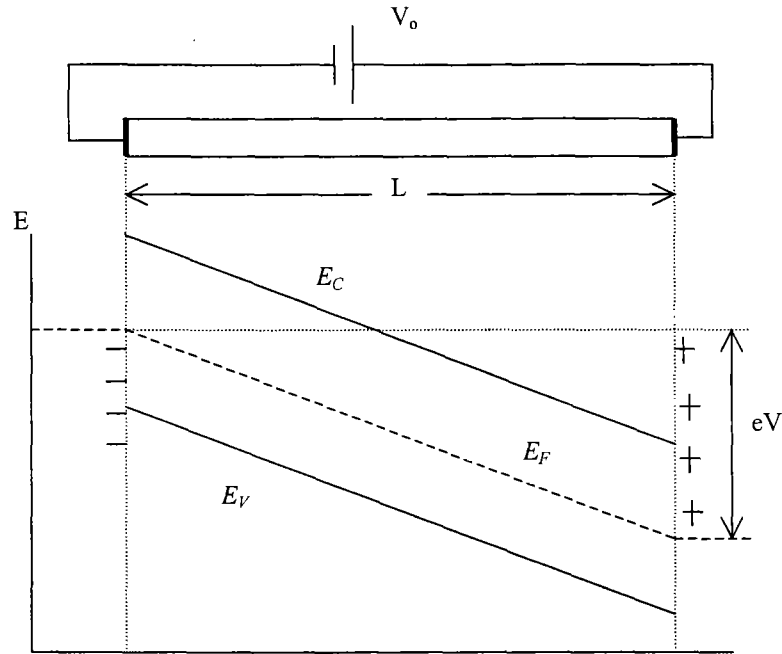


Figure 3-2 : Schéma de principe de la répartition du champ électrique dans un détecteur CdTe polarisé à la tension V . E_C et E_V sont respectivement les niveaux d'énergie de la bande de conduction et de la bande de valence. E_F est le niveau de Fermi. L est la longueur du détecteur.

3.1.4 Courant de fuite

Le bruit d'un détecteur est lié au mouvement des porteurs de charges internes qui dérivent suivant le champ électrique appliqué. Il est donc lié au courant de fuite et on démontre qu'il lui est proportionnel⁵⁹. Il est très important de maîtriser la notion de courant de fuite qui constitue une des limitations d'envergure pour l'amélioration des performances spectrales du CdTe. Le cas des matériaux semi-conducteurs compensés étant particulier pour l'expression de ce courant, nous développons ici ce paramètre puis les mesures que nous avons réalisées sur nos cristaux.

3.1.4.1 Définition

Le CdTe à l'équilibre thermodynamique, en régime permanent de polarisation, se comporte de manière résistive⁵⁹. Il est alors naturel d'exprimer, suivant la loi d'Ohm, la densité de courant \vec{J} par rapport à la conductivité σ et au champ électrique appliqué \vec{E} .

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} = (q\mu_e n_o + q\mu_t p_o) \vec{E} \quad (Eq\ 3-1)$$

La conductivité σ est une fonction de la mobilité des électrons et des trous, μ_e et μ_t , ainsi que de la densité de porteurs à l'équilibre des électrons et des trous, n_o et p_o .

Les densités des porteurs de charge à l'équilibre thermodynamique dans les semi-conducteurs s'écrivent :

$$\left. \begin{aligned} n_o &= N_c \exp\left(\frac{E_F - E_C}{kT}\right) \\ p_o &= N_v \exp\left(\frac{E_V - E_F}{kT}\right) \end{aligned} \right\} \quad (Eq\ 3-2)$$

où N_c et N_v sont respectivement les densités d'états de la bande de conduction et de la bande de valence et valent :

$$\left. \begin{aligned} N_c &= 2 \left(\frac{2\pi m_e^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \\ N_v &= 2 \left(\frac{2\pi m_t^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \end{aligned} \right\} \quad (Eq\ 3-3)$$

où m_e^* et m_t^* sont respectivement les masses effectives des électrons et des trous.

Dans le cas d'un matériau partiellement compensé de type p comme le CdTe :Cl dont nous disposons, la densité de centres donneurs N_D est inférieure à la densité de centres accepteurs N_A . Nous pouvons définir un centre accepteur fictif, au sens où il représente l'ensemble des centres accepteurs non compensés, dont le niveau énergétique, situé près du

milieu de la bande interdite, est E_A . La densité de porteurs libres dans le détecteur est alors reliée à l'ionisation de ce niveau accepteur dont l'énergie d'activation vaut :

$$\delta E_a = E_A - E_V \quad (\text{Eq 3-4})$$

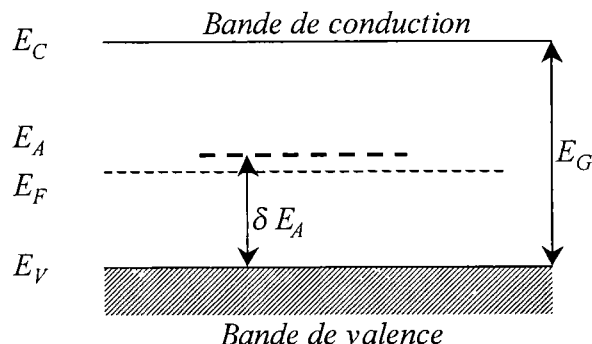


Figure 3-3 : Schéma de principe de la bande interdite d'un semi-conducteur partiellement compensé de type p. E_F est le niveau de Fermi, E_C est le niveau d'énergie de la bande de conduction, E_V est le niveau d'énergie de la bande de valence, E_A est le niveau d'énergie des accepteurs non compensés, δE_A est leur énergie d'activation (ou d'ionisation) et E_G est la largeur de bande interdite (gap).

En définissant la position dans la bande interdite du niveau fictif E_A par rapport au niveau de Fermi, de la façon suivante⁵⁰ :

$$E_F = E_A - kT \ln \left(\frac{N_A - N_D}{2N_D} \right) \quad (\text{Eq 3-5})$$

les densités de porteurs de charge à l'équilibre s'écrivent⁵⁰ :

$$\left. \begin{aligned} n_o &= N_c \frac{2N_D}{N_A - N_D} \exp \left(\frac{\delta E_A - E_G}{kT} \right) \\ p_o &= N_v \frac{N_A - N_D}{2N_D} \exp \left(\frac{-\delta E_A}{kT} \right) \end{aligned} \right\} \quad (\text{Eq 3-6})$$

Dans la suite, on négligera le courant d'électrons dû à la densité n_o qui se trouve être très faible devant la densité p_o des trous. En effet, à température ambiante, on trouve à l'équilibre thermodynamique un courant de trous de l'ordre de la dizaine de nanoampères pour un courant d'électrons de l'ordre de la dizaine de picoampères. Forts de cette approximation, nous sommes en mesure d'écrire une expression du courant de fuite (dit aussi courant d'obscurité) :

$$I_o = JS = q\mu_i p_o ES = q\mu_i ES N_v \frac{N_A - N_D}{2N_D} \exp\left(\frac{-\delta E_A}{kT}\right) \quad (\text{Eq 3-7})$$

Le courant I_o est fonction de la température T , de la compensation $N_A - N_D$, du champ électrique E (c'est-à-dire de la tension de polarisation), des propriétés de transport des porteurs majoritaires (μ_i) et enfin de la géométrie (S), c'est-à-dire autant de paramètres d'optimisation du détecteur et de son utilisation.

En supposant que la densité d'états de la bande de valence et la mobilité des trous dépendent peu de la température sur un petit domaine thermique, on déduit de cette dernière équation l'énergie d'activation des accepteurs non compensés par le tracé de $\ln I_o = f\left(\frac{1}{T}\right)$ (cf. §3.1.4.3).

3.1.4.2 Courant de fuite en fonction du temps

Après la mise sous tension brutale d'un détecteur, dans des conditions stables de température et à l'abri de lumière parasite, le CdTe :Cl THM met un temps important avant de se stabiliser. La figure 3-4 est un relevé typique du courant* en fonction du temps pour une mise sous tension à 100 V. On peut ajuster à cette courbe une double exponentielle décroissante et déterminer ainsi deux constantes de temps caractéristiques de ce détecteur ainsi que son niveau de courant stabilisé.

Les valeurs des constantes de temps qui permettent de modéliser cette caractéristique (~20 s et ~140 s) ne sont pas compatibles avec le temps de relaxation des porteurs majoritaires dont nous verrons qu'il est de l'ordre de la milliseconde dans le CdTe (cf. 3.2.1.4.).

La forte densité de courant initiale est probablement due à l'injection de porteurs minoritaires (électrons) par la cathode. Ces porteurs ont un temps de vol très court dès les basses tensions (8 μ s à 5 V dans 2 mm de CdTe), si court que leur recombinaison dans le

* Mesures de courant réalisées avec un picoampèremètre Keithley 6517A.

crystal n'a pas le temps de se produire avant qu'ils ne l'aient quitté pour y être réinjectés plus tard. Nous pensons, que ces constantes de temps peuvent être représentatives des temps caractéristiques de recombinaison des porteurs minoritaires avec les trous du cristal. Les deux constantes, qui diffèrent d'un ordre de grandeur, sont probablement liées à des processus différents, par exemple la recombinaison directe (la moins probable) ou indirecte. Si tel est le cas, nous pouvons justifier ici le fait de négliger les processus de recombinaison dans la modélisation du signal électrique induit après l'interaction d'un photon X ou gamma dont les durées vont de la centaine de nanosecondes à la dizaine de microsecondes.

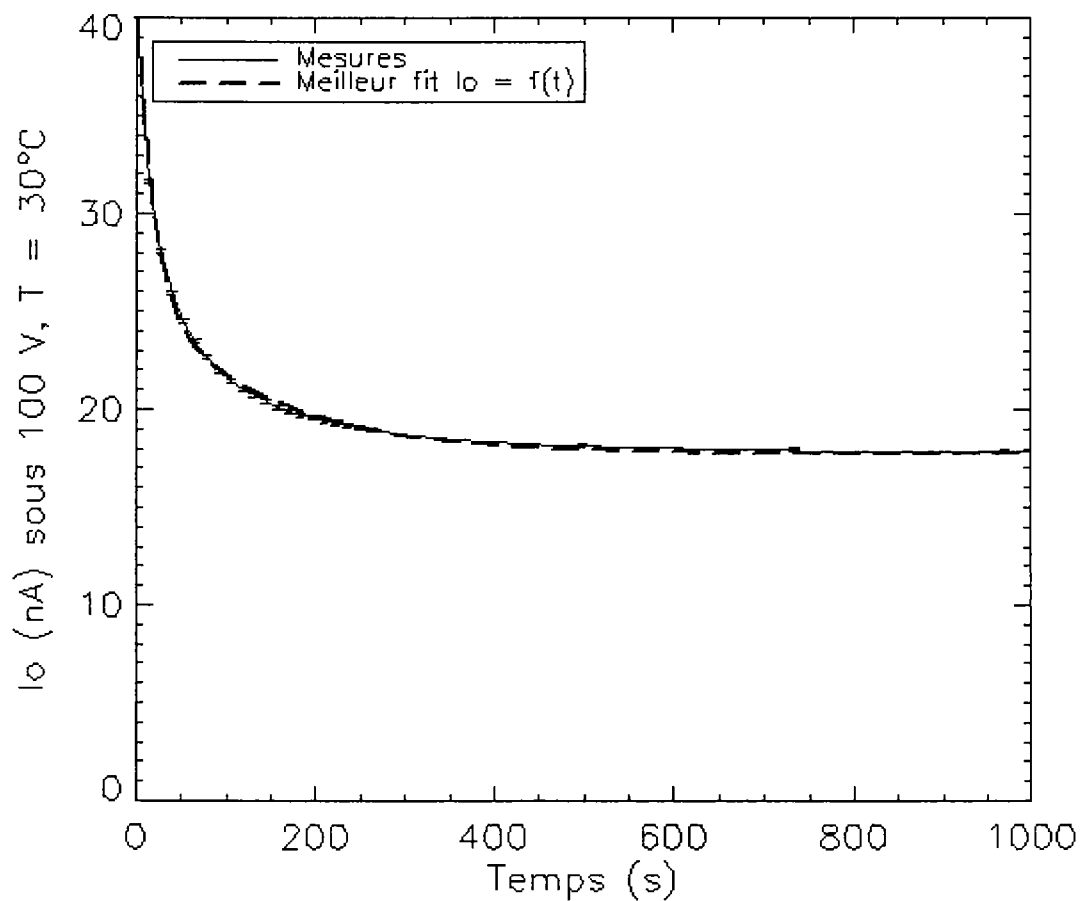


Figure 3-4 : Caractéristique courant en fonction du temps écoulé après la mise sous tension à 100 V d'un détecteur CdTe :Cl THM ISGRI. Le détecteur a été mis sous tension brutalement sous 100 V à environ 30°C. Les barres d'erreurs sur le courant sont à peine visibles. Le meilleur ajustement indique une décroissance avec une double constante de temps (~140 s et ~20 s). Le courant est stable au bout d'une dizaine de minutes (valeur typique).

Une fois les porteurs minoritaires injectés puis recombinaison, le courant d'obscurité se stabilise. Il est devenu un courant de trous. Les injections directes que sont les générations de porteurs par les photons X et gamma sont trop faibles pour qu'un effet similaire soit perceptible en régime stationnaire. En revanche, une sollicitation lumineuse ou une variation brusque (même assez faible) de tension produira le même effet, avec les mêmes temps caractéristiques.

Pendant le temps de stabilisation, c'est-à-dire immédiatement après une mise sous tension, un détecteur peut paraître trop bruyant pour être utilisé comme spectromètre.

Dans le cas d'un détecteur de mauvaise qualité ou instable, le courant a tendance à diminuer puis à augmenter très fortement dans les mêmes temps caractéristiques.

3.1.4.3 Courant de fuite en fonction de la température

La mesure du courant d'obscurité nous permet de remonter à l'énergie d'activation telle qu'elle est définie au §3.1.4.1. Ce paramètre nous renseigne sur l'efficacité de la compensation des accepteurs natifs par le chlore. La figure 3-5 illustre cette mesure dont la pente nous a conduit à la valeur $E_A=0,72 \text{ eV}$. D'autre part, nous trouvons que le niveau de Fermi E_F est quasiment confondu avec le niveau E_A à température ambiante ($E_F - E_A \sim 3 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$). La largeur de bande interdite étant de 1,51 eV, on confirme alors le type de conduction p (niveau de Fermi en dessous du milieu de la bande interdite) et on remarque que le matériau se comporte quasiment comme un matériau intrinsèque (le niveau des accepteurs non compensé est très proche du milieu de la bande interdite).

Dans un détecteur qui présente des instabilités (cf. 3.5.1), la caractéristique courant-température n'est pas toujours ajustable par une seule droite et les valeurs d'énergie d'activation trouvées sont bien plus faibles (0,3 à 0,4 eV), indiquant une plus grande probabilité de génération thermique de trous libres (transition entre les niveaux profonds et la bande de valence).

La mesure du courant en fonction de la température nous montre également que l'usage des détecteurs CdTe à plus basse température que l'ambiante est a priori favorable bien que le gain ne soit pas si important en dessous de -30°C .

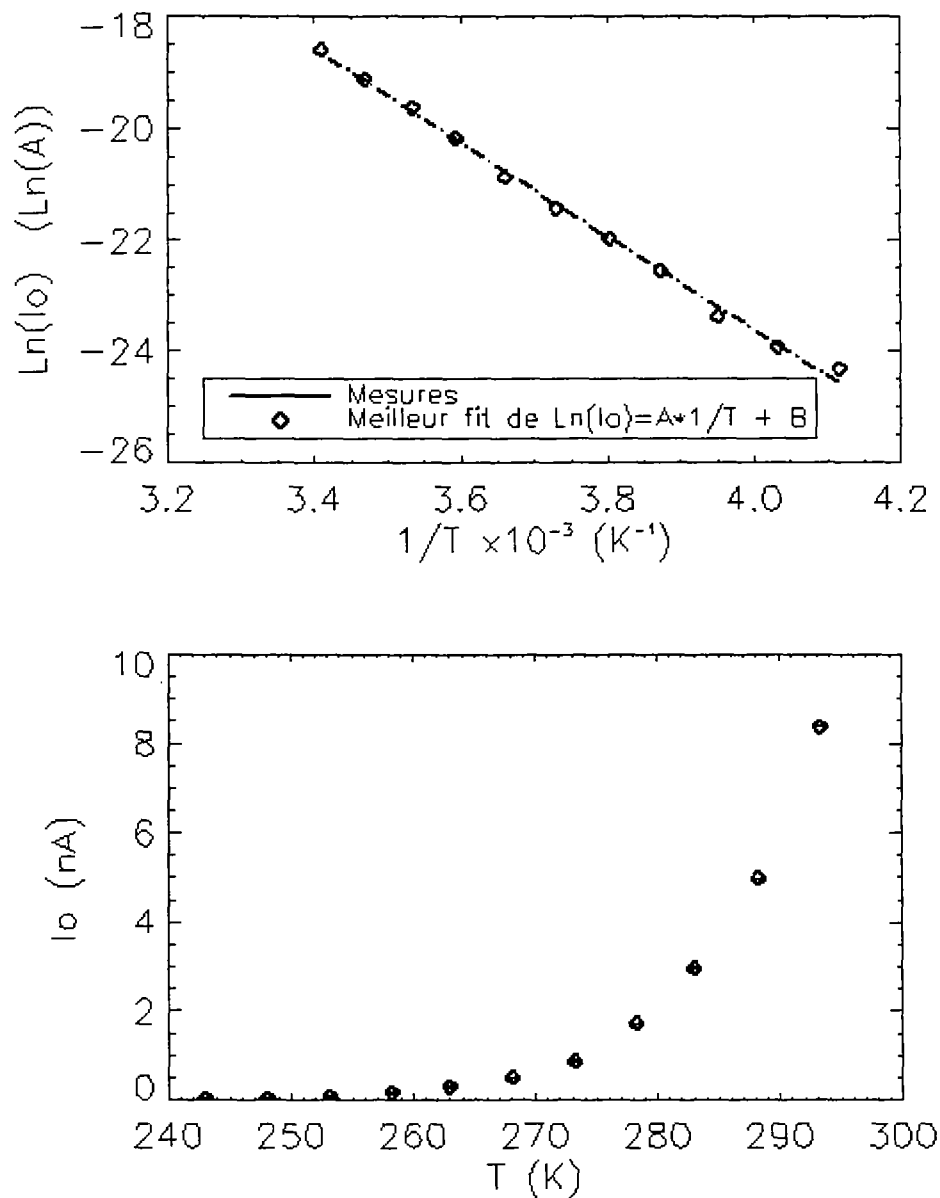


Figure 3-5 : Caractéristique courant-température pour un détecteur CdTe :Cl THM ISGRI polarisé sous 100 V. (a) Logarithme népérien du courant d'obscurité $\text{Ln}(I_0)$ en fonction de la température inverse ($1/T$). La pente de la droite donne la valeur de l'énergie d'activation de l'ensemble des niveaux accepteurs non compensés par le chlore : $E_A = 0.72$ eV. (b) Courant d'obscurité I_0 en fonction de la température. Cette figure en grandes unités physiques illustre la précision de la mesure. Les barres d'erreurs sont comprises dans les losanges.

3.1.4.4 Caractéristique courant-tension et mesure de résistivité apparente

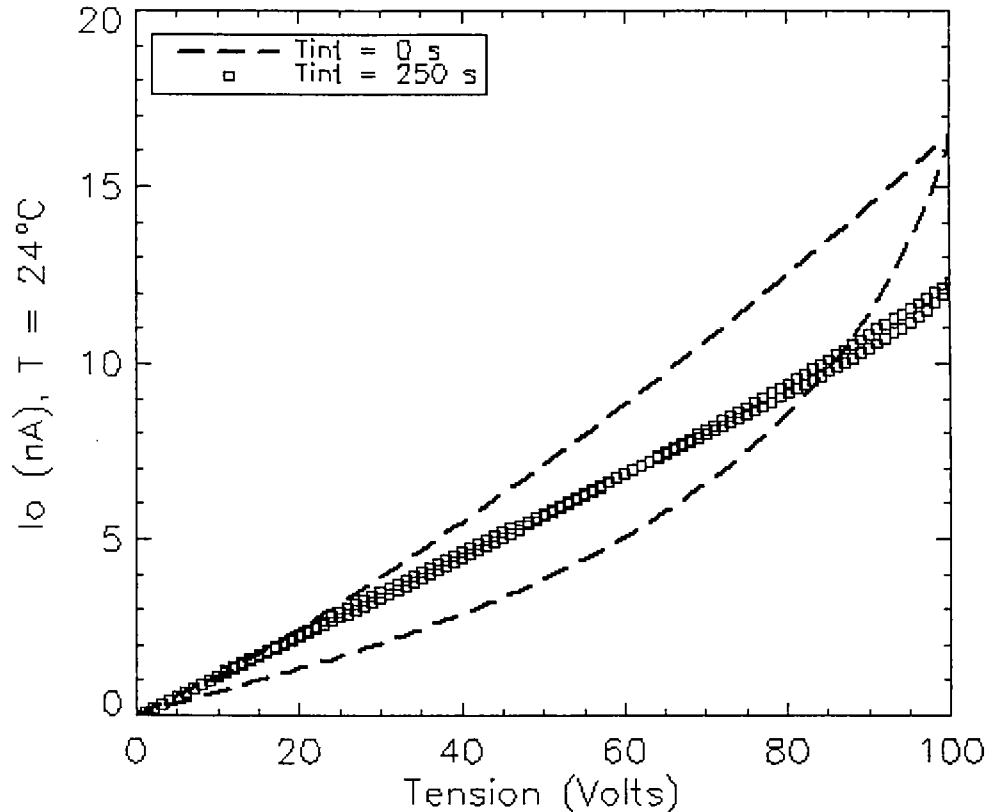


Figure 3-6 : Caractéristique courant-tension. La caractéristique n'est pas linéaire si la mesure du courant est opérée immédiatement après l'incrément de tension (trait pointillé), mais montre un comportement quasiment ohmique si la mesure du courant est faite plus de 250 s après un incrément de tension.

Comme nous l'avons expliqué pour la caractéristique courant-temps, la durée de stabilisation, après la mise sous tension ou après l'application d'une variation brutale (même faible) de tension, conduit un excès de courant. La figure 3-6 présente un exemple de mesure du courant en fonction de la tension avec ou sans délai de stabilisation du courant. Le comportement est quasiment linéaire si le courant est stable (après un délai de 250 s entre l'incrément de tension et la mesure). Nous concluons que le détecteur est doté de contacts quasiment ohmiques vis à vis des faibles perturbations et en régime stationnaire.

Dans le cas de la mesure sans délai de stabilisation, les caractéristiques à tension croissante et décroissante ne sont pas superposées. Leur allure est non linéaire. La caractéristique à tension croissante peut correspondre, d'après Lampert⁵¹, à la caractéristique

que l'on obtiendrait avec un isolant comportant des pièges initialement vides. Au-delà d'une tension limite $V_{TFL} \sim 10$ V (réf. 48), les pièges sont pleins et les porteurs injectés n'ont d'autre choix que de se recombiner lentement (cf. 3.1.4.2).

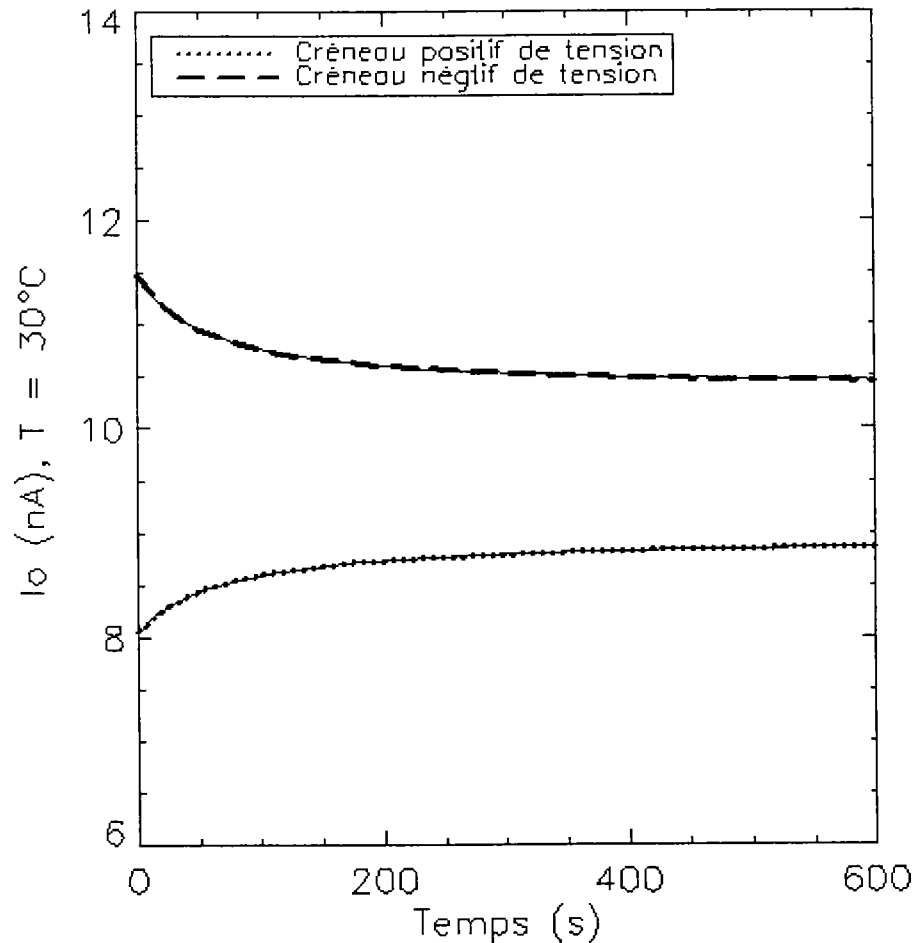


Figure 3-7 : Réponse temporelle en courant d'un détecteur CdTe à un créneau positif de tension de 5 V (courbe du haut) et un créneau négatif de tension de 5 V (courbe du bas). Les deux courbes sont obtenues à partir d'un courant initial stable.

Un incrément positif de tension produit un excès de courant par rapport à l'équilibre et un créneau négatif induit de manière symétrique un déficit de courant (figure 3-7). Les temps caractéristiques de ces réponses temporelles en courant sont les mêmes. La caractéristique courant-tension à tension décroissante, sans délai de stabilisation (figure 3-6), passe donc en dessous de la caractéristique linéaire avec délai de stabilisation (sauf à tension élevée car la

courbe est obtenue sans attendre la stabilisation à 100 V, les mesures à tension croissante et décroissante sont obtenues au cours de la même acquisition).

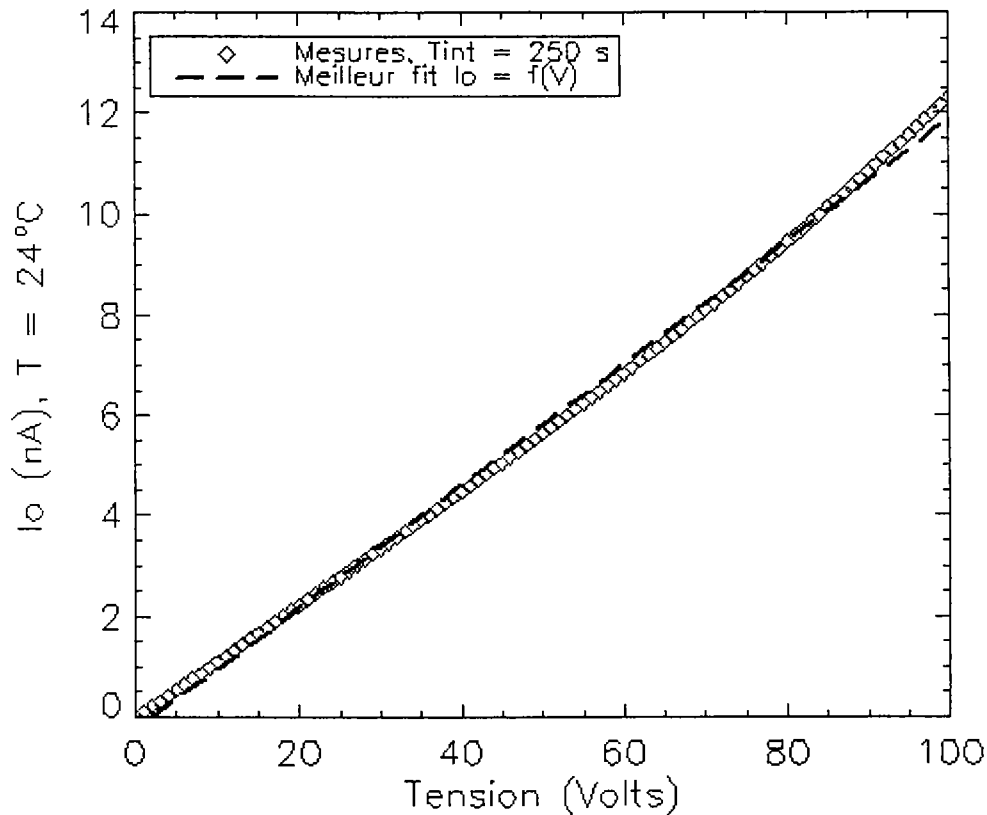


Figure 3-8 : Caractéristique courant-tension pour un détecteur CdTe:Cl THM ISGRI. La pente de la caractéristique nous permet de mesurer la résistivité apparente du cristal. La légère courbure résiduelle indique qu'un temps de stabilisation encore plus long pourrait être appliqué pour retrouver une loi d'Ohm quasiment parfaite.

Lorsque la caractéristique courant-tension est linéaire, elle nous conduit à la résistivité apparente du CdTe. Nous trouvons dans cet exemple la valeur de résistance de 8,1 G Ω soit une résistivité de $6,5 \cdot 10^9 \Omega \text{ cm}$.

Ce travail a été publié en partie dans l'article de la référence 32 reproduit en annexe A.

Il est essentiel de préciser pour la suite (cf. §3.5.1) que la caractéristique courant-tension est linéaire après un délai de stabilisation uniquement pour les détecteurs sains. Un détecteur en phase d'instabilité ne présente pas de caractéristique linéaire.

3.1.4.5 Contacts quasi-ohmiques

Nous avons montré au §3.1.4.4. que le matériau suit la loi d'Ohm vis-à-vis de son courant de fuite en régime stationnaire ou de faible injection. Ceci signifie que les contacts métalliques qui constituent les électrodes ne s'opposent pas au passage des porteurs de charge par le biais d'une barrière de potentiel de surface.

Les contacts ohmiques sont très difficiles à réaliser sur du CdTe car peu de métaux ont un travail de sortie supérieur à celui du CdTe. Le platine est dans ce cas et son travail de sortie (5,3 eV) est proche de celui du CdTe quasi-intrinsèque (5,02 eV). Il permet, dans des conditions particulières de dépôt (dépôt chimique « électroless »), de réaliser un contact ohmique pour les trous (porteurs majoritaires) et bloquant pour les électrons⁴⁸.

3.1.4.6 Contacts Schottky

Par opposition aux contacts ohmiques, il est possible d'utiliser des contacts bloquant dit « Schottky » pour limiter le courant de fuite. Les performances de détecteurs de ce type sont remarquables d'un point de vue spectroscopique^{52, 53}, mais ils sont sujets à « l'effet de polarisation », c'est-à-dire à une diminution dans le temps de la zone sensible du détecteur par création d'une zone de charge d'espace négative au voisinage du contact bloquant⁵⁴.

Cet effet peut néanmoins être atténué par des tensions de polarisation élevées à basse température, ce qui va dans le sens d'une amélioration des performances, mais d'une complexification des conditions de mesures.

3.2 Induction du signal électrique

Alors qu'un champ électrique extérieur intense est appliqué aux contacts du détecteur CdTe, les charges générées par l'interaction d'un photon avec le cristal migrent dans le volume en suivant les lignes de champ. Leur mouvement induit un signal électrique dont les caractéristiques sont régies par les lois décrites dans ce paragraphe.

3.2.1 Mécanismes de transport des charges - Equation de continuité

3.2.1.1 Equation des densités de courants

Le mouvement des charges libres au sein d'un matériau semi-conducteur donne naissance à un courant qui peut se décomposer en trois termes⁵⁵ :

$$J_{total} = J_{déplacement} + J_{conduction} + J_{diffusion} \quad (Eq\ 3-8)$$

Le courant de déplacement $J_{déplacement} = \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t}$ est une composante transitoire du courant total. Ce courant apparaît dans les zones de charges d'espace lorsqu'elles s'établissent après une variation de polarisation. A la mise sous tension d'un détecteur CdTe par exemple, des charges se meuvent tant que la situation de stabilité thermodynamique n'est pas atteinte, c'est-à-dire pendant le temps de relaxation. Le courant de déplacement est nul en régime permanent.

Le courant de conduction $J_{conduction}$ comporte lui-même un terme de conduction pour les trous et un terme de conduction pour les électrons. Il fait intervenir leurs mobilités μ_e et μ_t qui caractérisent leurs capacités à se déplacer dans le matériau sous l'influence du champ électrique. Si n et p sont respectivement les densités d'électrons et de trous dans le semi-conducteur à l'équilibre et σ la conductivité, le courant de conduction vaut d'après la loi d'Ohm :

$$J_{conduction} = \sigma E = (q \mu n + q \mu p) E \quad (Eq\ 3-9)$$

La conduction, appelée aussi dérive des porteurs, conduit à la notion de temps de transit. C'est le temps que mettent les porteurs pour être collectés aux électrodes avec une vitesse $v = \mu E$.

La composante de diffusion comprend également un terme relatif aux électrons et un autre relatif aux trous. En se plaçant dans le cas d'un modèle linéaire suivant un axe x de diffusion, le courant de diffusion s'écrit :

$$J_{diffusion} = q \left(D_n \frac{\partial n}{\partial x} + D_p \frac{\partial p}{\partial x} \right) \quad (Eq\ 3-10)$$

où $D_n = \mu_e \frac{kT}{e}$ et $D_p = \mu_t \frac{kT}{e}$ sont respectivement les constantes de diffusion thermique des électrons et des trous, k est la constante de Boltzmann, T la température en kelvin et e la charge de l'électron.

Dans le CdTe, dès les faibles tensions de polarisation, le courant de conduction domine largement le courant de diffusion. En effet, après leur création, les trous et les électrons prennent part à un déplacement thermique aléatoire. Si l'on considère que tous les porteurs sont créés en un point, la diffusion conduit à un nuage de porteurs qui s'étend au cours du temps. Une coupe dans la distribution des porteurs peut-être approchée par une distribution gaussienne d'écart type σ_d qui vaut au temps t :

$$\sigma_d = \sqrt{2Dt} \quad (Eq\ 3-11)$$

où D vaut D_n pour les électrons et D_p pour les trous. Cette relation est issue de la résolution des équations de diffusion de Fick dans le cas d'une distribution initiale ponctuelle⁵⁶.

On peut écrire la variation par rapport au temps de $\Sigma = \sigma_d^2 = 2Dt$, c'est-à-dire le taux de dispersion du nuage des porteurs:

$$\frac{d\Sigma}{dt} = 2D - \mu \Sigma \frac{dE}{dx} \quad (Eq\ 3-12)$$

Prenons l'exemple de la diffusion des porteurs dans le CdTe pour un détecteur ISGRI de 2 mm d'épaisseur, on trouve $\sqrt{d\Sigma} \approx \sqrt{2 \frac{kT}{e} \frac{d^2}{V}} = \sqrt{200} \mu\text{m}$ pour $V = 10$ V. Cette dimension est très petite devant la taille du détecteur et justifie de négliger totalement la composante de diffusion des porteurs par la suite.

3.2.1.2 Mécanisme de piégeage et de recombinaison

Lorsqu'il y a dans les bandes de valence et de conduction un excès de trous et d'électrons par rapport aux concentrations d'équilibre thermodynamique, divers processus de recombinaison interviennent pour ramener le système à la stabilité. Les processus de recombinaison conduisent donc les électrons de la bande de conduction à tomber dans la bande de valence en lieu et place d'un trou, restituant ainsi la neutralité électrique locale.

On distingue divers mécanismes :

- La recombinaison bande à bande dite « directe ». Dans ce cas de figure, l'électron tombe directement dans « le trou » de la bande de valence.
- La recombinaison par l'intermédiaire de niveaux profonds dite « indirecte ». L'électron est d'abord capturé par le centre profond (niveau d'énergie extrinsèque situé dans la bande interdite - cf. §3.1.2. pour le cas du CdTe), puis il tombe dans le trou de la bande de valence. On dit aussi parfois que le trou est lui-même capturé par le centre de recombinaison. Nous reviendrons plus loin sur ce formalisme.

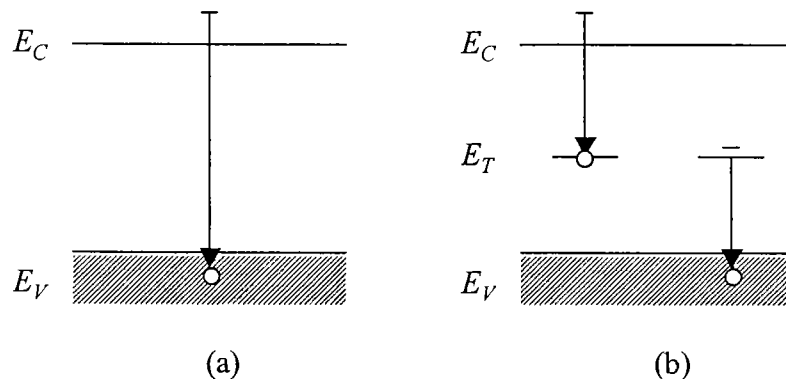


Figure 3-9 : (a) Recombinaison directe bande à bande, l'électron en excès de la bande de conduction de niveau énergétique E_C tombe directement sur un trou de la bande de valence de niveau énergétique E_V – (b) Recombinaison indirecte via un site « profond » de la bande interdite, l'électron en excès de la bande de conduction tombe sur un niveau extrinsèque vide de niveau énergétique E_T , puis tombe sur un trou de la bande de valence.

Les recombinaisons des électrons avec les trous s'accompagnent d'un transfert d'énergie radiatif ou non. Lorsque la transition est radiative, l'énergie est emmenée par un

photon (luminescence). Lorsque la transition n'est pas radiative, l'énergie de transition peut être transférée à un électron (ou à un trou) libre expédié sur un niveau supérieur de la bande de conduction (ou inférieur de la bande de valence). Dans un autre cas non radiatif, l'énergie peut être récupérée pour exciter des modes de vibration du réseau (phonons) et se dégrade sous forme de chaleur.

Les probabilités, et donc les temps caractéristiques de ces processus de recombinaison sont très différents et très dépendants du matériau (gap, densité de défauts, etc...). Nous pouvons alors introduire la notion de durée de vie des porteurs en excès qui caractérise le temps moyen au bout duquel un porteur en excès est recombinaison. Il est très difficile expérimentalement de discriminer les diverses formes de recombinaison et d'isoler leurs temps caractéristiques propres, si bien que la durée de vie est une durée de vie effective, prenant en compte simultanément tous les processus présents.

En appelant τ_{eff} la durée de vie moyenne des porteurs en excès, τ_A le temps caractéristique de la recombinaison directe Auger, τ_R le temps caractéristique de la recombinaison directe radiative et τ_{SRH} (SRH comme Shockley-Read-Hall) le temps caractéristique des recombinaisons indirectes, nous trouvons :

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau_A} + \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{SRH}} \quad (Eq\ 3-13)$$

Le lecteur pourra trouver les expressions de τ_A , τ_R et τ_{SRH} dans la référence 57.

Revenons sur la recombinaison indirecte en précisant les bases du modèle de Shockley-Read-Hall en considérant la présence d'un seul centre profond.

Le taux net U_n de capture des électrons (respectivement des trous) est la différence des taux de capture U_{cn} (respectivement U_{cp}) et d'émission U_{en} (respectivement U_{ep}) tels qu'ils sont définis dans le formalisme de Shockley-Read-Hall⁵⁵. Dans cette représentation, nous remarquons que le processus de piégeage par un centre profond est une compétition entre la capture et l'émission des porteurs de charge. Dans l'hypothèse où un porteur est libéré avant que le centre n'ait capturé un porteur du signe opposé, le centre se comporte comme un piège,

avec une constante de temps de piégeage et une constante de temps de dépiégeage. En revanche, dans l'hypothèse inverse, un porteur capturé peut se recombiner avec un autre porteur piégé, mais de signe opposé, avant qu'il n'ait eu le temps d'être réémis. Dans ce cas, le centre profond est un centre de recombinaison et son temps caractéristique est pris en compte dans la durée de vie des porteurs majoritaires.

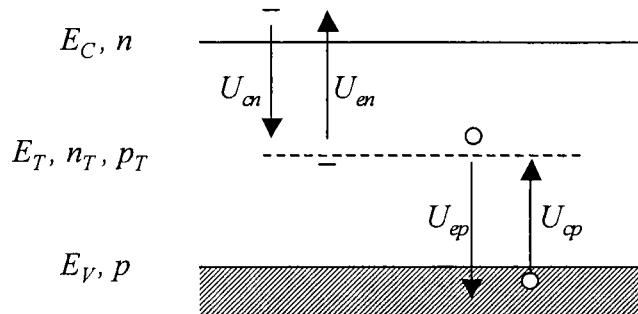


Figure 3-10: Modèle Shockley-Read-Hall de recombinaison sur un centre profond de niveau énergétique E_T et de densité de centres occupés n_T et de densité de centres vides p_T . U_{cn} est le taux de capture des électrons, U_{cp} le taux de capture des trous, U_{en} le taux d'émission des électrons par un centre profond et U_{ep} le taux d'émission d'un trou par un centre profond.

3.2.1.3 Equations de continuité

Les équations de continuité décrivent les conditions d'équilibre dynamique des porteurs de charge dans les semi-conducteurs. Dans un élément de volume, les variations de densité des porteurs sont provoquées par :

1. La génération de paires électron-trou ou l'injection de porteurs au voisinage d'un contact. Le taux de création de porteurs $G(x, t)$ caractérise ces processus.
2. La recombinaison des porteurs minoritaires en excès avec les porteurs majoritaires du cristal, soit par recombinaison directe bande à bande, soit par recombinaison indirecte via des centres profonds^{55,58}. Le taux de recombinaison (nombre de porteurs recombinés par cm^3 et par seconde) s'exprime le plus souvent par le biais des vitesses de recombinaison U_n et U_p ,

qui dépendent elles-mêmes de la durée de vie* moyenne des porteurs minoritaires (électrons dans le cas du CdTe :Cl THM).

3. Le piégeage temporaire des charges par des centres profonds ; U_n^c et U_p^c sont les taux de piégeage.
4. Le dépiégeage des charges depuis les centres profonds ; U_n^d et U_p^d sont les taux de piégeage.
5. Le flux de porteurs à l'entrée et à la sortie de l'élément de volume de cristal considéré. Ce flux n'est autre que la densité de courant en régime permanent. On appelle respectivement \vec{F}_n et \vec{F}_p les flux d'électrons et de trous.

Les équations de continuité pour les porteurs minoritaires s'écrivent :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} &= -\text{div}\vec{F}_p + G(x,t) - U_p - U_p^c + U_p^d \\ \frac{\partial n}{\partial t} &= -\text{div}\vec{F}_n + G(x,t) - U_n - U_n^c + U_n^d \end{aligned} \right\} \quad (\text{Eq 3-14})$$

par ailleurs, les taux de recombinaison, de piégeage et de dépiégeage s'écrivent :

$$\left. \begin{aligned} U_n &= \frac{n - n_0}{\theta_n} \quad \text{et} \quad U_p = \frac{p - p_0}{\theta_p} \\ U_n^c &= \frac{n}{\tau_e} \quad \text{et} \quad U_p^c = \frac{p}{\tau_t} \\ U_n^d &= \frac{n_t}{\tau_e^d} \quad \text{et} \quad U_p^d = \frac{p_t}{\tau_t^d} \end{aligned} \right\} \quad (\text{Eq 3-15})$$

* Nous précisons qu'il ne faut pas confondre la durée de vie des porteurs minoritaires en excès avec le temps caractéristique de piégeage. Ces différents processus n'ont pas les mêmes temps caractéristiques même si la physique de piégeage et de recombinaison indirecte est très similaire. Dans le CdTe, les durées de vie des électrons sont de l'ordre de la seconde alors que les temps de piégeage sont de l'ordre de la microseconde.

n et p sont les densités d'électrons et de trous libres. n_0 et p_0 sont les densités de porteurs libres à l'équilibre ; n_t et p_t sont les densités de porteurs piégés. θ_n et θ_p sont les durées de vie des électrons et des trous ; τ_e et τ_t sont les constantes de temps de piégeage ; τ_e^d et τ_t^d sont les constantes de temps de dépiégeage des électrons et des trous.

En combinant les équations 3-7 et 3-8 et en considérant un modèle linéaire pour les équations des densités de courant (cf. §3.2.1.1), les équations de continuité s'écrivent :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} &= D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - p \mu_p \frac{\partial E}{\partial x} - \mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} + G(x,t) - \frac{p-p_0}{\theta_p} - \frac{p}{\tau_t} + \frac{p_t}{\tau_t^d} \\ \frac{\partial n}{\partial t} &= D_p \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + n \mu_n \frac{\partial E}{\partial x} + \mu_n E \frac{\partial n}{\partial x} + G(x,t) - \frac{n-n_0}{\theta_n} - \frac{n}{\tau_e} + \frac{n_t}{\tau_e^d} \end{aligned} \right\} \quad (Eq \ 3-16)$$

3.2.1.4 Temps de relaxation

Dans un semi-conducteur hors équilibre, le comportement des porteurs minoritaires est caractérisé par la durée de vie moyenne des porteurs. La perturbation de l'équilibre de répartition des porteurs majoritaires est caractérisée par le temps de relaxation diélectrique. C'est le temps nécessaire au rétablissement de la neutralité électrique après une perturbation pour lequel les porteurs majoritaires sont mobilisés. On démontre à l'aide des équations de continuité écrites pour les porteurs majoritaires et en négligeant la diffusion des porteurs en excès ainsi que les processus de piégeage et de dépiégeage, que le temps de relaxation diélectrique τ_{rel} s'écrit :

$$\tau_{rel} = \frac{\epsilon}{\sigma} = \rho \epsilon_r \epsilon_o \quad (Eq \ 3-17)$$

où σ est la conductivité et ϵ la permittivité diélectrique du matériau.

Pour le CdTe :Cl THM :

$$\epsilon_r = 10,3 \text{ et } \rho \approx 10^9 \ \Omega \text{ cm, ce qui donne } \tau_{rel} = \rho \epsilon_r \epsilon_o \approx 10^{-3} \text{ s.}$$

On en déduit que des phénomènes de durées très inférieures à la milliseconde engendreront un comportement purement capacitif du détecteur⁵⁹. L'induction du signal dans le CdTe se produit avec des temps caractéristiques de l'ordre de la dizaine de microseconde au maximum. L'induction du signal est donc capacitive.

3.2.2 Théorème de Ramo-Shockley

Ramo⁶⁰ et Schokley⁶¹ ont étudié le courant induit par le mouvement d'un électron entre des électrodes métalliques. Examinons le cas simple d'un détecteur coplanaire (à deux électrodes parallèles). Pour des géométries plus complexes d'électrodes faisant intervenir la notion de champ de pondération (en régime transitoire), nous renvoyons le lecteur aux références 59 et 62.

Considérons deux électrodes métalliques parallèles de surface S et séparée de la distance L . Les deux électrodes sont branchées à un générateur de tension continue V_0 . Le champ électrique E_0 qui s'établit dans le volume entre les deux électrodes est uniforme et sa valeur s'écrit :

$$E_0 = \frac{V_0}{L} \quad (Eq\ 3-18)$$

Le théorème de Gauss nous permet d'écrire par ailleurs ce champ électrique comme une fonction de la densité surfacique de charge σ_0 et de la permittivité diélectrique ε du matériau :

$$E_0 = \frac{\sigma_0}{\varepsilon} \quad (Eq\ 3-19)$$

A l'instant $t = t_0$, on crée brutalement un plan* de charge négative Q à l'abscisse x_0 (l'origine est prise à la cathode). La présence de cette charge d'espace perturbe la neutralité électrique et modifie le champ électrique entre la position x_0 et L de la quantité ΔE_0 :

$$\Delta E_0 = \frac{Q}{S \varepsilon} \quad (\text{Eq 3-20})$$

En réécrivant le potentiel et en lui imposant d'être fixe, on trouve :

$$V_0 = \int_0^{x_0} E(x) dx + \int_{x_0}^L E(x) dx = E_0 x_0 + (E_0 + \Delta E_0)(L - x_0) \quad (\text{Eq 3-21})$$

$$dV_0 = 0 = L dE_0 - \frac{Q}{S \varepsilon} dx_0 \quad (\text{Eq 3-22})$$

Ecrivons la variation de densité surfacique de charges à l'anode (position d'abscisse L) $d\sigma_0$ due à la variation de charge à l'anode dQ_L , le courant induit étant le même en tout point du circuit :

$$d\sigma_0 = \frac{dQ_L}{S} \quad \text{et} \quad dE_0 = \frac{Q}{L S \varepsilon} dx_0 = \frac{d\sigma_0}{\varepsilon} \quad (\text{Eq 3-23})$$

Ce qui nous conduit finalement au théorème de Ramo :

$$\frac{dQ_L}{dx_0} = \frac{Q}{L} \quad (\text{Eq 3-24})$$

Nous pouvons par analogie, supposer que l'injection brutale de charge dans le système est due au dépôt d'énergie d'un photon gamma dans le CdTe, les électrodes étant les contacts ohmiques aux bornes du détecteur. La charge induite aux électrodes (charge image) est due au déplacement des porteurs dans le volume du détecteur. Cette charge induite est généralement appelée « charge collectée ». Elle est amplifiée par le préamplificateur de charge via une capacité de liaison qui voit la charge image s'établir dans le temps au rythme où les porteurs

* Par souci de clarté, nous considérons un plan de charge afin de ramener le problème d'induction à une seule dimension. Cependant, les dépôts d'énergie par des photons sont plutôt ponctuels. Un photon peut aussi faire plusieurs dépôts par effets Compton successifs dans le même détecteur.

migrent dans le volume du matériau, depuis leur lieu de création jusqu'aux électrodes. Nous allons maintenant décrire le comportement temporel de l'induction du signal, c'est-à-dire la formation de l'impulsion électrique que nous analyserons pour obtenir la mesure de l'énergie du photon initial.

3.2.3 Formation de l'impulsion - Perte de charges – Relation de Hecht

En présence d'un champ appliqué extérieur assez intense, les paires électron-trou créées par l'interaction d'un photon avec le détecteur (en l'espace de quelques picosecondes), sont séparées et commencent à migrer dans des directions opposées avant qu'elles n'aient eu le temps de se recombiner. Tant que les charges se meuvent dans le volume en suivant les lignes de champ, et jusqu'à ce qu'elles atteignent les électrodes, elles participent à l'établissement d'un courant. Nous remarquons que les trous et les électrons, qui migrent dans des directions opposées, produisent un courant dans le même sens et somment ainsi leurs contributions. Dans l'hypothèse simpliste où il n'y a pas de piège dans le matériau, le courant induit est constant pendant le temps de transit des charges. L'intégration du courant sur le temps de transit donne la charge collectée (cf. Figure 3-11).

Le courant induit est la somme des courants d'électrons et de trous et s'exprime de la façon suivante :

$$I(t) = I_{\text{électrons}}(t) + I_{\text{trous}}(t) = \frac{\delta Q_{\text{électrons}}(t)}{\delta t} + \frac{\delta Q_{\text{trous}}(t)}{\delta t} \quad (\text{Eq 3-25})$$

On peut également écrire le courant comme :

$$I(t) = \frac{\delta Q_{\text{électrons}}(t)}{\delta x_{\text{électrons}}} \frac{\delta x_{\text{électrons}}}{\delta t} + \frac{\delta Q_{\text{trous}}(t)}{\delta x_{\text{trous}}} \frac{\delta x_{\text{trous}}}{\delta t} \quad (\text{Eq 3-26})$$

où $Q_{\text{électrons}}$ et Q_{trous} sont les charges des électrons et des trous qui migrent dans le matériau et $x_{\text{électrons}}$ et x_{trous} les positions des plans de charges par rapport à la cathode à l'instant t .

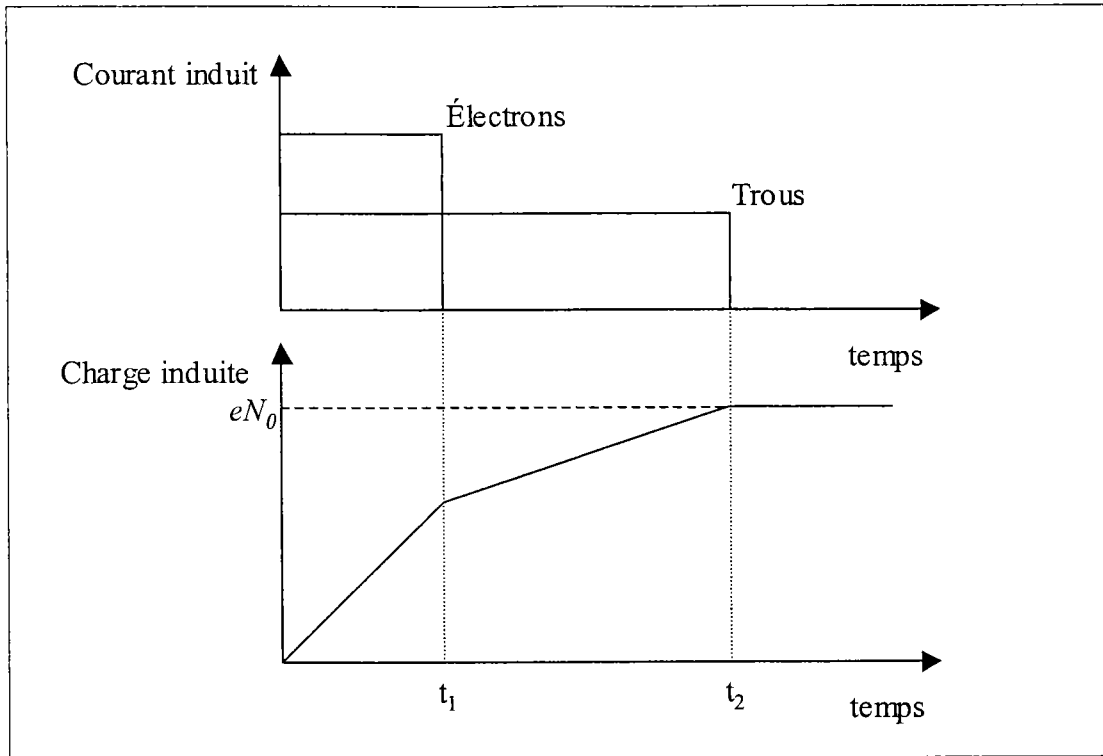


Figure 3-11 : Principe d'induction du signal dans un détecteur. Le graphe du haut montre le courant induit par le flot d'électrons et de trous dans le semi-conducteur qui suit la création de N_0 paires électron-trou. Le graphe du bas illustre l'établissement dans le temps de la charge totale collectée. On considère ici que les trous sont plus lents que les électrons et qu'il n'y pas de perte de charges.

Les vitesses de migration des électrons et des trous $\frac{\delta x_{\text{électrons}}}{\delta t}$ et $\frac{\delta x_{\text{trous}}}{\delta t}$ s'écrivent :

$$\frac{\delta x_{\text{électrons}}}{\delta t} = \mu_e E \quad (\text{Eq 3-27})$$

$$\frac{\delta x_{\text{trous}}}{\delta t} = \mu_t E \quad (\text{Eq 3-28})$$

où E est le champ électrique extérieur appliqué et μ_e et μ_t les mobilités des électrons et des trous.

En combinant ces équations avec les expressions des charges induites issues du théorème de Ramo (§3.2.1), on obtient :

$$I(t) = \frac{qE}{L} (\mu_e n(x,t) + \mu_t p(x,t)) \quad (\text{Eq 3-29})$$

où L est la distance inter-électrode, $n(x, t)$ et $p(x, t)$ les densités d'électrons et de trous mobiles à la position x et à l'instant t .

On peut alors envisager plusieurs scénarios suivant que les densités n et p des électrons et des trous varient ou non en fonction du temps et de la position du plan de charges dans le détecteur.

Si l'on considère les hypothèses formulées par Hecht⁶³, à savoir :

1. le champ électrique appliqué est uniforme,
2. la distribution des charges électriques créées est une distribution de Dirac,
3. il y a piégeage des porteurs avec les constantes de temps τ_e et τ_t respectivement, pour les électrons et les trous,
4. il n'y a pas de dépiégeage dans le temps de collection,
5. il n'y a pas de diffusion des porteurs.

Alors, on peut écrire les expressions de n et p :

$$n(x, t) = N_0 \exp\left(\frac{-t}{\tau_e}\right) \text{ et } p(x, t) = P_0 \exp\left(\frac{-t}{\tau_t}\right) \quad (\text{Eq 3-30})$$

où N_0 et P_0 sont les densités d'électrons et de trous initiales et sont égales en considérant négligeable le nombre de porteurs de charge intrinsèques.

L'expression du courant en fonction du temps devient alors :

$$I(t) = \frac{qEN_0}{L} \left(\mu_e \exp\left(\frac{-t}{\tau_e}\right) + \mu_t \exp\left(\frac{-t}{\tau_t}\right) \right) \quad (\text{Eq 3-31})$$

En intégrant cette expression, on obtient, pour une charge initiale nulle et pour une profondeur d'interaction telle que le temps de transit des électrons t_{ie} est plus court que le temps de transit des trous t_{it} (cas le plus fréquent dans le CdTe pour une irradiation par la cathode et pour des énergies modérées) :

- Pour $t < t_{te}$ (i.e., pour les temps plus courts que le temps de transit des électrons) :

$$Q(t) = \frac{qEN_0}{L} \left[\mu_e \tau_e \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_e}\right) \right) + \mu_i \tau_i \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_i}\right) \right) \right] \quad (\text{Eq 3-32})$$

- Pour $t_{te} < t < t_{tt}$ (i.e., pour les temps compris entre la fin d'arrivée des électrons et la fin d'arrivée des trous) :

$$Q(t) = \frac{qEN_0}{L} \left[\mu_e \tau_e \left(1 - \exp\left(\frac{-t_{te}}{\tau_e}\right) \right) + \mu_i \tau_i \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_i}\right) \right) \right] \quad (\text{Eq 3-33})$$

- Pour $t > t_{tt}$ (i.e., une fois tous les porteurs collectés – Relation de Hecht) :

$$Q(t) = \frac{qEN_0}{L} \left[\mu_e \tau_e \left(1 - \exp\left(\frac{-t_{te}}{\tau_e}\right) \right) + \mu_i \tau_i \left(1 - \exp\left(\frac{-t_{tt}}{\tau_i}\right) \right) \right] \quad (\text{Eq 3-34})$$

où t_{te} et t_{tt} s'écrivent en fonction de la profondeur d'interaction z par rapport à la cathode, de l'épaisseur L du détecteur, de la mobilité des électrons et des trous μ_e et μ_i de l'intensité du champ électrique E :

$$t_{te} = \frac{-(L-z)}{\mu_e E} \quad \text{et} \quad t_{tt} = \frac{-z}{\mu_i E} \quad (\text{Eq 3-35})$$

Nous remarquons qu'il existe une profondeur d'interaction z_0 pour laquelle la perte de charges est minimale (valeur maximale de la relation de Hecht) :

$$z_0 = \frac{L}{1 + \frac{\mu_e \tau_e}{\mu_i \tau_i}} \quad (\text{Eq 3-36})$$

Cette relation nous conduit à justifier l'intérêt d'irradier les détecteurs de préférence du côté de la cathode (face négative). En effet, dans la mesure où dans le CdTe, les propriétés de transport des électrons sont bien meilleures que celles des trous, on a tout intérêt à favoriser leur contribution au signal en les obligeant à parcourir la plus grande partie du

détecteur. La valeur de z_0 est petite ce qui signifie que l'efficacité de collection est d'autant meilleure que l'interaction a lieu près de la cathode.

Par ailleurs, le temps d'établissement du signal le plus court a lieu lorsque les électrons et les trous sont collectés en même temps, c'est-à-dire lorsque $t_{ie} = t_{it}$. Ceci se produit pour une interaction à la profondeur z_{court} :

$$z_{court} = \frac{\mu_t}{\mu_e + \mu_t} \quad (Eq\ 3-37)$$

Il se trouve que dans notre matériau (CdTe :Cl THM ACRORAD), les profondeurs z_{court} et z_0 sont presque confondues. On aura donc la meilleure efficacité de collection pour les impulsions les plus rapides.

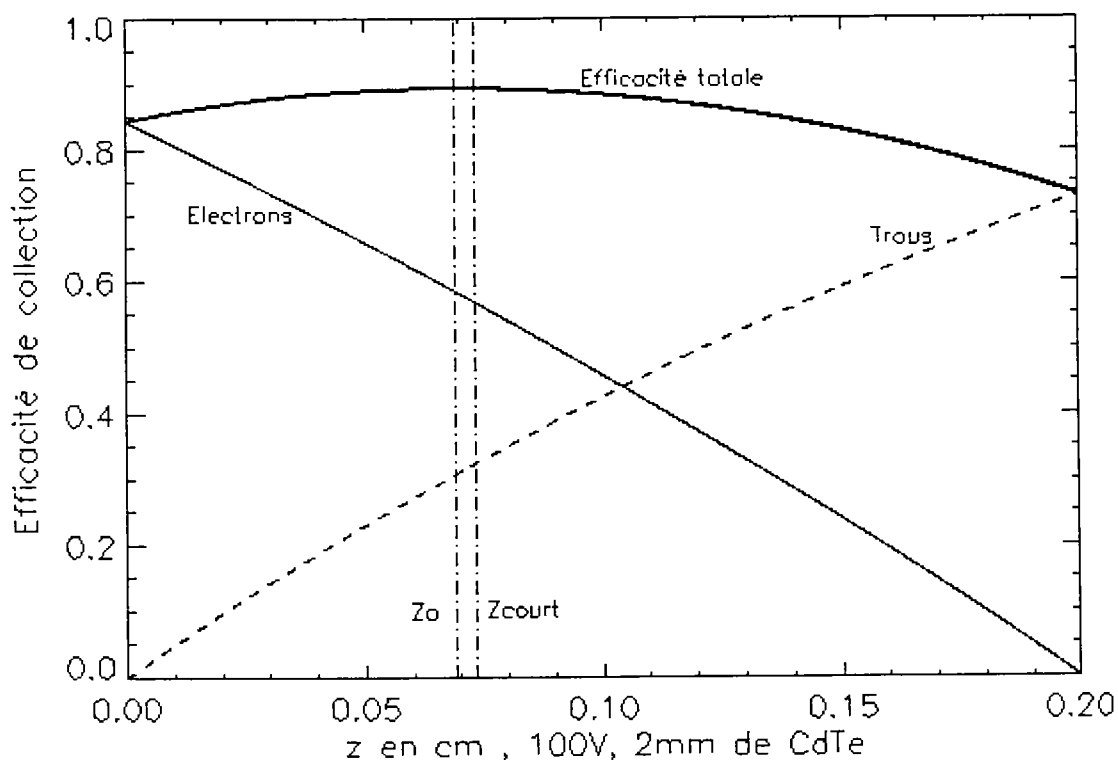


Figure 3-12 : Efficacité de collection calculée à partir de la relation de Hecht pour le CdTe :Cl THM ACRORAD ; on distingue la perte finale en fonction de la profondeur d'interaction pour les électrons en trait plein et mince et pour les trous en pointillés. L'efficacité de collection totale apparaît en trait plein épais. Les profondeurs de meilleure collection (z_0) et de temps de collection le plus court (z_{court}) figurent verticalement en pointillés. Les paramètres de transport pour les électrons sont ceux mesurés et détaillés dans la suite du texte.

3.2.4 Perte de charges et pertes balistiques

Pour aboutir au spectre de photons, les impulsions électriques induites dans le détecteur doivent être amplifiées, mises en forme, et analysées. Le temps de montée des impulsions en sortie d'un préamplificateur de charges correspond au temps de transit des porteurs dont nous avons précédemment donné les définitions.

La mesure de l'amplitude est proportionnelle, à la perte de charges près, à l'énergie déposée dans le détecteur. Pour que cette amplitude soit totalement mesurée, le temps de mise en forme* doit au moins être égal au temps de montée le plus long. Le temps de mise en forme, choisi suivant le bruit en sortie, est directement relié à la résolution spectrale. Une constante de temps courte favorise le bruit série généralement causé par le bruit thermique du transistor à effet de champ de l'amplificateur de tête alors qu'une constante de temps longue favorise le bruit parallèle comme celui lié au courant de fuite par exemple. Dans le cas de notre chaîne de mesure, le filtrage optimal correspond à une constante de temps comprise entre 1 et 2 μ s. C'est une durée bien plus courte que celle des impulsions les plus lentes (de l'ordre de la dizaine de microsecondes). Par conséquent, les impulsions dont les temps de montée sont plus longs que ce temps subiront un déficit balistique.

Dans le cas du CdTe :Cl THM, dans la géométrie d'ISGRI, la perte balistique domine largement la perte de charges par piégeage au cours du transit des porteurs dans le volume du matériau.

* Le temps de mise en forme est approximativement l'inverse de la fréquence de coupure basse du filtre.

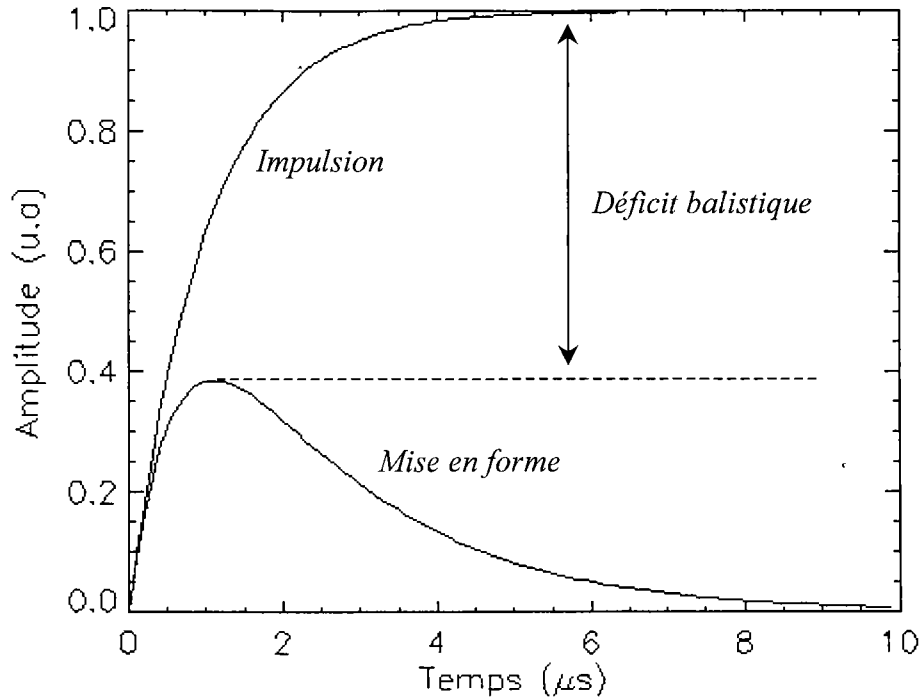


Figure 3-13: Définition de la perte balistique. A constante de temps de mise forme donnée, le déficit balistique varie avec le temps de montée des impulsions. La figure représente le déficit typique observé pour un signal induit par le transit des trous issus de l'interaction d'un photon dans le fond du détecteur. Leur temps de transit est de l'ordre de 5 μs pour une tension de polarisation de 100 V alors que le temps de mise en forme est d'environ 2 μs .

3.2.5 Effet spectroscopique de la perte de charges

Les conséquences de la perte de charges intrinsèque et de la perte de charges balistique sont immédiates sur les spectres de photons. Il y apparaît un élargissement de l'aile gauche des raies (basse énergie). Le mélange des raies est inévitable puisque des photons sont mesurés avec une énergie plus basse qu'elle ne l'est.

La figure 3-14 illustre l'effet de la perte de charges et de la perte balistique sur les spectres de photons. Considérons la raie principale émise par une source de cobalt 57. Les photons de 122,06 keV qu'émet la source sont susceptibles d'interagir à toutes les profondeurs d'un détecteur CdTe ISGRI de deux millimètres d'épaisseur, avec une plus grande probabilité sur la face d'entrée. Les photons qui interagissent près de la surface induisent un signal rapide (principalement dû au transit des électrons) et donc des pertes de charges et balistiques faibles. Ces photons sont mesurés « entièrement » car les temps de

montée des signaux qu'ils induisent sont dans la bande passante du filtre de la voie amplitude. Leur position dans le spectre se trouve dans le pic d'absorption totale.

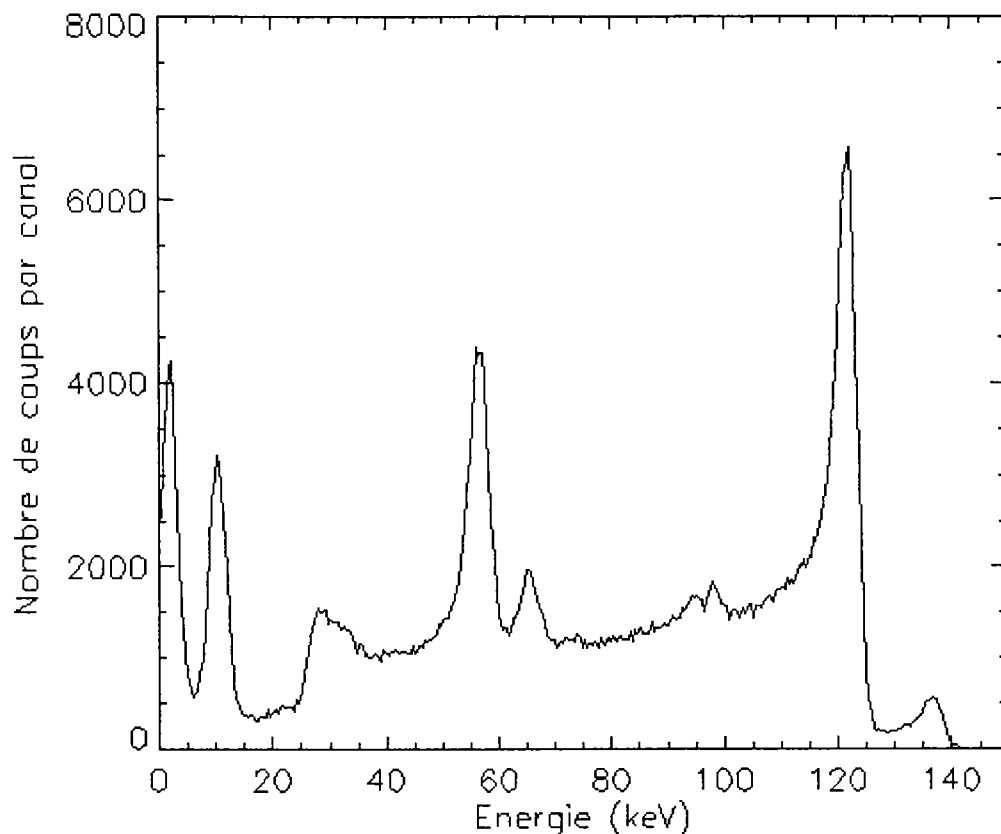


Figure 3-14: Spectre d'une source de cobalt 57 placée dans un collimateur en tungstène avec un CdTe ISGRI (19°C, 100V) et une chaîne de lecture de laboratoire équipée d'un préamplificateur de charges faible bruit (réf. eV-5093). On distingue aisément de gauche à droite le pic de bruit (seuil bas effectif vers 5keV), le pic de ^{57}Fe (14.4 keV), la bosse de « fin des trous » (~30 keV), les pics de fluorescence K_α et K_β du tungstène (59 keV et 68 keV), les pics principaux du cobalt 57 (122 keV et 136 keV). Les raies d'échappements du Te et du Cd (95 keV et 99 keV) sont tout juste spectralement résolues.

En revanche, les photons qui déposent leur énergie dans le fond du détecteur vont induire un signal lent (principalement dû au transit des trous). La perte balistique est alors maximale et l'amplitude mesurée est équivalente à l'énergie qu'aurait déposé un photon de 35 keV à la surface du détecteur ! La confusion est inévitable dans ce cas figure. C'est la même chose pour une partie des événements mesurés entre le pic d'absorption totale et la bosse de « fin des trous ». Les photons rétro-diffusés dans les matériaux environnants sont principalement responsables de la bosse de « fin des trous ».

Si le détecteur et l'électronique n'avaient pas produit de perte de charges ni de perte balistique, le pic d'absorption total aurait été symétrique et le rapport pic sur vallée aurait été très grand. Dans notre spectre, ce rapport est d'environ 4,6 pour le pic 122 keV et la vallée à 105 keV.

3.3 Mesure bi-paramétrique

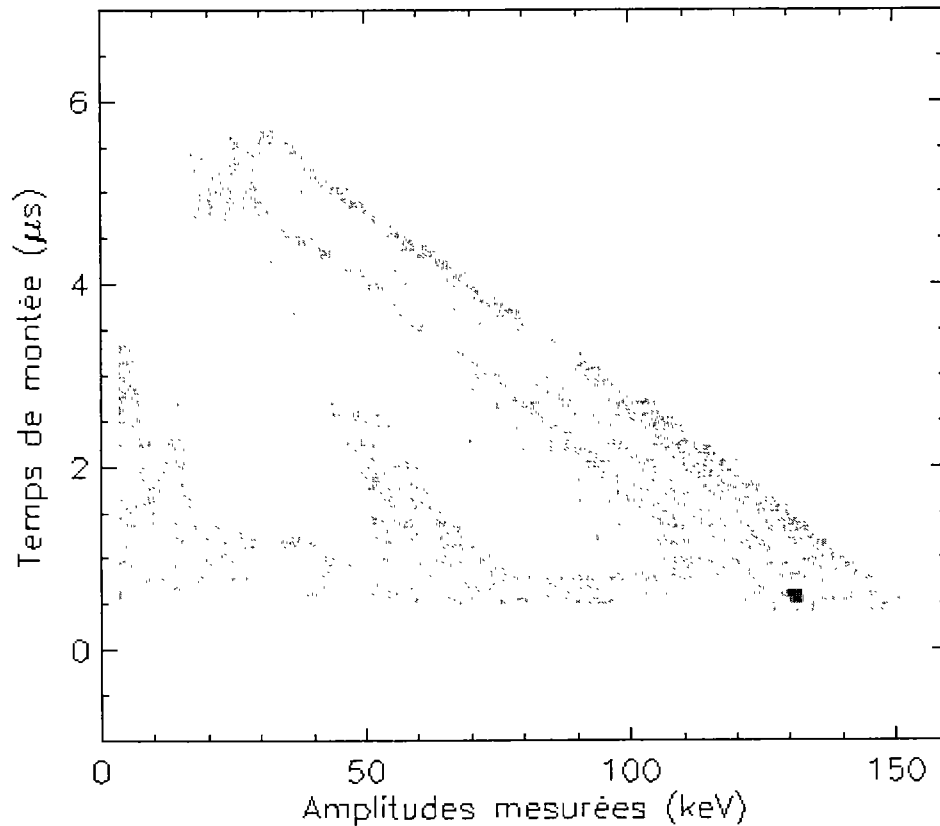


Figure 3-15 : Spectre « bi-paramétrique » d'une source de cobalt 57 à l'aide d'un détecteur CdTe ISGRI sous 100V à 19°C. Histogramme à deux dimensions des dépôts d'énergie dans le CdTe en fonction du temps de montée et de l'amplitude des impulsions électriques qu'ils induisent.

Pour s'affranchir de la perte de charges, il est possible de mesurer simultanément l'amplitude et le temps de montée des impulsions. La figure 3-15 illustre ce type de mesure appelée « spectre bi-paramétrique ». Elle est réalisée grâce à une électronique spécifique⁶⁴. Nous observons une corrélation⁶⁵ qui autorise à faire une correction de perte de charges⁶⁶. En

effet, à chaque énergie déposée à une profondeur donnée dans le détecteur ne correspond qu'une seule position temps de montée – amplitude.

3.3.1 Correction de perte de charges et performances

Le spectre bi-paramétrique peut être vu comme un spectre d'amplitude standard à chaque intervalle de temps de montée, mais dont le gain diminue lorsque le temps de montée augmente. La correction de la perte de charges correspond alors à une correction de gain par intervalle de temps. Ce principe conduit à ce que la résolution en énergie dépende du temps de montée.

Il est entendu que les événements à long temps de montée apportent par conséquent une information spectrale médiocre, mais leur élimination conduirait inéluctablement à une perte d'efficacité de détection, en particulier au-delà de 150 keV, où ils sont en nombre élevé relativement aux plus faibles énergies.

Le diagramme bi-paramétrique et les sélections en temps de montée permettent alors de favoriser la sensibilité (prise en compte de tous les photons) ou bien la résolution spectrale (à 100 V, temps de montée inférieurs à la microseconde) suivant les besoins et la statistique disponible.

La figure 3-16 illustre l'effet de la correction de la perte de charges et du déficit balistique sur la spectroscopie. Nous vérifions que les pics sont plus hauts, indiquant une augmentation de l'efficacité dans les pics d'absorption totale. Par ailleurs, la forme des pics est élargie à la base. Elle est devenue quasiment symétrique. La notion de résolution a désormais un sens. Cependant, la forme des pics n'est pas gaussienne mais plutôt lorentzienne. Finalement, nous remarquerons l'amélioration du rapport pic sur vallée (~16 pour le rapport des hauteurs des pics 122 keV/105 keV)

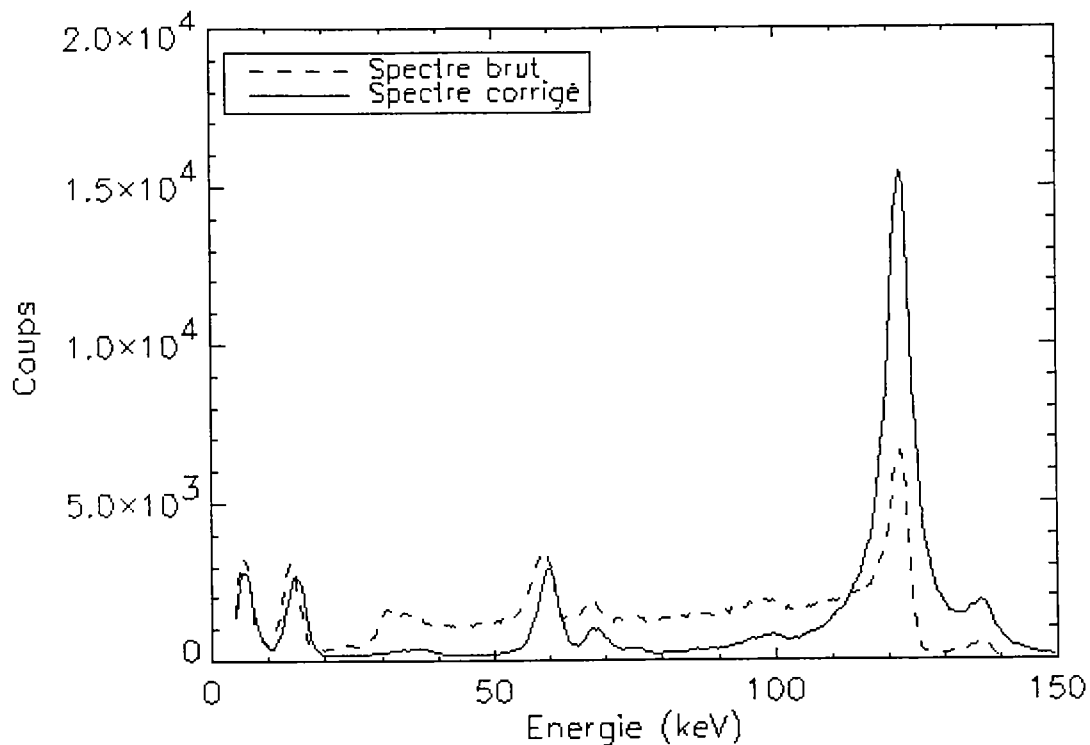


Figure 3-16 : Spectre brut et spectre corrigé de la perte de charges et du déficit balistique à partir d'une mesure bi-paramétrique. Il est notable sur le spectre corrigé que la hauteur du pic de la raie du cobalt 57 à 122 keV est nettement plus haute que sur le spectre brut. La forme du pic a changé et s'est élargie à la base.

3.3.2 Chaîne de mesure bi-paramétrique

La chaîne de mesure bi-paramétrique est composée d'un préamplificateur de charge bas bruit. Le signal est ensuite distribué sur deux voies de filtres indépendantes dont les bandes passantes sont ajustées pour optimiser d'une part la mesure de l'amplitude dans la gamme d'énergie 0 à 1 MeV et d'autre part la mesure du temps de montée des impulsions dans la gamme 470 ns à 8 μ s. L'électronique délivre alors deux signaux proportionnels à l'amplitude et au temps de montée, lesquels sont encodés simultanément et enregistrés sur un ordinateur équipé d'une carte d'acquisition multi-paramètres.

3.3.3 Remarque sur le choix du CdTe:Cl THM ACROTEC pour ISGRI

Le choix des détecteurs ISGRI s'est tourné vers le « fondeur » japonais ACROTEC. Ce dernier s'est montré capable de fournir des détecteurs dont les propriétés de transport des trous étaient suffisamment bonnes pour que l'on puisse exploiter la relation bi-paramétrique.

3.4 Propriétés de transport des porteurs de charge dans le CdTe

Que ce soit pour dimensionner une électronique de lecture ou optimiser les points de fonctionnement d'un détecteur CdTe, il est très important de caractériser par des mesures physiques les propriétés de transport des porteurs de charge. En effet, suivant le modèle de Hecht que nous avons détaillé, nous sommes en mesure d'associer la réponse d'un détecteur avec la mobilité de ses porteurs de charge et leur constante de temps de piégeage en fonction de la tension de polarisation. Mais qu'en est-il des variations des propriétés de transport elles-mêmes avec la température et la tension de polarisation ? En nous reposant dans un premier temps sur le modèle de Hecht, nous avons élaboré une méthode de caractérisation destinée à la mesure de ces paramètres.

3.4.1 Méthode de mesure

Notre objectif étant de comprendre le comportement du CdTe en fonction de ses conditions d'utilisation, nous avons mis en œuvre un banc de mesure permettant de les maîtriser (cf. figure 3-17).

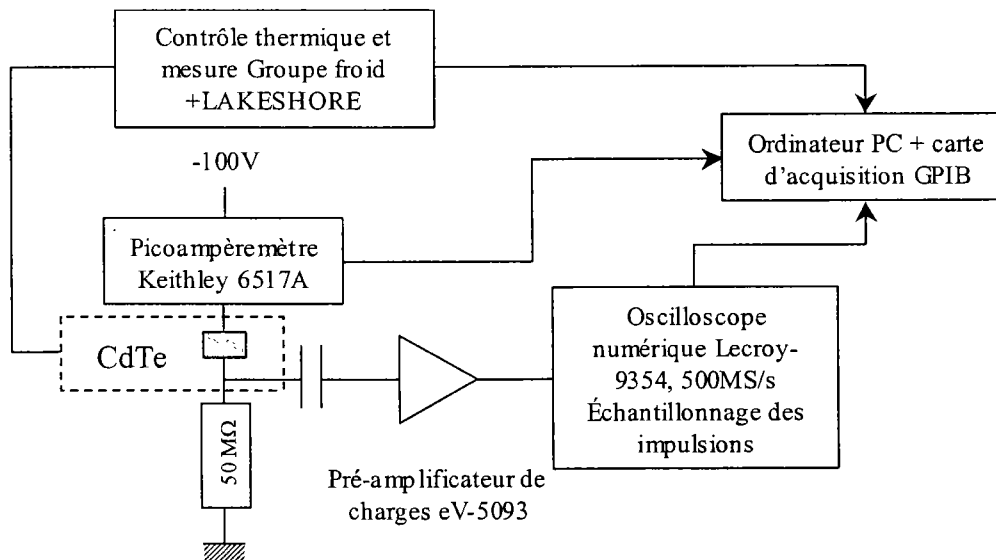


Figure 3-17 : Schéma de principe de la méthode d'acquisition des impulsions électriques produites dans le CdTe après l'interaction d'un photon. Le CdTe est positionné dans une petite enceinte dont nous contrôlons et mesurons la température. Un oscilloscope numérique échantillonne les impulsions électriques qui sont ensuite enregistrées sur ordinateur. Nous pouvons en lieu et place de l'oscilloscope insérer une chaîne de mesure spectroscopique gamma standard (acquisition multi-canaux ou bi-paramétrique). Le courant de fuite est aussi mesuré en permanence.

Le banc est composé d'un groupe froid pour la mise en température du détecteur dans son support (-40°C à $+30^{\circ}\text{C}$), d'un picoampèremètre pour la mesure du courant de fuite, d'un préamplificateur de charges et de la chaîne d'acquisition bi-paramétrique ou d'un oscilloscope numérique. Le tout est relié à un ordinateur.

Lorsqu'un événement gamma se produit dans le détecteur CdTe, le signal induit à ses bornes est amplifié, puis échantillonné par l'oscilloscope numérique. Les impulsions échantillonnées dans diverses conditions de tension et de température sont analysées à l'aide de programmes informatiques de deux natures. Premièrement il nous est possible de faire l'analyse des impulsions en ajustant le modèle de Hecht aux données par la méthode des moindres carrés. D'autre part, nous pouvons analyser les impulsions en déterminant leurs temps de montée et leurs hauteurs sans faire d'hypothèse sur les valeurs initiales des paramètres du modèle de Hecht. Cette dernière méthode conduit à la génération de spectres bi-paramétriques dépourvus de perte de charges balistique. L'intérêt de cette méthode est de consolider le résultat de la première.

3.4.2 Mesures des paramètres des porteurs

3.4.2.1 En fonction de la tension

Parmi les mesures qui ont été réalisées, nous n'avons pas mis en évidence de variation significative des propriétés de transports des trous et des électrons avec la tension dans la gamme 40-140 V (gamme de réglage à bord d'ISGRI) pour un détecteur à l'équilibre à 20°C . La gamme explorée est restreinte et ne sort pas d'un domaine où le détecteur peut être considéré à l'équilibre avec un comportement ohmique des contacts. Il n'y a donc pas de raison a priori pour qu'une variation soit attendue. En revanche, pour des tensions beaucoup plus élevées, les porteurs peuvent « s'échauffer » et perdre de leur mobilité.

De même, nous n'avons observé aucune variation significative des constantes de temps de piégeage.

3.4.2.2 En fonction de la température

Lorsque la caméra sera en vol, sa température devrait avoisiner 6°C. Les écarts sur le plan détecteur pourront atteindre quelques degrés du centre au bord et il est très probable que la température sera très stable si l'on se réfère aux expériences précédentes comme SIGMA. Cependant, la valeur moyenne estimée repose sur des calculs de simulation dont les paramètres ont été déterminés sur un modèle de test « thermomécanique » du satellite et à ce titre, il faut lui adjoindre une incertitude d'une dizaine de degrés.

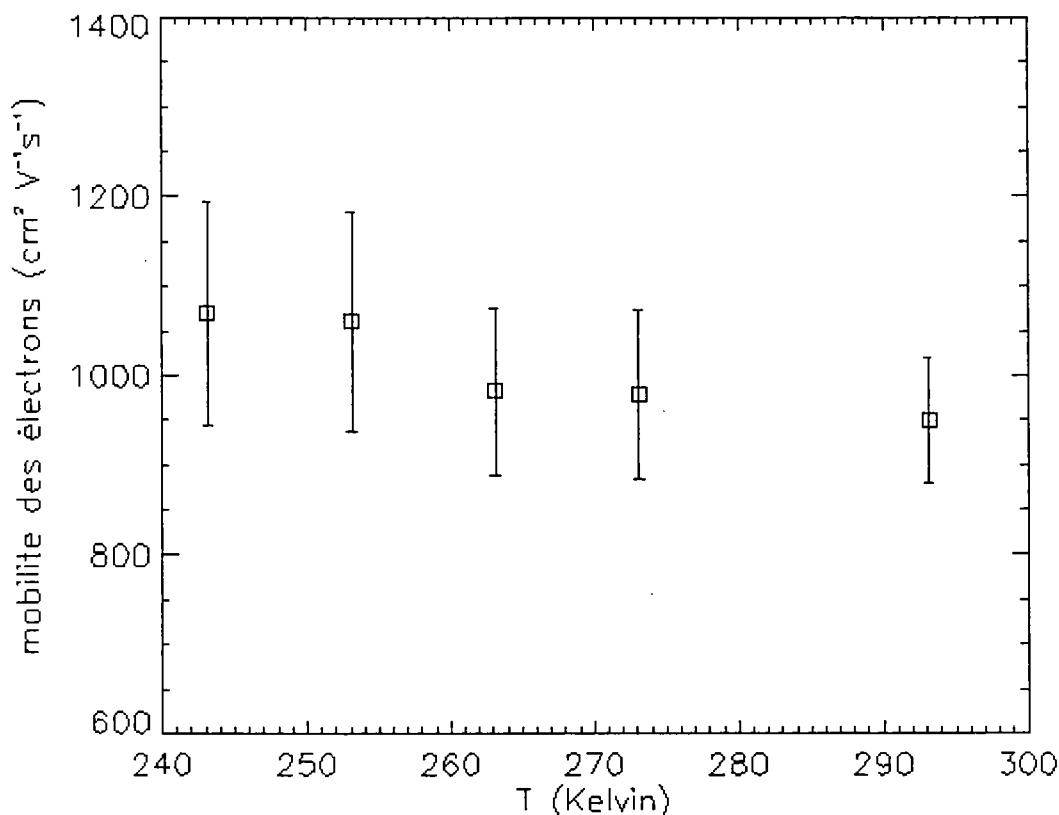


Figure 3-18 : Mobilité des électrons en fonction de la température du cristal de CdTe polarisé sous 100 V. Compte tenu des barres d'erreurs, il est difficile de conclure qu'une quelconque variation de la mobilité des électrons se produit dans le CdTe lorsque la température varie.

Nous avons voulu déterminer le comportement des porteurs de charge dans le CdTe sous l'influence des variations de température. Pour ce faire, nous avons utilisé d'une part la méthode d'échantillonnage des impulsions électriques délivrées par le CdTe et d'autre part des mesures bi-paramétriques.

La figure 3-18 montre la variation de la mobilité des électrons en fonction de la température du cristal. Une faible variation est perceptible bien que les barres d'erreurs soient telles que l'on ne puisse pas conclure. Toutefois, la tendance de la mobilité des électrons semble être à la hausse lorsque la température décroît. Si cette variation s'avérait significative, elle serait de moins de 10 % et resterait anecdotique dans la gamme de fonctionnement d'ISGRI, c'est-à-dire entre -20°C et $+20^{\circ}\text{C}$. En effet, la variation de temps de transit qu'induirait une variation de 10 % de la mobilité des électrons et également de 10 %, ce qui reste bien inférieur à la résolution de la voie temps de montée de l'électronique bi-paramétrique pour les temps de transit les plus courts.

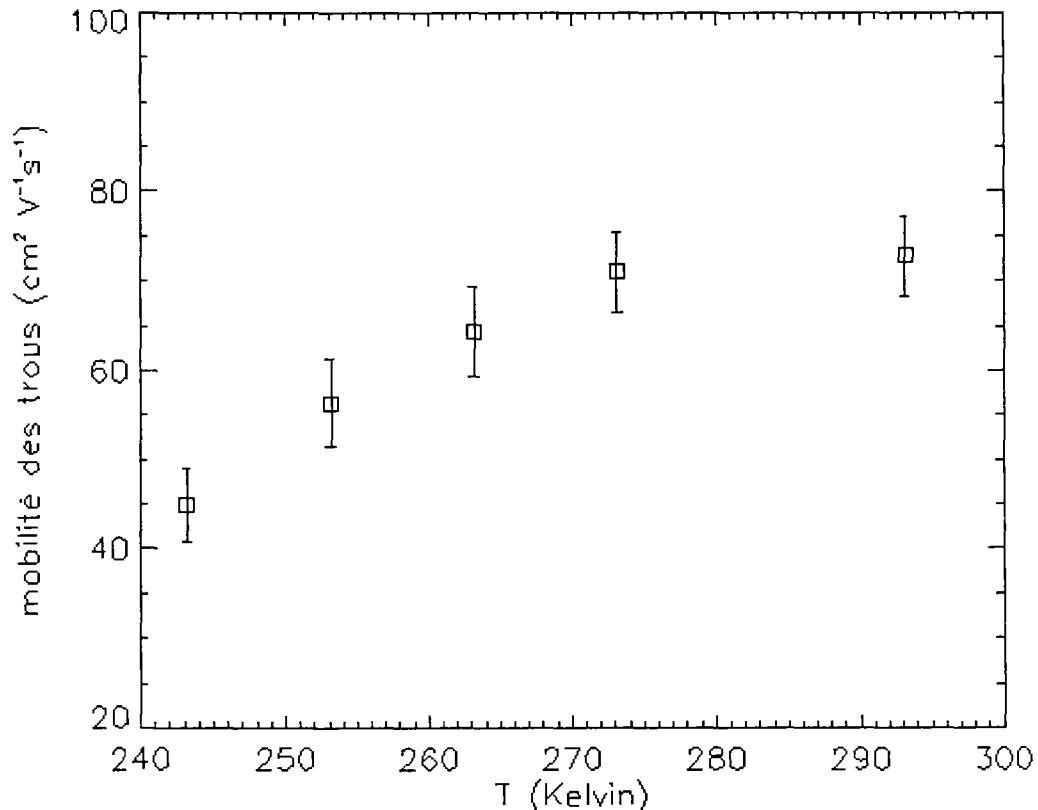


Figure 3-19 : Mobilité des trous en fonction de la température du cristal de CdTe polarisé sous 100 V. La mobilité des trous chute avec la température ce qui implique que les temps de transit augmentent lorsque la température diminue.

Les trous ayant une mobilité plus faible que les électrons, c'est leur contribution qui domine pour la détermination du temps de montée des impulsions. Ce sont donc leurs propriétés de transport qui nous intéressent le plus. En particulier, la perte balistique de la

mesure bi-paramétrique est directement reliée au temps de transit des trous, ce qui influence directement les performances spectrales. La figure 3-19 présente les variations de mobilité des trous enregistrées en fonction de la température. Le résultat de cette mesure nous montre que les trous perdent environ 40 % de leur mobilité entre +20°C et -30°C. De même, nous constatons que le temps de transit des trous augmente dans les mêmes proportions pour cette gamme de température.

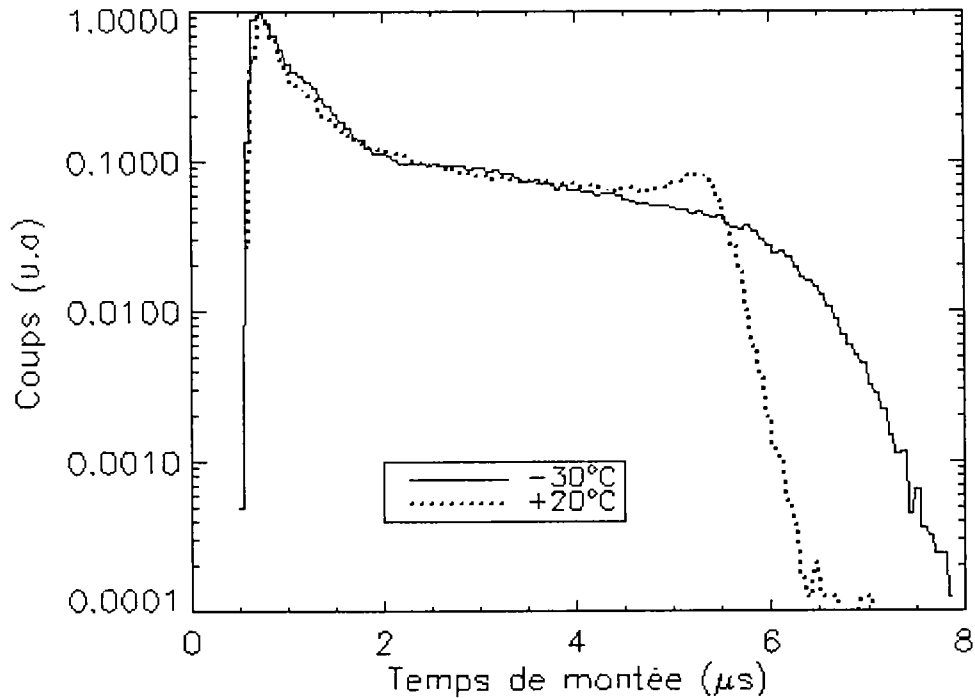


Figure 3-20 : Spectre de temps de montée pour un détecteur CdTe polarisé sous 100 V et irradié par une source de cobalt 57. Nous remarquons la différence de temps de montée pour les impulsions les plus longues en fonction de la température. En revanche, la résolution en temps de montée ne nous permet pas d'apprécier une variation de mobilité des électrons par le déplacement du pic principal qui correspond au temps de montée des impulsions les plus rapides dues au transit des électrons.

La figure 3-20 représente la distribution des temps de montées d'un détecteur CdTe polarisé sous 100 V pour deux températures extrêmes de fonctionnement. On peut vérifier sur ce graphique que la coupure haute se déplace vers les grandes valeurs de temps de montée lorsque la température diminue. Toutefois, l'écart de temps de montée pour les coupures à +20°C et à -30°C ne diffère pas tout à fait de 40 % car, au-delà de 8 μs de temps de montée, l'électronique bi-paramétrique est saturée. Il est justement intéressant de remarquer les effets des variations thermiques de la mobilité des trous sur la qualité des mesures bi-paramétriques.

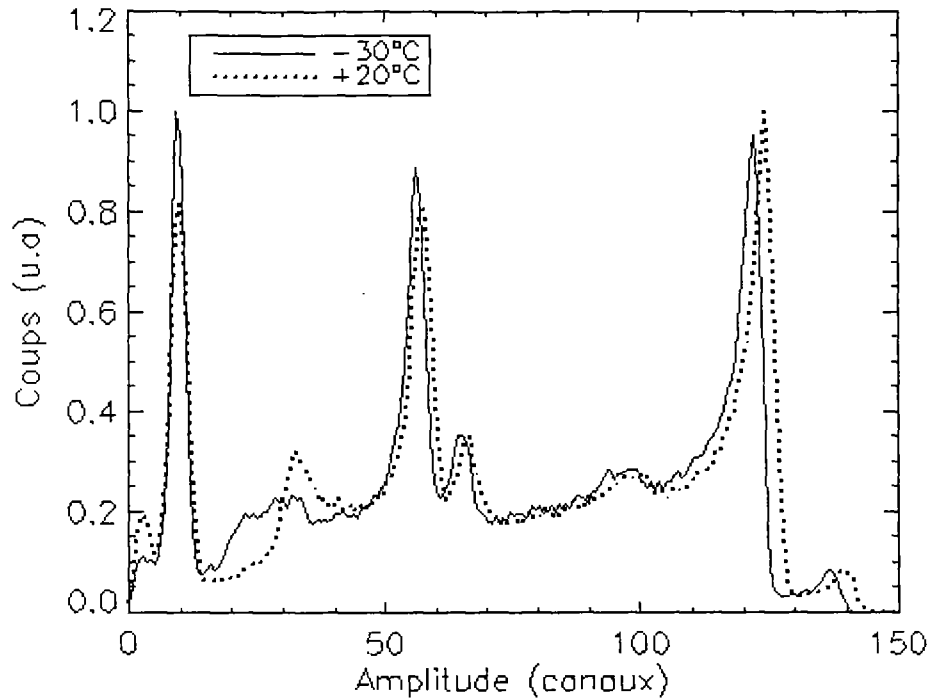


Figure 3-21 : Spectre d'amplitude d'une source de cobalt 57 avec un détecteur CdTe polarisé sous 100 V pour deux températures extrêmes d'utilisation. L'étalonnage approximatif de l'axe des abscisses est de 1 keV par canal. Nous notons dans la gamme 20-50 keV le déplacement de la bosse de fin des trous. La variation de gain sur le spectre brut est également une conséquence de la perte de mobilité des trous avec la température. En revanche, le pic de la raie de 14,4 keV est immuable puisque la contribution des trous y est négligeable (les photons de 14,4 keV sont absorbés très près de la surface du détecteur).

En conséquence de l'augmentation du temps de transit maximum des trous, nous pouvons observer l'influence sur la morphologie d'un spectre brut. Hormis le décalage vers les basses énergies de la « bosse de fin des trous » vers 30 keV, nous remarquons le déplacement vers les bas canaux des pics pour lesquels la perte balistique ne peut être négligée. En revanche, la position du pic de la raie à 14,4 keV, pour laquelle la contribution des trous est négligeable (puisque les photons de cette énergie sont principalement absorbés à la surface du détecteur), reste constante et démontre que le gain dans le détecteur n'a pas changé. La perte de gain apparente avec la température à plus haute énergie (60 keV et 122 keV) n'est due qu'à la diminution de la mobilité des trous.

Nous avons également mesuré les constantes de temps de piégeage des trous et des électrons. Nous n'avons observé aucune variation de ces paramètres dans la gamme de température étudiée.

3.4.2.3 En fonction de la profondeur d'interaction

Parmi les paramètres de la relation de Hecht (cf. §3.2.3.), nous trouvons les temps de transit des porteurs entre leur position de création et les électrodes. Il est facile de transposer ces temps en profondeur d'interaction équivalente (cf. Eq. 3-35), valeur contrainte par les deux temps de transit des électrons et des trous. A chaque ajustement d'impulsion électrique, nous sommes en mesure de déterminer la profondeur d'interaction et les paramètres de transport de charge et ceci dans l'hypothèse d'un champ électrique constant.

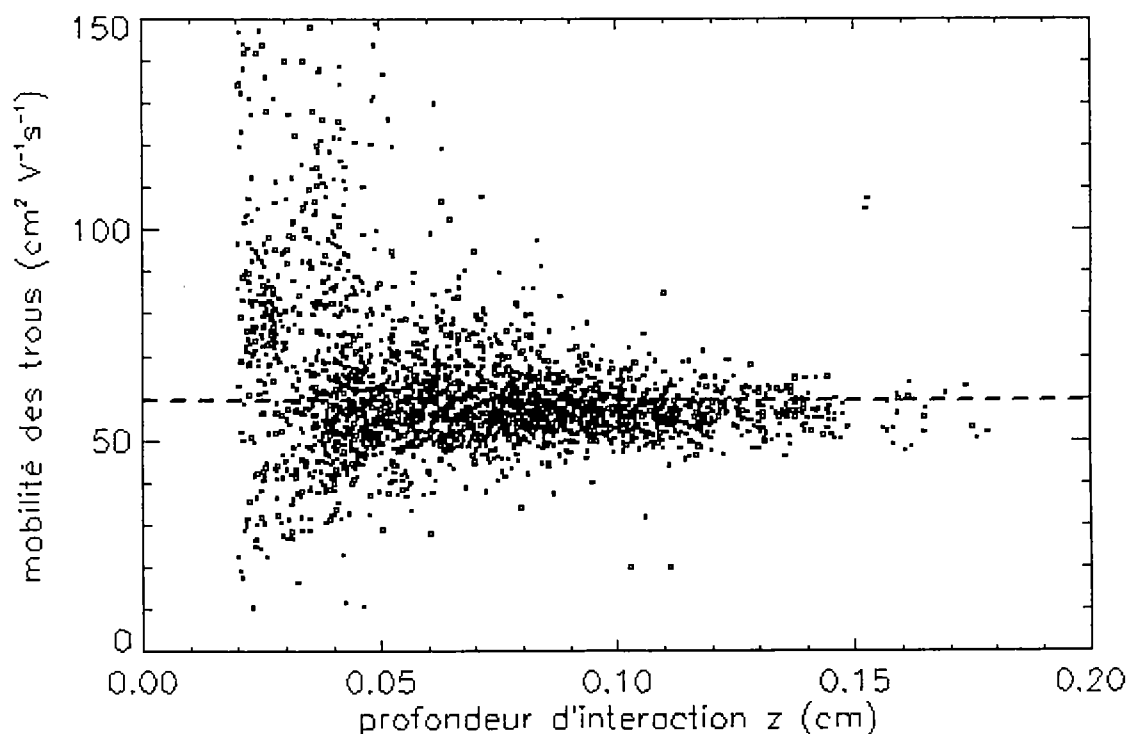


Figure 3-22 : Mobilité des trous en fonction de la profondeur de pénétration dans le détecteur CdTe polarisé sous 100 V à -20°C . La dispersion à faible profondeur (près de la cathode) est due à la difficulté d'ajuster le modèle de Hecht sur des impulsions pour lesquelles les trous ont une contribution négligeable. Le trait en pointillé est le meilleur ajustement linéaire pour cette distribution. Sa pente est quasiment nulle.

La figure 3-22 montre la mobilité des trous en fonction de la profondeur d'interaction. La mobilité est constante et indique que le champ électrique est homogène dans le volume du détecteur. La dispersion de mobilité pour les faibles profondeurs d'interaction provient du fait qu'il est difficile de déterminer les propriétés de transport des trous lorsque leur contribution devient négligeable dans le signal. La mobilité moyenne n'a pas de raison de varier dans le

volume du détecteur si celui-ci est suffisamment homogène. Par conséquent, si le champ électrique n'avait pas été homogène dans le volume, la mobilité apparente des porteurs de charge en fonction de la profondeur d'interaction aurait été variable.

3.4.2.4 Synthèse des mesures par la méthode d'échantillonnage

	<i>Trous</i>	<i>Electrons</i>
Mobilité ($\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$)		
à $+20^\circ\text{C}$	$72,8 \pm 4,5$	$949,8 \pm 69,5$
à 0°C	$71,0 \pm 4,5$	$979,0 \pm 94,4$
à -20°C	$56,4 \pm 4,9$	$1060,6 \pm 123,7$
Constante de piégeage à 20°C (μs)	$6,5 \pm 1,7$	$1,2 \pm 0,2$

Table 3-3 : Synthèse des résultats de mesure des propriétés de transport des porteur de charge dans le CdTe ISGRI pour les trous et les électrons.

3.4.3 Limites de la méthode – Critiques des résultats

Notre estimation des paramètres de transport des porteurs de charge dans le CdTe nous donne des indications précieuses quant au fonctionnement des cristaux avec leur électronique associée lorsque la température et la tension varient. Cependant plusieurs points sont critiquables :

- Tout d'abord nous avons travaillé sur un petit nombre de détecteurs.
- De plus, les barres d'erreurs sont importantes quel que soit le paramètre étudié. La méthode d'ajustement converge plus ou moins bien suivant le type d'impulsion que nous traitons. En effet, une impulsion issue d'une interaction à la cathode ne fournit pas suffisamment de signal « trou » pour que l'ajustement soit irréprochable et que les propriétés des trous soient estimées avec une bonne précision. Il en est de même pour les interactions à l'anode vis-vis- des électrons.

- Enfin, la précision d'échantillonnage nécessaire pour l'étude des électrons n'est pas compatible avec celle nécessaire pour l'étude des trous, si bien que la fenêtre temporelle de l'oscilloscope, définie pour l'enregistrement des impulsions, est le résultat d'un compromis établi pour un cristal sous 100 V à 20°C. Par conséquent nous sommes assez confiants sur la valeur moyenne des constantes de temps de piégeage des trous à 100 V et 20°C, mais dubitatifs quant aux valeurs concernant les électrons.

Pour conclure, nous pensons qu'il serait intéressant pour les évolutions futures du banc de caractérisation des propriétés de transport des porteurs de charge d'opérer une sélection minutieuse des impulsions à traiter plutôt que de traiter des milliers d'impulsions brutes. De plus, nous pourrions ajuster porteur par porteur les réglages de l'oscilloscope. Les acquisitions seront alors moins efficaces et plus lentes mais les barres d'erreurs seront réduites. Enfin une plus grande statistique de détecteurs est indispensable même si par chance nos détecteurs sont remarquablement semblables (cf. §3.6).

3.4.4 Spectres bi-paramétriques sans perte balistique

L'analyse de la hauteur brute des impulsions et de leur temps de montée permet théoriquement d'obtenir une mesure bi-paramétrique dans laquelle la perte balistique n'intervient pas du tout. Nous avons étudié ces spectres dont un exemple est reproduit sur la figure 3-23. Ce type de représentation permet de percevoir la contribution réelle de la perte de charges dans la spectroscopie CdTe. Nous notons sur cette figure que le seuil bas est au-delà de 30 keV pour des raisons d'efficacité de l'expérience. Si le seuil est réglé trop bas (niveau de déclenchement de l'oscilloscope), nous acquérons des impulsions intraitables. En effet l'oscilloscope se déclenche très tardivement sur les impulsions les plus lentes, au point que le départ de certaines d'entre elles pourrait se trouver en dehors de la fenêtre temporelle d'acquisition. Une diminution du seuil bas obligerait à réduire la bande passante et la mesure risquerait alors de manquer de précision.

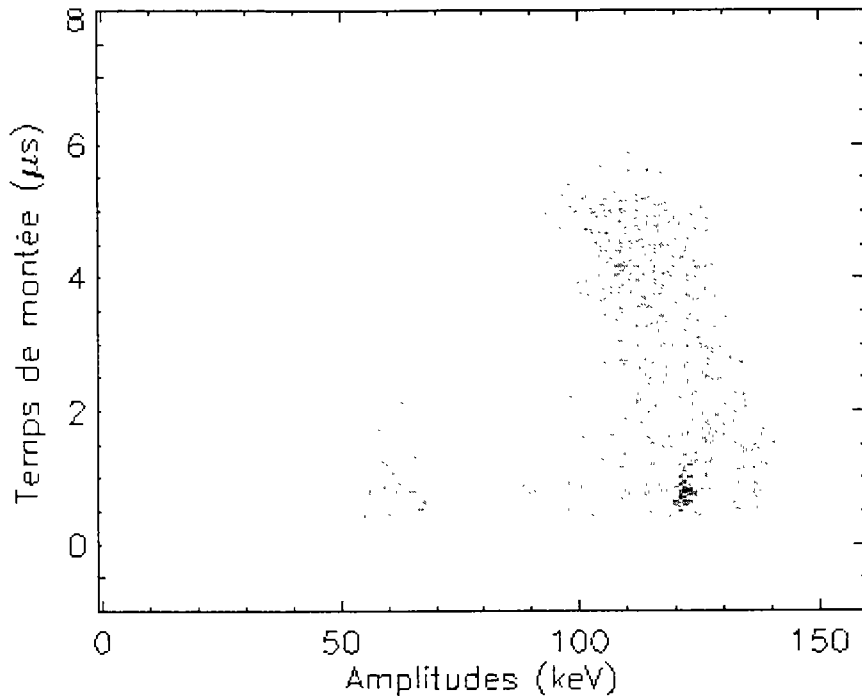


Figure 3-23 : Spectre bi-paramétrique d'une source de cobalt 57 obtenue avec un cristal de CdTe polarisé sous 100 V à 20°C. Ce spectre est issu de l'analyse numérique d'impulsions échantillonnées avec un oscilloscope dont la bande passante est telle que la perte balistique est négligeable.

En fait, il n'est pas tout à fait exact que la méthode d'analyse des impulsions supprime totalement la perte balistique. Cette hypothèse est correcte tant que la température et/ou la tension restent assez élevées (20°C et 100 à 140 V) pour que le temps de transit le plus long ne vienne pas en limite de bande passante de l'oscilloscope. Cependant, un programme de simulation Monte Carlo de génération d'impulsions nous a permis d'évaluer cette perte purement numérique et de corriger les spectres bi-paramétriques concernés. La méthode induit une perte balistique au grand maximum de 10 % pour les impulsions les plus lentes produites sous 40 V de tension de polarisation à 20°C.

3.4.5 Nouvelles valeurs proposées pour les constantes de piégeage

Prenons par exemple un spectre bi-paramétrique sans perte balistique obtenu par le traitement d'impulsions enregistrées alors que le détecteur CdTe polarisé sous 100 V à 20°C se trouvait éclairé par une source de cobalt 57. Nous pouvons reporter sur ce diagramme la trace calculée à partir des relations qui figurent au §3.2.3 en prenant pour les propriétés de

transport des porteurs de charge les valeurs du §3.4.2. Ce faisant, nous obtenons la trace en trait épais de la figure 3-24 qui à l'évidence ne coïncide pas avec les données.

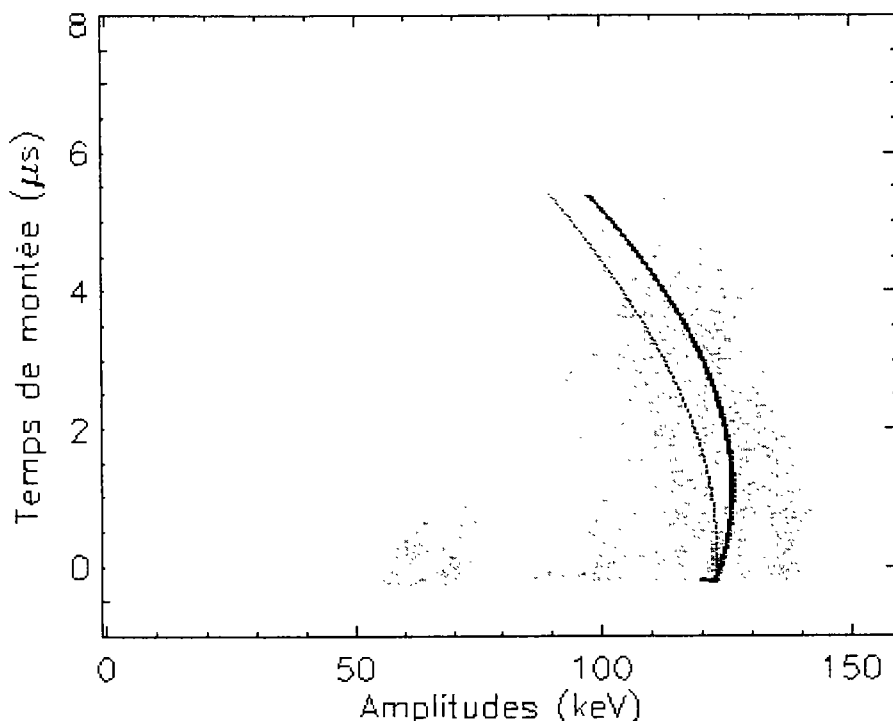


Figure 3-24 : Spectre bi-paramétrique sans perte balistique d'une source de cobalt 57 obtenue avec un cristal de CdTe polarisé sous 100 V à 20°C. Le trait noir épais représente la trace que l'on devrait obtenir en considérant les paramètres de transport des porteurs de charge donnés au §3.4.2. Le trait fin représente la trace obtenue en considérant une constante de temps de piégeage des électrons de 2,7 μ s au lieu de 1,2 μ s.

Une modification du temps caractéristique de piégeage des électrons suffit pour que nous obtenions une meilleure correspondance du modèle avec les données. Pour ce faire, nous avons affecté une constante de temps de piégeage des électrons de 2,7 μ s au lieu de 1,2 μ s. La trace obtenue pour cette nouvelle valeur est représentée par un trait fin sur la figure 3-24.

Nous concluons de cette observation que les paramètres de transport des trous ainsi que la mesure de la mobilité des électrons semblent correctement mesurés, mais que notre méthode d'ajustement des données au modèle de Hecht ne convient pas à la détermination du temps de piégeage des électrons dans les conditions de notre expérience, comme nous le remarquons déjà au §3.4.3.

3.4.6 $\mu\tau$ ou λ ?

Fort de la connaissance des valeurs usuelles qui caractérisent les propriétés de transport des porteurs de charge dans nos détecteurs CdTe, nous avons étudié la représentation classique de la loi de Hecht (cf. équation 3-34) qui donne le gain du détecteur en fonction de la tension de polarisation.

Pour nous assurer de ne pas mélanger les contributions dues à chaque type de porteur, nous avons pris soin de sélectionner dans les diagrammes bi-paramétriques sans perte balistique, les temps les plus courts de la raie à 60 keV de fluorescence du tungstène pour les électrons et les temps les plus longs de la raie à 122 keV du cobalt 57 pour les trous. De la sorte, nous sommes en mesure de simplifier la relation 3-34 en négligeant respectivement le terme correspondant à la perte des trous, puis le terme correspondant à la perte des électrons. En ce qui concerne les temps de montée courts, la perte balistique de la méthode d'analyse des impulsions est totalement négligeable pour toutes les tensions. Pour les impulsions lentes, la perte balistique, bien que très faible, a systématiquement été corrigée dans ce qui suit (cf. §3.4.4).

La figure 3-25-a représente le suivi de la position du pic de la raie à 60 keV de fluorescence du tungstène (faible pénétration dans le cristal) pour les temps de montée les plus courts en fonction de la tension de polarisation. Cette position est représentative du comportement des électrons en fonction de la tension, c'est-à-dire en fonction du temps qu'ils passent dans le cristal.

De manière analogue, la figure 3-25-b représente le suivi de la position du pic de la raie à 122 keV de la source de cobalt 57 (pénétration dans tout le volume du détecteur) pour les temps de montée les plus longs en fonction de la tension de polarisation. Cette position est représentative du comportement des trous en fonction de la tension.

Les échelles pour la position des pics sont normalisées par rapport à la mesure à 100 V et à 20°C pour laquelle la situation est bien connue (cf. §3.4.5). Les décalages des pics sont donc portés en fonction de la tension par rapport à ce point de référence. Nous ajoutons que

les barres d'erreurs sur la position des pics sont faibles et sont contenues dans les symboles carrés qui représentent les valeurs mesurées.

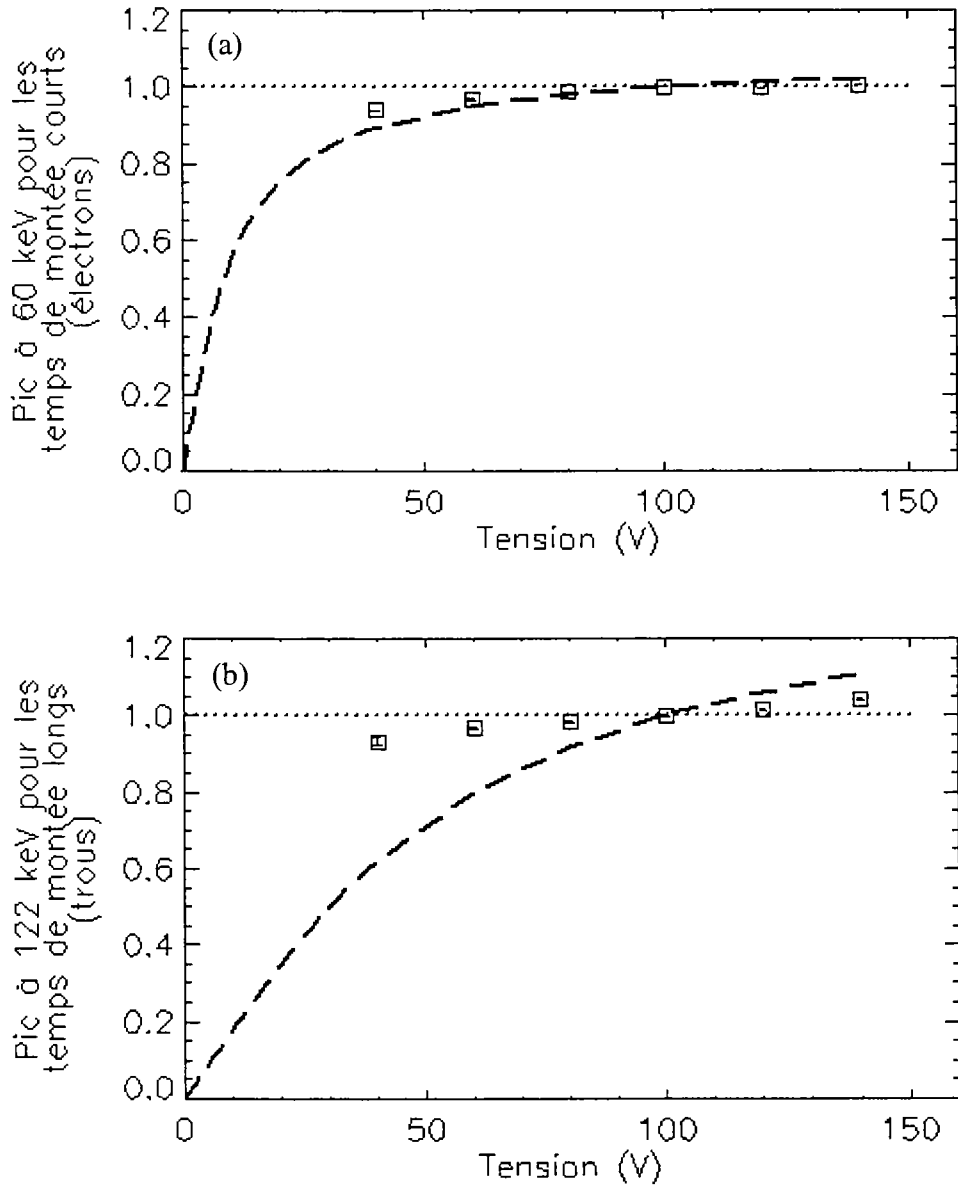


Figure 3-25 : (a) Position relative du pic de fluorescence du tungstène à 60 keV pour les temps courts en fonction de la tension (b) Position relative du pic principal du cobalt 57 à 122 keV pour les temps longs en fonction de la tension.

Par ailleurs, nous avons porté sur la figure 3-25 la prévision par le modèle de Hecht de la position normalisée des pics pour les électrons et pour les trous et ceci pour les diverses tensions explorées. A l'évidence, que ce soit pour les électrons ou pour les trous, nous ne

pouvons pas valider ce modèle de variation avec la tension. La perte de charges, en particulier pour les trous, est bien moins sensible à la tension de polarisation qu'il n'est prévu par le modèle. En d'autres termes nous trouvons que la perte de charges est linéaire avec la tension et qu'elle n'est pas en rapport avec le modèle de Hecht dans l'hypothèse où les temps caractéristiques de piégeage sont supposés constants avec la tension. Nous ajoutons que pour contraindre le modèle de Hecht à suivre nos données, des constantes de temps de piégeage d'environ 5 μs pour les électrons et 70 μs pour les trous sont nécessaires, ce qui ne saurait être compatible avec les spectres bi-paramétriques sans perte balistique mesurés.

Nous proposons de reformuler la relation de Hecht en caractérisant la perte de charges par le libre parcours moyen des porteurs, c'est-à-dire par leur section efficace de capture. Cette vision des choses nous conduit à l'indépendance des caractéristiques de piégeage de la tension de polarisation. Autrement dit, nous imaginons une formule de Hecht modifiée où le temps de transit n'influe pas sur le nombre de porteurs piégés.

Nous pouvons écrire l'équation 3-34 sous la forme :

$$Q(t) = \frac{qN_0}{L} \left[\lambda_e \left(1 - \exp\left(\frac{-\mu_e E t_{te}}{\lambda_e}\right) \right) + \lambda_t \left(1 - \exp\left(\frac{-\mu_t E t_{tt}}{\lambda_t}\right) \right) \right] \quad (\text{Eq 3-38})$$

où λ_e et λ_t sont les libres parcours moyens des électrons et des trous.

Dans cette écriture de la relation de Hecht, la perte de charges ne dépend pas de la tension et donc se trouve indépendante du temps passé par les porteurs dans le cristal. La perte de charges ne dépend que du chemin parcouru par les porteurs sous l'influence du champ électrique. Une justification physique de l'emploi de la notion de libre parcours moyen, c'est-à-dire de section efficace de capture, consiste à dire que si la majeure partie des pertes de porteurs est due à des défauts localisés dans le cristal, la probabilité de capture par ces pièges dépend essentiellement de leur répartition et donc du chemin parcouru par les porteurs. Ces paramètres ne dépendent pas de la tension appliquée mais de la dimension des détecteurs.

La perte relative de charge est représentée sur la figure 3-25 par les traits en pointillés fins. Nous constatons que ce modèle ne suffit pas à rendre compte exactement de la mesure mais que le désaccord avec les données est moins grand.

Nous ajoutons que nos mesures de pertes pour les trous et les électrons semblent conduire à des valeurs relatives identiques ($\frac{\Delta pic}{\Delta V} \approx constante$), ce qui revient à dire que nous semblons perdre la même proportion de trous que d'électrons en faisant varier la tension. Même si un effet physique du type recombinaison de porteur à porteur (un électron en transit avec un trou en transit) ne peut être exclu, nous devons considérer que notre méthode induit peut être un biais systématique que nous n'aurions pas su identifier à ce jour.

Afin de consolider notre idée, nous devons réaliser ce même type d'expérience sur des détecteurs épais. Si notre hypothèse se justifie, nous verrons une perte de charges en rapport avec la dimension des cristaux. Pour finir, une analyse avec la température comme paramètre libre, doit rester cohérente avec nos observations à 20°C, si une capture des porteurs sur des pièges localisés domine les autres processus de perte de porteurs possibles.

En conclusion, bien que le produit $\mu\tau$ (mobilité par la constante de temps de piégeage) soit un indicateur de performances courant pour la caractérisation des détecteurs CdTe dans lequel ce produit à la réputation d'être faible, nous pensons qu'il est utile aujourd'hui de reconsidérer sa signification. Nous avons le sentiment que la notion de section efficace de capture serait plus adéquate à décrire la situation. Notre modèle en λ n'étant pas parfait, nous devons également envisager une hypothèse mixte qui consisterait à considérer des types de pièges variés, contribuant principalement dans un mode de capture localisée en λ et en second lieu dans un mode de piégeage en $\mu\tau$. Nous ajoutons que des variations de densité de pièges d'un détecteur à l'autre ou même dans le volume d'un cristal, doivent conduire à des variations de gain.

3.5 Bruit sporadique et claquages des détecteurs

3.5.1 Bruit et courant de fuite

Le signal que nous exploitons en sortie du CdTe est dû à la migration de charges dans le volume après l'interaction d'un photon avec le cristal. La charge induite s'ajoute aux fluctuations des charges intrinsèques qui constituent le courant de fuite. Le bruit au niveau du cristal est donc par nature lié au courant de fuite du détecteur et nous observerons au §3.6.1. qu'il lui est proportionnel.

Malheureusement dans le CdTe, le courant n'est pas toujours très stable (indépendamment des fluctuations thermiques), ce qui provoque des variations du bruit de fond électronique et donc des variations de la résolution spectrale. L'amplitude et la durée de ces variations sont imprévisibles si bien qu'un détecteur CdTe peut parfois passer assez rapidement du stade d'excellent spectromètre à l'état non fonctionnel (cf. figure 3-26-b). Tous les détecteurs ne sont pas concernés par ces fluctuations sporadiques de bruit. Il arrive que des détecteurs deviennent définitivement trop bruyants pour être réutilisés (cf. figure 3-26-a). Il est aussi possible d'obtenir de bonnes performances sur une face d'un détecteur alors que l'autre est trop bruyante.

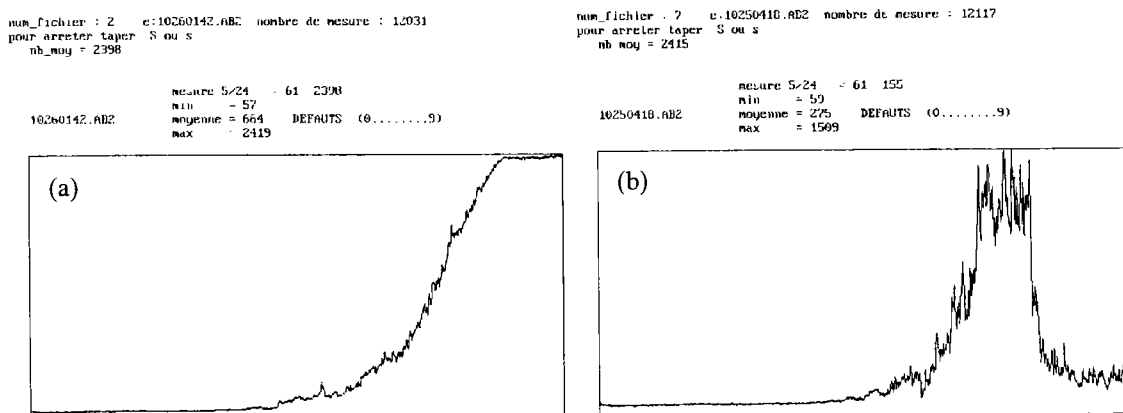


Figure 3-26 : Exemple de comportement instable pour deux cristaux de CdTe polarisés sous 100 V pendant 24 heures. Le temps sur une plage de 24 heures est en abscisse et l'amplitude du bruit en ordonnée. (a) Cas d'un détecteur devenu instable. (b) Cas d'un détecteur temporairement instable.

Par ailleurs, nous avons observé pour des détecteurs instables que le courant de fuite en fonction du temps après la mise sous tension n'est pas strictement décroissant. De même, la caractéristique courant-tension n'est jamais linéaire, et ceci quelle que soit la température d'utilisation (observé entre -20°C et $+20^{\circ}\text{C}$), si bien qu'un mauvais détecteur à -20°C peut avoir un courant de plusieurs ordres de grandeurs supérieur à celui qu'aurait un bon détecteur à $+20^{\circ}\text{C}$. Cette remarque est essentielle car il ne suffit pas toujours de réduire la température pour limiter l'effet sur le bruit des instabilités de certains détecteurs.

Nous ne connaissons pas bien aujourd'hui la raison de ces instabilités, mais nous tenterons dans la suite du chapitre de donner des éléments qui pourraient nous permettre de mieux cerner la situation.

3.5.2 Mesures de tensions de claquage des détecteurs

Dans un matériau semi-conducteur soumis à un champ électrique important, généralement supérieur à 10^5 V cm^{-1} , les porteurs libres sont tellement accélérés qu'ils peuvent se comporter comme des radiations ionisantes et créer des paires électron-trou. Les porteurs créés sont à leur tour accélérés par le champ et engendrent d'autres paires : c'est le phénomène d'avalanche. La génération d'une grande quantité de paires électron-trou induit une charge d'espace et donc une élévation du champ électrique interne telle que les atomes du cristal en subissent les effets dont le plus extrême correspond au claquage, c'est à dire la rupture du réseau cristallin du semi-conducteur en question.

Nous avons cherché à étudier le claquage du CdTe dans le but de comprendre s'il pouvait jouer un rôle dans les instabilités observées. Pour déterminer le mode de claquage des détecteurs CdTe, nous avons procédé à des essais sur onze cristaux, en observant leur courant de fuite tout au long des opérations.

A peine avant le claquage, le courant devient systématiquement instable (de 500 à 1000 V cm^{-1} avant la tension de claquage) mais si le processus d'augmentation de la tension est stoppé, l'instabilité est réversible : soit l'injection par une surface est telle que l'équilibre est rompu et le claquage est imminent, soit un point chaud dans le volume du détecteur attire à

lui les lignes de champ et provoque une instabilité locale qui va déclencher l'avalanche puis le claquage.

Lorsque les détecteurs claquent, il est pratiquement toujours possible de voir de part et d'autre des cristaux, sur les faces métallisées, les traces du chemin de fuite qui s'est créé. Généralement une face apparaît avec un impact ponctuel et profond alors que la face opposée semble écaillée. L'impact ponctuel est sûrement le point de départ du claquage. Lorsqu'un impact a été observé, cette face est toujours la cathode, ce qui indique que le claquage se produit par injection d'électrons. Les porteurs injectés sont chauds, sont capables de créer eux-mêmes des paires électron-trou. Ces paires sont aussi accélérées par le champ électrique et l'avalanche qui précède le claquage se produit à travers tout le volume. Le cristal est ensuite inutilisable.

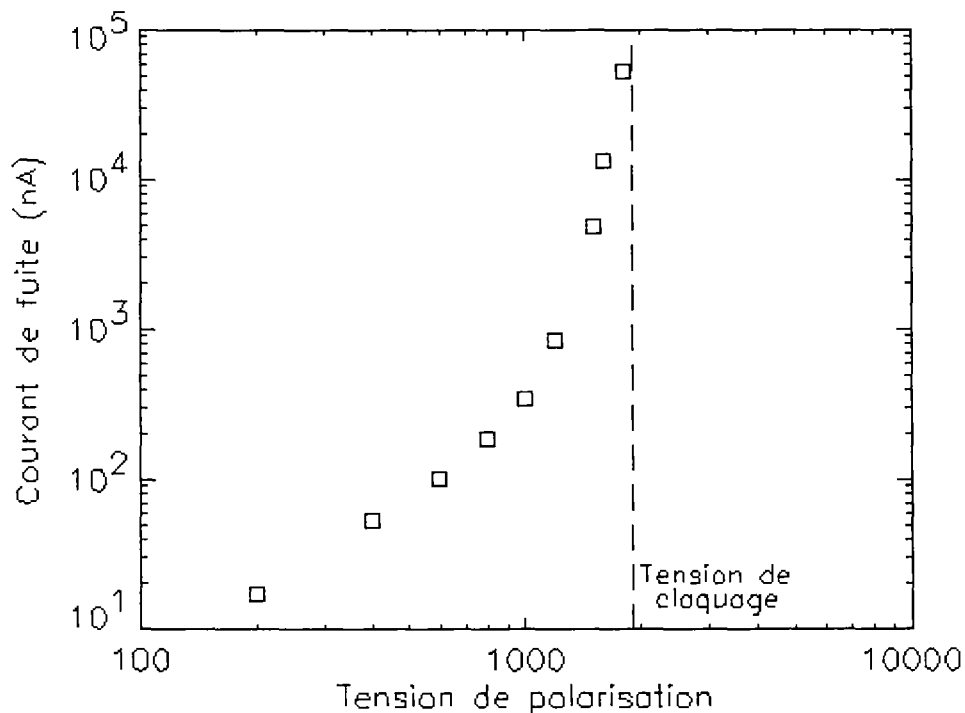


Figure 3-27 : Courant de fuite en fonction de la tension pour un cristal de CdTe ISGRI. Le détecteur a atteint son champ de claquage à la tension de 1900 V soit un champ de 9500 V cm^{-1} .

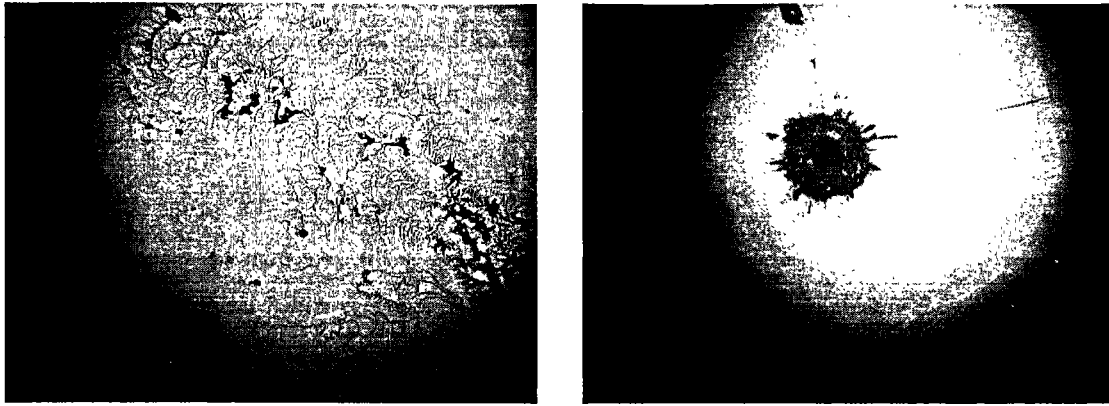


Photo 3-1 : Etat des surfaces métallisées d'un détecteur CdTe après claquage. A gauche, l'anode est écaillée (environ 1 à 5 mm de diamètre) et à droite la cathode a un trou d'impact (environ 1 mm de diamètre), lieu probable du début de l'avalanche.

Nous concluons de ces essais que la tension de claquage du CdTe:Cl THM ACROTEC est en moyenne de 9200 V cm^{-1} . Il semble que le claquage débute avec l'injection par la cathode d'électrons chauds. Nous concluons également que les détecteurs ISGRI ne peuvent être sujets au claquage. Par contre, des inhomogénéités locales du champ électrique dans le volume sur un défaut de structure par exemple, pourraient produire des « micro-claquages » dont les conséquences peuvent être une instabilité temporaire (pendant que les porteurs sont chauds) ou permanente (si un chemin de fuite, c'est-à-dire de faible résistivité, s'est créé à travers tout le volume).

3.5.3 Conséquence pour ISGRI et tri des détecteurs

Le très grand nombre de cristaux nécessaires pour la réalisation d'ISGRI implique la prise en compte, dès la conception, des effets des détecteurs bruyants. C'est la raison pour laquelle plusieurs filières ont été mises en œuvre pour que l'existence d'une population de détecteurs potentiellement bruyants ou instables dans le lot fourni par le fabricant ne remette pas en cause les performances, la surface utile et la fiabilité de la caméra.

Premièrement le système électronique de lecture des détecteurs est conçu pour être capable d'ignorer un détecteur bruyant et contrôler éventuellement son retour à un état stable une fois passé un certain délai. Il est en effet indispensable de pouvoir couper ou ignorer un détecteur bruyant car celui-ci occuperait continuellement le bus lecture de la caméra, la rendant totalement aveuglée.

D'autre part, les cristaux ont tous été évalués, testés et sélectionnés avant leur assemblage définitif, selon des critères de stabilité du bruit et de performances spectrales, dès leur livraison. Cette sélection a principalement pour objectif la préservation de la surface utile. L'ensemble des mesures préliminaires que nous avons réalisées sur 28800 cristaux a été enregistré dans une base de données que nous nous proposons d'analyser maintenant.

3.6 La base de données

La base de données des détecteurs ISGRI répertorie la totalité des mesures qui ont été réalisées sur 28800 cristaux de CdTe. Les détecteurs ont été testés par lots de 128 par jour. Le protocole de mesure est le suivant :

1. Installation des détecteurs dans leur boîte individuelle de test, dans le noir à environ 19°C, 24 heures avant leur série de test.
2. Mise sous tension à 100 V et mesure de stabilité du bruit pendant 24 heures.
3. Mesure du courant de fuite sous 100 V pendant dix minutes.
4. Mesure bi-paramétrique pour l'évaluation des performances spectrales.
5. Traitement des données et classification des cristaux.

Ces opérations sont répétées pour les deux faces de chaque détecteur.

3.6.1 Relation entre le bruit et le courant de fuite

Pour une population de 28094 détecteurs, nous avons extrait le comportement du bruit RMS moyen mesuré sur 24 heures sous 100 V en fonction du courant d'obscurité. Nous attirons l'attention sur le fait que des détecteurs qui ont pu faire preuve d'instabilités pendant les 24 heures de mesure de bruit, ont pu retrouver un état stable et avoir une valeur de courant de fuite dans la moyenne, la mesure de courant n'étant pas faite simultanément. La figure 3-28 illustre la proportionnalité du bruit et du courant. Le bruit de grenaille étant ainsi mis en évidence, nous illustrons avec la figure 3-29 l'effet du courant sur la résolution spectrale à 14 keV, énergie pour laquelle nous pouvons négliger la perte de charges, qu'elle soit physique ou balistique.

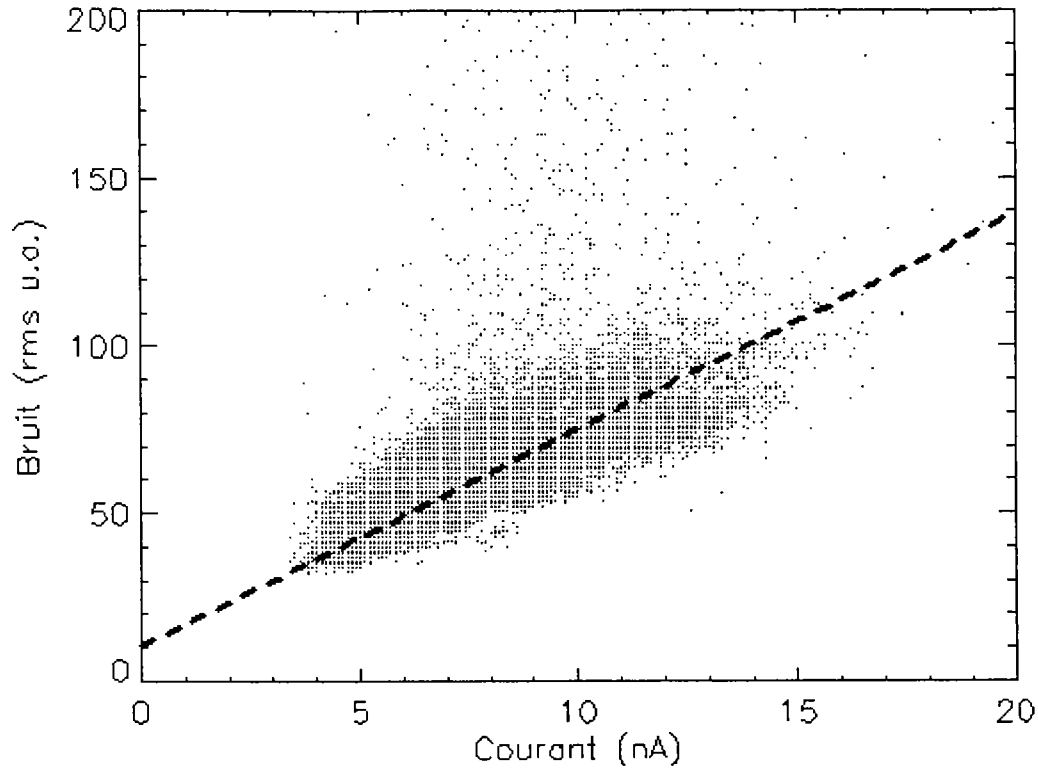


Figure 3-28 : Bruit RMS moyen sur 24 heures en fonction du courant de fuite. Nous observons la corrélation du bruit avec le courant. NB : les traces verticales sont des artefacts d'affichage et non des manques de données.

La résolution spectrale étant affectée par le bruit des détecteurs, nous montrons que la corrélation du bruit avec le courant implique aussi que le courant soit un bon indicateur de la résolution. En d'autres termes, une simple mesure de courant de fuite suffit à estimer les performances spectrales d'un cristal à basse énergie. En revanche, une mesure rapide de courant, comme c'est le cas ici (dix minutes), ne donne aucune information sur la stabilité du détecteur.

Par contre, il convient d'être très prudent quant à l'utilisation de la résolution à plus haute énergie comme indicateur de qualité des détecteurs. En effet, dès 100 keV, la résolution est plus affectée par la perte de charges et la perte balistique que par le bruit de grenaille. C'est l'électronique bi-paramétrique qui risque d'induire des fluctuations dans les mesures de résolution. C'est la raison pour laquelle, la figure 3-30 montre l'absence de corrélation entre la résolution brute à 122 keV et le courant d'obscurité.

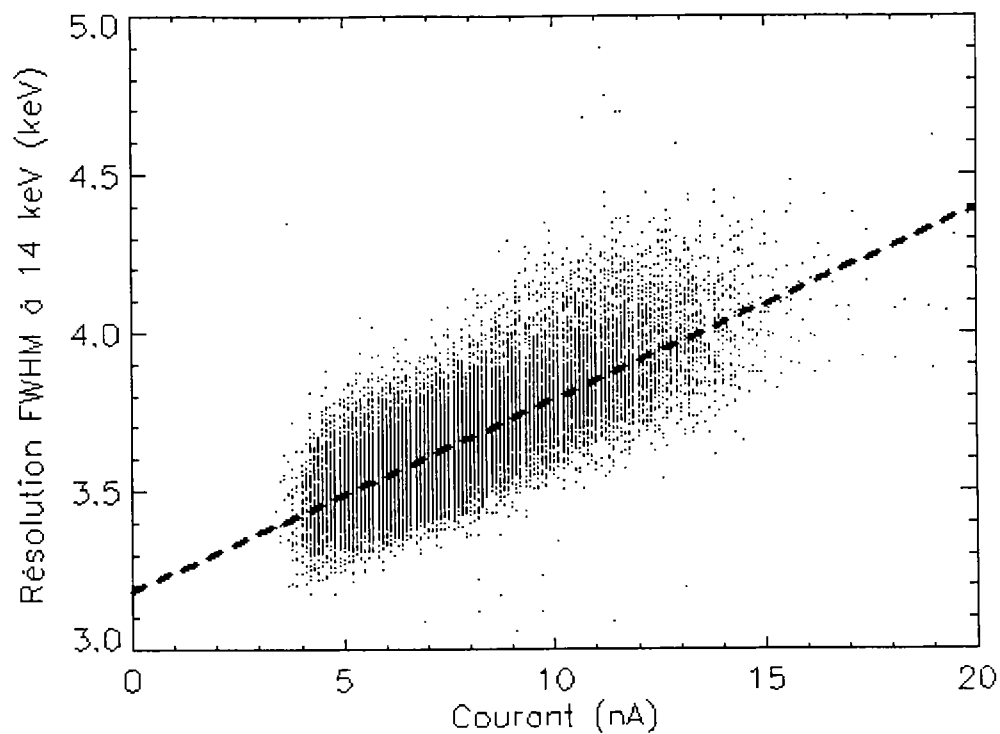


Figure 3-29 : Résolution spectrale à 14.4 keV (source de cobalt 57) en fonction du courant d'obscurité.

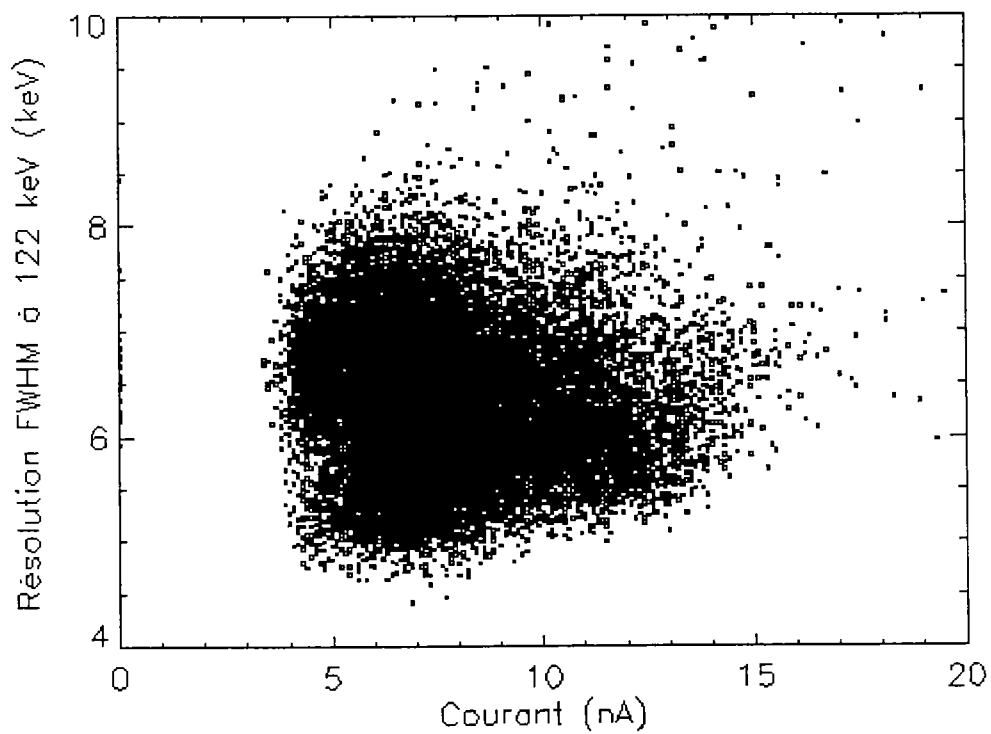


Figure 3-30 : Résolution spectrale à 122 keV des spectres bruts en fonction du courant d'obscurité.

La dispersion observée sur la résolution à 122 keV des spectres bruts est due à la difficulté de mesurer une largeur de raie à mi-hauteur sur un spectre brut. En effet, cette valeur est extrêmement sensible à la hauteur du fond continu sur laquelle la raie est perchée. Le fond est lui-même sensible aux écarts de réglage des voies temps de montées des deux tiroirs bi-paramétriques utilisés lors de ces mesures. Nous pouvons expliquer la perte de la corrélation entre la résolution brute à 122 keV avec le courant par des mises en forme d'impulsions différentes, d'où l'impression d'obtenir deux sous-distributions sur la figure 3-30.

Si nous nous intéressons à la résolution des spectres corrigés à 122 keV en fonction du courant, nous retrouvons une relation linéaire (cf. figure 3-31). La correction de perte de charges gomme les effets des réglages des mises en forme des voies temps de montée. Là encore, la perte de charges et la perte balistique dominant sur le bruit de grenaille.

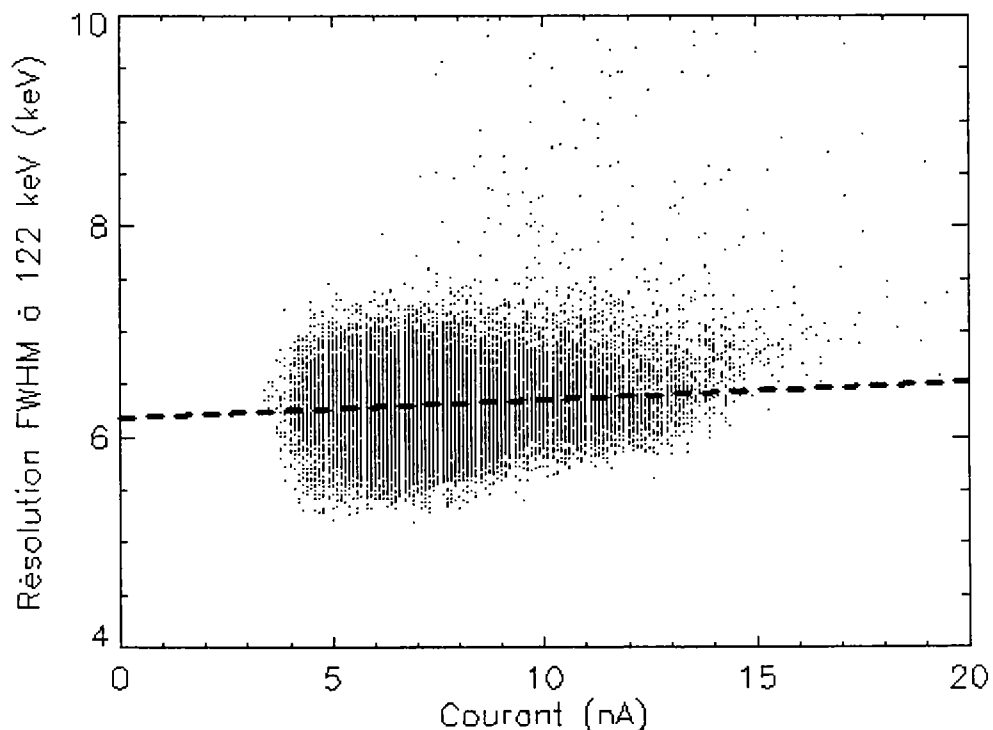


Figure 3-31 : Résolution spectrale à 122 keV des spectres corrigés en fonction du courant d'obscurité.

Nous venons d'observer le lien entre les performances des détecteurs et le courant de fuite. Les performances sont aussi reliées aux propriétés de transport des porteurs de charge et aux variations de gain de collection que nous interprétons comme des différences de propriétés de piégeage de porteurs (en λ ;cf. §3.4.6.). De plus, nous verrons que les mesures de bruit et de courant de fuite sont révélatrices de familles de cristaux (par lingot par exemple ; cf. §3.6.2). Si nous osons une interprétation globale, il ne peut être exclu que le courant de fuite soit en relation directe avec la densité pièges dans les cristaux alors que nous avons montré par ailleurs qu'il était relié aux défauts de structure non compensés, responsables de la génération thermique de porteurs libres (cf. §3.1.4.1).

En conclusion, nous pensons que la qualité spectrale d'un détecteur CdTe peut être appréciée à l'aide du courant de fuite comme seul paramètre d'analyse. Une mesure assez longue peut renseigner sur la stabilité du cristal.

3.6.2 Propriétés spectrales des cristaux CdTe :Cl THM ACROTEC

La production de la société ACROTEC qui fournit les détecteurs CdTe pour le programme ISGRI, délivre des cristaux issus de lingots de petite et de grande taille en diamètres (32 mm et 50 mm). Les propriétés de ces cristaux figurent dans la table 3-4.

Nous notons qu'en dépit d'un courant de fuite inférieur pour les cristaux issus des petits lingots, leurs performances spectrales moyennes sont à peine meilleures. Le rendement est légèrement plus favorable pour les gros lingots. Nous prenons comme définition du rendement le rapport du nombre de détecteurs dont le courant d'obscurité est inférieur à 15 nA et dont le comportement en bruit est stable sur 24 heures, sur le nombre total de détecteurs testés en face A.

	<i>GROS LINGOTS CdTe</i>	<i>PETITS LINGOTS CdTe</i>
	<i>face A</i>	<i>face A</i>
Population	28094	6341
Gain (canaux keV ⁻¹)	2,359 ± 0,05	2,366 ± 0,08
Bruit rms moyen sur 24 h (u.a.)	62,1 ± 15,2	62,1 ± 17,9
Courant (nA)	7,77 ± 2,2	7,25 ± 3,3
Résolutions FWHM (%)		
122 keV brut	5,18 ± 0,6	5,21 ± 1,2
122 keV corrigé	5,18 ± 0,3	5,21 ± 0,3
59 keV corrigé	7,32 ± 0,3	7,37 ± 0,3
14,4 keV	25,47 ± 1,8	25,87 ± 2,5
Rapports pic sur vallée		
80 keV / 40 keV brut	1,07 ± 0,1	1,05 ± 0,1
122 keV / 104 keV brut	3,85 ± 0,3	3,85 ± 0,3
122 keV / 104 keV corrigé	23,02 ± 3,6	22,49 ± 3,8
Rendement	91 %	89,5 %

Table 3-4 : Performances spectrales des cristaux de CdTe, systématiquement mesurées à environ 19°C et 100 V de tension de polarisation pour la sélection des détecteurs de vol d'ISGRI. Les paramètres les plus représentatifs de la qualité d'un détecteur sont le courant de fuite et la résolution spectrale à 14,4 keV. Les valeurs dans le tableau concernent les détecteurs n'ayant pas montré d'instabilité sur 24 heures.

Afin de sécuriser le fonctionnement de la caméra ISGRI en vol, nous avons considéré dans un premier temps (et sur la base d'un échantillon réduit de détecteurs) que le taux de détecteur bruyant serait de 5 % au maximum et après 24 heures sous tension à +20°C. C'est sur cette estimation pessimiste que l'électronique de contrôle des pixels bruyants que nous décrivons au § 4.5.4. a été dimensionnée et spécifiée. Cette hypothèse est pessimiste car elle suppose que le tri des détecteurs est totalement inefficace. Nous verrons par la suite qu'il n'en est rien et que le taux de pixels bruyants à bord des modules a été maîtrisé.

3.6.3 Bruit et faces des détecteurs

Tous les détecteurs d'ISGRI ont été testés sur les deux faces, lesquelles sont repérées par rapport à l'axe de croissance du cristal. En effet, nous avons fait l'expérience qu'un

détecteur bruyant ou instable sur une face, pouvait s'avérer très performant sur la face opposée. Afin de nous en convaincre et de mieux cerner la cause des instabilités dans les détecteurs, nous avons choisi d'analyser la situation d'un point de vue statistique. Nous notons au passage que, toujours dans un souci de précaution et de fiabilité, nous avons choisi de monter sur les modèles de vol d'ISGRI uniquement des détecteurs dont la stabilité en cours de test était irréprochable sur les deux faces.

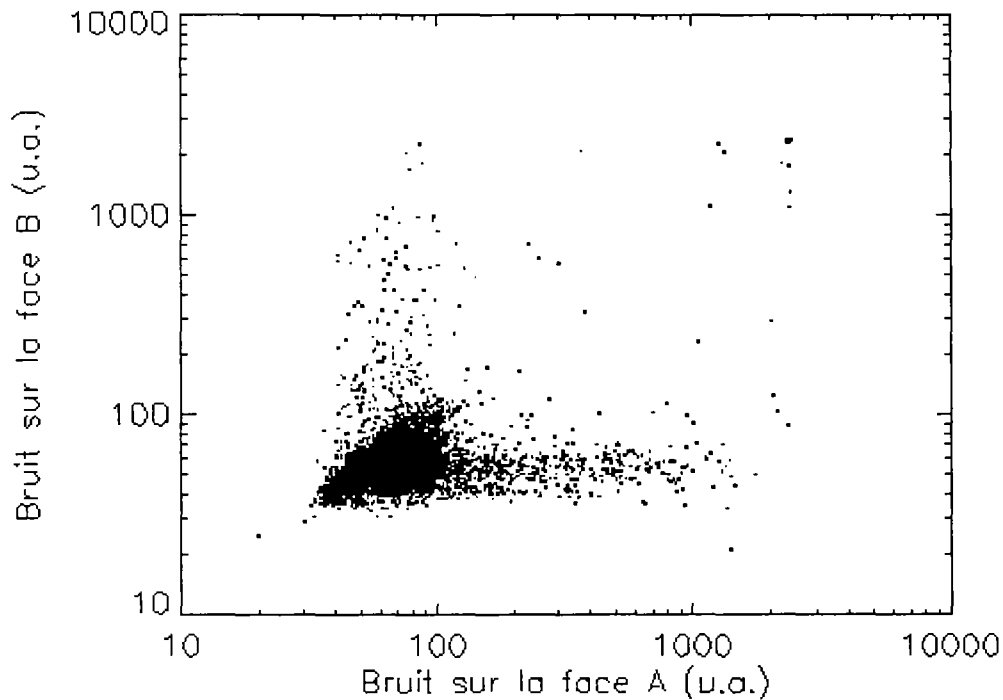


Figure 3-32 : Bruit rms moyen sur 24 heures des « faces A » en fonction des « faces B ». 11244 cristaux de CdTe ont servi à réaliser cette figure. Un cristal bruyant sur une face l'est rarement sur l'autre. Lorsqu'il n'y a pas d'instabilité, le bruit (lié au courant de fuite) est corrélé sur les deux faces de test.

La figure 3-32 nous montre pour une population de 11244 cristaux testés sur les deux faces, le comportement en bruit sur 24 heures d'observation. Il est notable que lorsque le bruit n'est pas excessif (< 100 en unités arbitraires), les deux faces ont un comportement corrélé, ce qui implique que le bruit, proportionnel au courant de fuite, est bien lié au volume du détecteur, c'est-à-dire au nombre de porteurs libres dans le cristal. En revanche, lorsqu'une face est mauvaise, c'est-à-dire qu'elle a au moins montré une instabilité dans la période de test, l'autre face est rarement mauvaise (seulement 22 cas sur l'ensemble des cristaux). Ceci nous suggère que les instabilités se produisent plutôt du côté des contacts métal-semi-

conducteur. Nous pouvons imaginer qu'un contact où de nombreux défauts de surfaces sont présents induit un excès de champ électrique local, lequel peut lui-même provoquer des micro-claquages de surface.

Il est également important de noter que les « faces B » semblent moins instables que les « faces A », ce qui se manifeste dans la figure 3-32 par une plus forte densité de points parallèlement à l'axe des abscisses qu'ailleurs. En d'autres termes, plus de « face A » ont subi une instabilité sur 24 heures que de « faces B ». La table 3-5 consolide cette remarque à travers l'analyse, pour la même population de détecteurs, des performances spectrales et du courant de fuite pour les faces A et B.

	<i>CdTe face A</i>	<i>CdTe face B</i>
Population	10911	11126
Gain (canaux keV ⁻¹)	2,353 ± 0,05	2,347 ± 0,05
Bruit rms moyen sur 24 h (u.a.)	66,0 ± 18,5	58,0 ± 14,0
Courant (nA)	8,37 ± 2,5	7,14 ± 1,7
Résolutions FWHM (%)		
<i>122 keV brut</i>	5,28 ± 0,6	5,33 ± 0,6
<i>122 keV corrigé</i>	5,25 ± 0,3	5,21 ± 0,3
<i>59 keV corrigé</i>	7,39 ± 0,3	7,29 ± 0,2
<i>14,4 keV</i>	25,94 ± 2,3	25,41 ± 1,4
Rapports pic sur vallée		
<i>80 keV / 40 keV brut</i>	1,06 ± 0,1	1,05 ± 0,1
<i>122 keV / 104 keV brut</i>	3,81 ± 0,3	3,68 ± 0,3
<i>122 keV / 104 keV corrigé</i>	22,64 ± 3,5	21,75 ± 3,3

Table 3-5 : Comparaison des performances des faces A avec celles des faces B pour une population de 11244 cristaux de CdTe testés sous 100 V, 24 heures durant. Les valeurs dans le tableau concernent les détecteurs qui n'ont pas montré d'instabilité sur 24 heures sur l'une ou l'autre des faces. La ligne « population » indique le nombre de voies pour lesquelles il existe un spectre sachant que les cristaux trop bruyants n'ont pas subi toutes les mesures.

Nous considérons aujourd'hui qu'il n'y a aucune raison physique triviale pour que le courant, le bruit et les performances spectrales soient meilleurs sur une face que sur l'autre. Bien que la croissance cristalline puisse peut être influencer les performances d'un cristal par rapport à un autre (tête et queue de lingot par exemple), la symétrie du réseau cristallin, au moins sur une faible épaisseur, ne doit pas pouvoir favoriser une face par rapport à l'autre. D'autre part, les contacts sont réalisés des deux cotés simultanément, ce qui nous conduit à la même remarque.

Nous pensons que le paramètre qui nous conduit à ce résultat est le temps de stockage. Les faces B ont toujours été mesurées entre un mois et un an après les faces A. S'il est possible que des réactions chimiques d'oxydation des surfaces par exemple se produisent lorsque les détecteurs sont dans leur boîte non hermétique et à l'air, alors, il est raisonnable de penser que les détecteurs se stabilisent par eux-mêmes, guérissant leurs défauts de surface (métallisée ou non) par oxydation. Du côté des faces métallisées, la présence d'un oxyde de surface doit limiter l'augmentation locale du champ électrique qui pourrait induire des instabilités. Il se peut aussi qu'un excès de défauts de surface passe d'un état électriquement actif à un état neutre par réarrangement du réseau en surface. Ceci produirait le même effet sur le champ électrique du fait de la disparition progressive de la charge d'espace de surface.

Nous précisons que les écarts de gains entre les faces semblent peu significatifs et ne peuvent en aucun cas expliquer les écarts de résolution observés, ni bien sûr les écarts de bruit et de courant de fuite.

3.6.4 Stabilité dans le temps

Nous avons jusqu'à présent donné des informations sur le comportement instantané des cristaux de CdTe ou bien à court terme (quelques heures successives d'utilisation), mais il convient de nous interroger sur la stabilité à long terme et sur la reproductibilité des mesures. C'est ce dont nous allons traiter dans ce paragraphe.

3.6.4.1 Tests de reproductibilité

Comme nous l'avons signalé au §3.6.3., nous pensons que les détecteurs, systématiquement meilleurs sur les face B que sur les faces A, sont en fait susceptibles de s'améliorer s'ils sont stockés pendant une grande période à l'air (de quelques mois à quelques années).

Quelques remarques qualitatives nous incitent à poursuivre cette idée. En effet, alors que nous cherchions à répéter des mesures sur des détecteurs réputés bruyants et testés au moins deux ans auparavant, nous avons eu la surprise de constater que sur une population de soixante quatre cristaux, seulement la moitié présentait à nouveau le même comportement. Les autres étaient devenus très corrects alors qu'ils avaient été considérés hors d'usage. Une seconde expérience similaire nous a conduit à la même conclusion. Nous avons là une indication que les détecteurs tendent à se stabiliser dans le temps, dans nos conditions de stockage tout du moins.

Il sera fort utile à l'avenir de procéder à une analyse statistique détaillée sur ce thème :

- en traitant, d'une part les données de nouvelles mesures sur des cristaux déjà testés une première fois,
- en observant d'autre part l'attitude des détecteurs montés sur le modèle de vol, qui contrairement aux autres, ne seront plus stockés à l'air et seront sous tension quasiment en permanence.

3.6.4.2 Tests de longue durée

Nous avons réalisé sur six de nos cristaux des tests d'endurance pendant environ trois ans. Les détecteurs, en permanence sous 100 V de tension de polarisation à 19°C, ont subi des mesures spectroscopiques hebdomadaires à l'aide d'une source de ^{133}Ba , riche en raies de 30 keV à 356 keV. Nous en avons retiré la stabilité du gain (cf. figure 3-33) et des performances spectrales en fonction du temps. Un des cinq cristaux a subi une instabilité irréversible au bout de six mois et a été remplacé par un nouvel échantillon. Par ailleurs, un autre cristal a cessé d'être fonctionnel au bout deux ans environ.

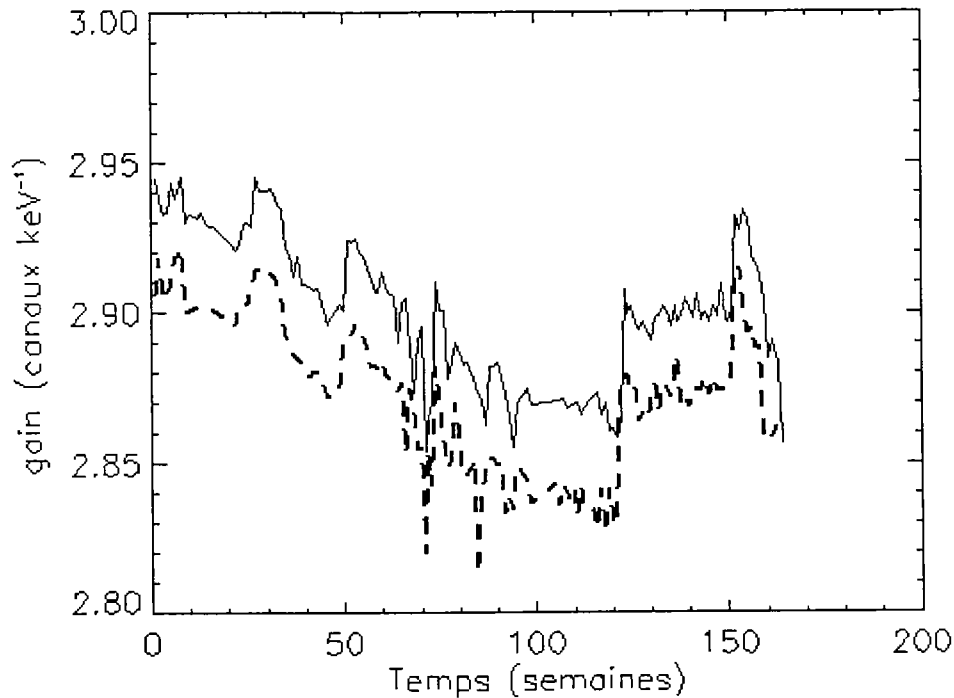


Figure 3-33 : Suivi du gain de deux cristaux de CdTe polarisés sous 100 V à 19°C sur une période de trois ans (164 semaines). Les variations de gain, quasiment parfaitement corrélées d'un cristal à l'autre, ne peuvent s'expliquer que par les variations de l'ordre du degré de la température du local de test.

Nous n'avons pu détecter de variations significatives du gain sur les détecteurs restés fonctionnels sur toute la durée de l'expérience qui ne puisse s'expliquer par des variations de température du local de test ($\pm 1^\circ\text{C}$), une diminution lente de la tension des piles de polarisation ou encore des erreurs de mesures. Nous avons vérifié sur les enregistrements papier de la température que les hausses de gain sont corrélées à des hausses de température.

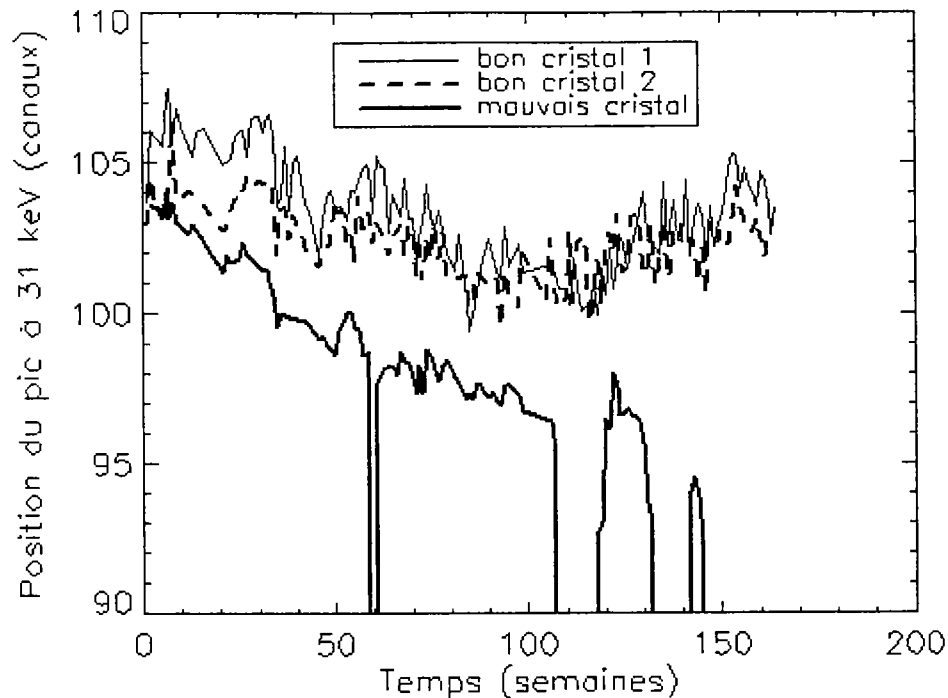


Figure 3-34 : Suivi de la position du pic à 31 keV du ^{133}Ba détecté par trois cristaux de CdTe sous 100 V à 19°C pendant trois ans. Le trait plein et le trait pointillé épais représentent la position du pic pour deux bons détecteurs. Le trait plein épais représente la position du pic pour un détecteur mauvais. Dès la dixième semaine, la position anormale de ce pic annonce une future instabilité.

En ce qui concerne le spécimen qui a définitivement cessé de fonctionner au bout la seconde année, aucune variation particulière du gain n'a permis de déceler un quelconque dysfonctionnement par anticipation. En revanche, il est notable sur la figure 3-34, qui représente la position du pic à 31 keV de la source de ^{133}Ba qui a servi aux mesures, que ce cristal avait dès les premières semaines, un comportement en décalage par rapport aux autres, tout en affichant des performances spectrales acceptables. Ce décalage de pic ne se voit pas pour la raie à 356 keV. Le pic à 31 keV est particulièrement intéressant parce que sa position est sensible au bruit. Si le détecteur présente un bruit excessif, le pic, perché sur un piédestal incliné, se déplace vers les bas canaux. Le suivi de ce pic permet alors de détecter très tôt un comportement douteux du cristal. La même information pourrait s'extraire d'une mesure de bruit avec une estimation du seuil bas ou bien d'une mesure très précise de la résolution d'un pic de basse énergie, peu sensible à la perte balistique.

Malheureusement, nous n'avions pas mis en place de suivi systématique du courant de fuite dont l'évolution, corrélée au bruit, aurait sûrement fourni des indications quant à l'attitude de ce détecteur par rapport aux autres.

Par la suite, ces cristaux (y compris le détecteur instable au bout de deux ans) ont subi des tests de simulation d'orbite, à savoir qu'ils ont été coupés puis remis sous tension tous les trois jours et caractérisés d'un point de vue spectroscopique avec une source de cobalt 57. Ce suivi a été quotidien, à raison de deux mesures par jour pendant plus d'un an.

Les bons détecteurs le sont restés. Bien sûr, immédiatement après la remise brusque sous tension, les performances sont moins bonnes que trois jours plus tard. Néanmoins, aucun dysfonctionnement n'a été observé et les cristaux ont très bien supporté le rythme d'alimentation qu'ils auront à subir en vol.

En ce qui concerne le cristal instable, il a également permis de réaliser des mesures spectroscopiques en permanence, tout en affichant des performances beaucoup plus modestes que les détecteurs stables. En d'autres termes, l'instabilité dont il a fait preuve à long terme n'est pas perceptible sur trois jours. **Il est favorable pour les détecteurs, en particulier pour ceux dont les performances sont médiocres, de les couper puis de les rallumer régulièrement.**

3.7 Sensibilité au taux d'hygrométrie

Nous avons réalisé des tests de comportement des détecteurs CdTe placés dans une atmosphère humide* dans le but d'étudier l'évolution de leurs performances dans des conditions extrêmes et d'anticiper le comportement de l'expérience ISGRI en cas de stockage dans un environnement peu ou mal contrôlé avant le lancement.

* Ce travail a été réalisé en collaboration avec E. Bougamont et Y. Piret du CEA/DSM/DAPNIA/Service d'étude des détecteurs et les moyens techniques du CEA/DPHD/SDOS à Fontenay aux Roses.

Quatre détecteurs polarisés sous 100 V, à la température constante de 19°C ont été disposés dans des boîtes de test ajourées et dans une enceinte thermique, soit dans une ambiance sèche (40 % d'humidité dans l'air), soit dans une ambiance humide (90 % d'humidité dans l'air).

Lors de ces essais aucun effet de l'humidité n'a été observé ni sur les performances spectrales ni sur le courant de fuite des détecteurs. Nous n'avons donc pas été contraints de prendre des mesures particulières pour protéger l'expérience de l'humidité.

3.8 Sensibilité à la lumière

Nous avons étudié le comportement des détecteurs CdTe placés dans une ambiance lumineuse*. Leur fonctionnement est impossible en plein jour mais nous cherchions à évaluer le besoin de concevoir un système totalement opaque pour l'utilisation de la caméra ISGRI intégrée, les détecteurs étant cachés par une coiffe (cf. 4.4.).

Deux détecteurs ont été testés à l'occasion. Ils étaient collés sur une céramique et le contact électrique supérieur était assuré par un fil collé. Les détecteurs ont été placés dans une « sphère intégrante » (*LABSPHERE*) constituée d'un matériau diffusant, qui permet un éclairage homogène en tout point de son volume par une source située à sa surface. Les cristaux étaient éclairés par la lumière blanche d'une lampe halogène conduite jusqu'à la sphère intégrante via une fibre optique. L'intensité du flux lumineux était variable et mesurée par une photodiode. Les performances des détecteurs CdTe ont été mesurées en fonction de l'intensité de l'éclairage.

* Ce travail a été réalisé en collaboration avec E. Bougamont et Y. Piret du CEA/DSM/DAPNIA/Service d'étude des détecteurs.

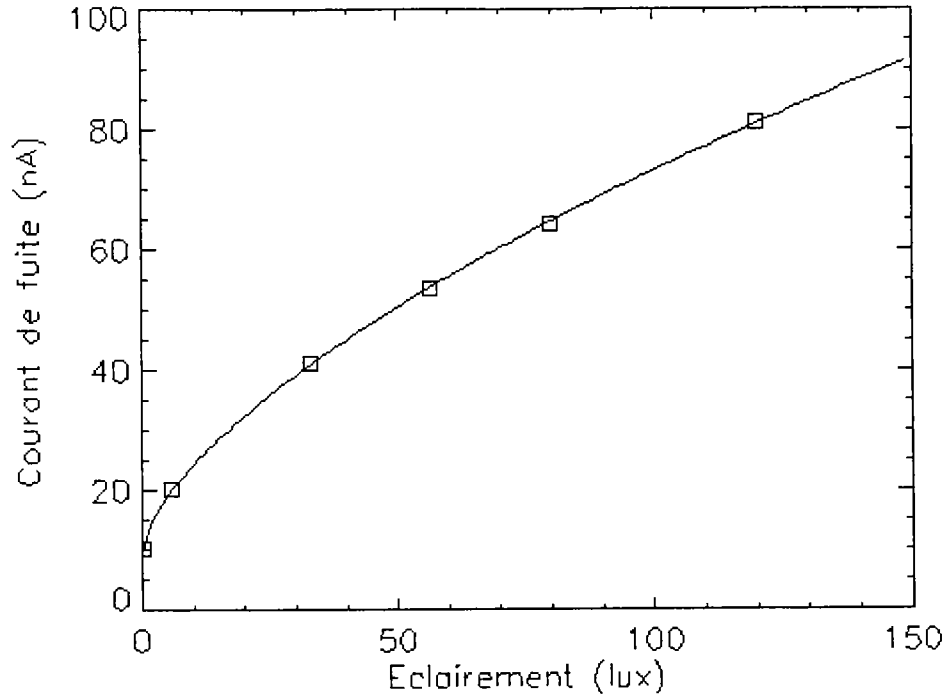


Figure 3-35 : Courant de fuite d'un détecteur CdTe polarisé sous 100 V en fonction de l'éclairement. 0 lux correspond à l'obscurité totale, 30 lux correspond à un éclairage faible d'entrepôt, 120 lux correspond à l'éclairage nécessaire dans un escalier. Les carrés sont les points de mesure et le trait plein est le meilleur ajustement d'une loi de puissance ($I_0 = 3,4 \times \text{Eclairement}^{0,63} + 9,6$, en nA pour ce détecteur par exemple).

La figure 3-35 illustre l'évolution du courant de fuite du détecteur illuminé avec un éclairage variant de l'obscurité totale à une lumière faible équivalente à celle de la pleine lune. Nous constatons que l'évolution en loi de puissance du courant avec l'éclairage, présage une augmentation rapide du bruit et donc, une dégradation des performances comme le montre la figure 3-36.

Nous concluons de ce travail que le CdTe doit être dans l'obscurité totale pour fonctionner. Un faible éclairage produit une dégradation rapide de la résolution spectrale et le détecteur est totalement aveuglé par la lumière du jour. Ceci implique au niveau du système ISGRI que nous ne pourrions pas nous contenter de la protection de la coiffe pour les opérations de contrôle et d'étalonnage de l'expérience. Elle devra se trouver dans le noir en permanence.

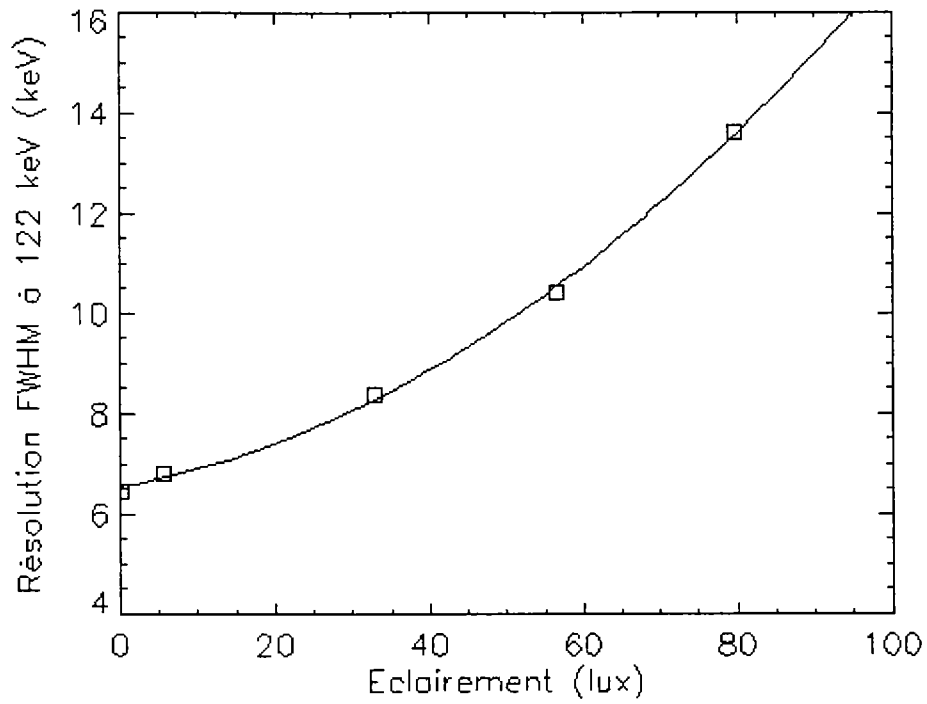


Figure 3-36 : Résolution FWHM de la raie 122 keV obtenu avec le spectre corrigé d'une source de cobalt 57 vu par un détecteur CdTe polarisé sous 100 V.

Chapitre 4

ASIC, « polycell » et module

4.1 Introduction

La caméra ISGRI est faite de 16384 pixels de CdTe :Cl THM. Ils sont assemblés par 2048 dans des modules comprenant chacun huit lignes de seize mini-caméras gamma appelées « *polycells* ». Les polycells sont des composants hybrides où seize pixels sont collés sur une plate-forme céramique et connectés à leur électronique de lecture (ASIC). L'invention du polycell est le fruit d'un intense travail conjoint du CEA/DSM/DAPNIA/SAp, du CEA/DTA/LETI/DSYS et de la société SAGEM.

Nous décrivons dans ce chapitre la conception du polycell en détaillant son électronique de proximité (ASIC 4C) et son architecture. Nous montrerons les performances atteintes et les limites que nous avons évaluées à l'aide d'un banc de test spécialement dédié.

4.2 Banc de test FSE-APM

La réalisation et le test d'une électronique ASIC impliquent le développement en parallèle d'un système de mesure efficace qui puisse permettre d'en évaluer objectivement les performances. Notre banc de test FSE-APM (*Factory Support Equipment for ASIC Polycells ans Modules*) a été conçu pour satisfaire à ce besoin en prenant en compte la possibilité de tester les ASICs seuls (en boîtier céramique « JLCC »), les polycells intégrés, avec ou sans CdTe, et les modules. Il nous a fallu consacrer un temps important à la mise au point de ce système versatile pour obtenir les caractéristiques de fonctionnalités, de bruit et de sécurités nécessaires. De plus, le logiciel d'acquisition que nous avons développé spécialement devait être souple d'emploi et évolutif. Par exemple, nous avons implémenté sur le même banc un grand nombre d'options pour les tests des polycells en usine ou encore la gestion des pixels bruyants sur les modules. Hormis pour la tête de lecture des ASICs en boîtier (forte capacité

parasite), nous avons toujours obtenu des performances en bruit suffisantes pour caractériser les détecteurs montés en polycells ou leur électronique associée.

4.3 L'électronique intégrée d'ISGRI

L'utilisation des détecteurs CdTe pour la spectro-imagerie gamma nécessite l'emploi de la technique de « correction de perte de charges ». Ceci impose, pour chaque événement gamma détecté, d'extraire d'un pulse amplifié la valeur de l'amplitude et du temps de montée. Bien sûr, il est nécessaire de connaître la localisation (le détecteur touché) de l'interaction pour construire une image. Toutes ces opérations doivent être réalisées aussi vite que possible, pour chacune des 16384 voies de la caméra et en utilisant le moins d'énergie possible, la puissance disponible à bord du satellite étant limitée à 50 W pour le plan détecteur ISGRI. Toutes ces considérations conduisent aux spécifications de base d'une électronique de lecture miniaturisée sous forme d'un circuit intégré ASIC analogique et numérique.

4.3.1 Les besoins scientifiques et techniques

La définition d'un circuit comme le nôtre prend en compte, non seulement les performances pures recherchées par les utilisateurs en terme de seuil bas, de taux de comptage ou encore de résolution spectrale, mais aussi la situation particulière d'utilisation du circuit à bord d'un satellite (faible puissance, faible dimension) évoluant dans des conditions hostiles vis à vis de l'électronique (tenue aux radiations).

4.3.1.1 Besoins scientifiques

- **Préamplificateur de charges et résolution spectrale**

Afin d'atteindre les meilleures performances spectrales, le bruit de la chaîne se doit d'être le plus faible possible et inférieur au bruit propre du détecteur ($\sim \text{ENC} = 350 \text{ e}^- \text{ rms}$ à 20°C). La contribution de l'ASIC, affecté par les capacités parasites de la plate-forme céramique et des détecteurs CdTe, doit être limitée par l'emploi d'un préamplificateur de charges bas bruit.

- **Mesure bi-paramétrique**

Le circuit doit permettre la mesure simultanée de l'amplitude des impulsions produites par des photons de 20 keV à 1 MeV et de leur temps de montée entre 0,5 μ s et 6 μ s (gamme de temps de montée d'un CdTe de 2 mm d'épaisseur à 20°C sous 100 V de tension de polarisation). Il est très important de rappeler ici que les performances spectrales dépendent du bruit de la voie amplitude et du bruit de la voie temps de montée. En effet, les performances spectrales sont évaluées sur des spectres corrigés de la perte de charges. Cependant, les deux voies de mesure ont des filtrages spécifiques pour optimiser leur performance. La voie amplitude a un filtrage assez étroit en fréquence avec un temps de mise en forme de l'ordre de la microseconde. La voie temps de montée a une large bande passante, étendue à basse fréquence, permettant ainsi des mesures d'impulsions lentes, mais laissant rentrer plus de bruit dans la fenêtre de mesure.

- **Seuil bas de déclenchement**

En ce qui concerne la valeur du seuil bas, le détecteur CdTe, à 20°C sous 100 V de tension de polarisation, n'est pas très limité et autorise des mesures jusqu'à 4 ou 5 keV. En revanche, ce sont les signaux logiques internes de pilotage de l'ASIC (horloge par exemple) qui vont limiter la valeur du seuil bas. Ces signaux « drivers » ne doivent pas induire de « glitches »* sur les entrées des voies de mesure, via les capacités parasites, qui pourraient provoquer des auto-déclenchements au-delà de 20 keV. C'est une contrainte très forte et très dépendante de la technologie choisie pour la réalisation des puces. Ce point a valu la reconception de la première version de l'ASIC (version « 4A »), dont la valeur du seuil bas n'était pas réglable et pour lequel les « glitches » provoquaient des auto-déclenchements systématiques jusqu'à plus de 30 keV.

* Les « glitches » sont des perturbations parasites dont l'amplitude est d'autant plus grande que le signal qui les induit est rapide et que le couplage capacitif parasite entre l'entrée et la ligne logique est grand. Ces perturbations ramenées sur l'entrée du préamplificateur risquent de déclencher le seuil bas et donc apparaître comme une fausse mesure.

- **Temps mort**

Le temps mort doit être le plus faible possible. La mesure complexe qui est opérée par la puce pourra s'effectuer en une centaine de microsecondes limitant le taux de comptage à une dizaine de milliers de coups par seconde et par puce (ou par chaîne de puces). Le taux de comptage moyen attendu en vol est de l'ordre d'une centaine de coups par seconde par module (i.e. par chaîne de puces) mais peut atteindre quelques milliers dans le cas d'un fort sursaut gamma. Nous remarquons qu'il est intéressant d'avoir un temps mort constant car il facilite sa mesure et donc les corrections à apporter aux flux mesurés pour l'étude des sources de rayonnement.

Afin de limiter le temps mort, les événements dus à des particules chargées déposant plus d'un mégaelectronvolt dans le détecteur (principalement les protons du rayonnement cosmique) doivent être rejetés très vite et font l'objet d'un traitement particulier de remise à zéro de la chaîne. Une vingtaine de microsecondes suffira à remettre la chaîne de mesure en état de détecter un nouvel événement.

- **Datation et précision de datation**

Enfin, pour permettre le travail en coïncidence avec PICsIT (cf. § 1.2.2.5) ainsi que l'anticoïncidence des événements de bruit fond par le VETO (cf. § 1.2.2.6), chaque événement doit être marqué en temps avec une précision de l'ordre d'une période d'horloge (~250 ns).

4.3.1.2 Besoins techniques

- **Consommation électrique**

L'utilisation à bord du circuit *d'INTEGRAL* limite la consommation de l'ensemble ISGRI à environ 50 W soit 3 mW par voie.

- **Tenue aux radiations**

Les puces doivent être robustes et supporter les radiations pour limiter les désynchronisations (effets sur la partie logique de l'ASIC) et surtout ne doivent pas subir de « latch-up » (court-circuit entre la grille d'un transistor et le substrat) ce qui pourrait avoir pour conséquence de bloquer définitivement une ligne de polycells d'un module, soit 256 voies.

- **Les paramètres de réglages**

Dans le but d'optimiser les performances de chaque voie et d'uniformiser les sorties, quelques points de réglages sont nécessaires, comme les valeurs des gains en amplitude et en temps de montée, les valeurs de seuils bas ou de seuils hauts. Nous reviendrons sur ces paramètres dans la description des registres de réglages au § 4.2.2.

4.3.2 Le design ASIC

4.3.2.1 Architecture

Le résultat obtenu est un ASIC mixte analogique et numérique dont nous décrivons maintenant les principales caractéristiques.

Il est composé de quatre voies analogiques et d'un bloc numérique (cf. figure et photo 4-1). De façon à limiter la surface de la puce et sa consommation, les quatre voies analogiques sont indépendantes pour la préamplification, le filtrage et la détection du seuil bas, mais disposent en revanche d'un bloc analogique commun pour la détection de crête, la conversion temps-amplitude et la restitution des signaux de sortie (buffers analogiques et numériques). Ceci a pour conséquence principale qu'un seul événement ne peut être traité à la fois dans chaque ASIC (4 voies).

Lorsqu'un événement gamma est détecté par l'une des voies analogiques du circuit, l'impulsion en courant délivrée par le détecteur est convertie en tension par le préamplificateur d'entrée. Les filtrages pour la mesure de l'amplitude et pour celle du temps

de montée sont différents. La détection de seuil bas commute la voie concernée au bloc analogique commun (multiplexeur) qui est alors en charge de détecter le pic d'amplitude et de convertir le temps de montée en amplitude. Le temps de référence pour la mesure du temps de montée correspond au moment du déclenchement du seuil bas. La fin de l'impulsion est prise au moment de la détection du pic.

Les signaux de sortie, exploitables par l'électronique de lecture d'ISGRI (cf. chapitre 5), sont restitués sous forme de courants analogiques différentiels dans le but de s'affranchir des perturbations éventuelles sur le bus de transport. En effet, on considère que si une perturbation déforme la composante positive d'un signal, elle modifiera de la même façon la composante négative, les deux composantes étant conduites sur des lignes courtes et proches du circuit imprimé où sont connectés les polycells qui contiennent les ASICs. De cette façon, le signal non perturbé est récupéré par la soustraction des deux composantes.

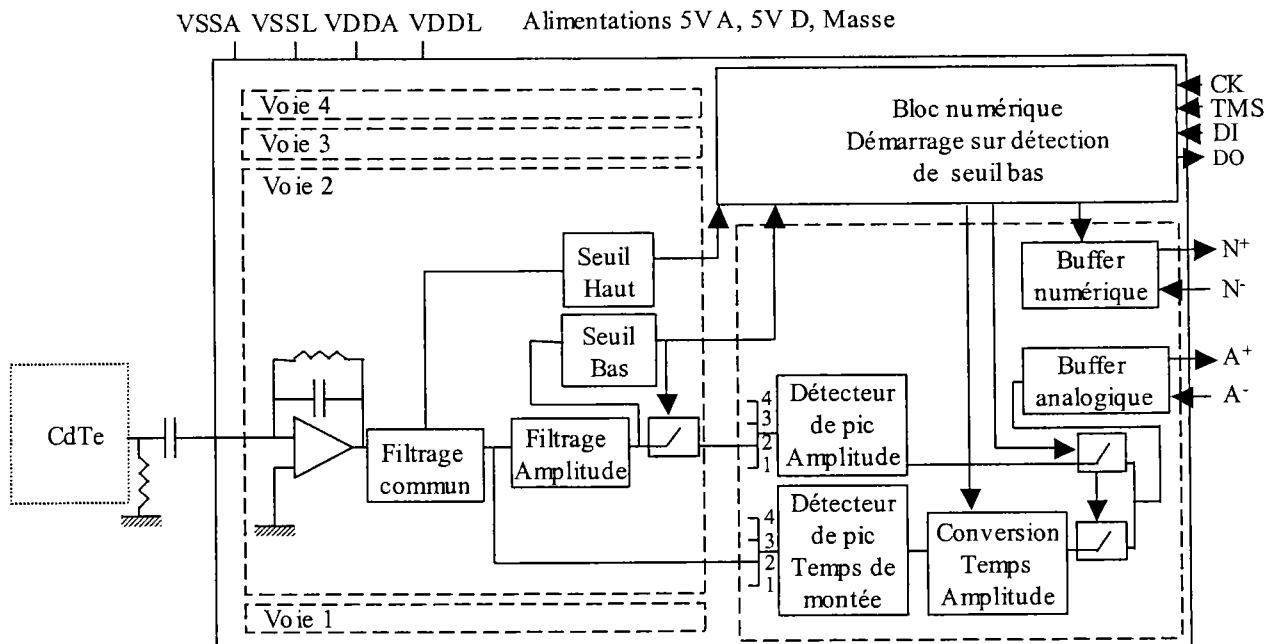


Figure 4-1 : Schéma de principe de l'ASIC ISGRI.

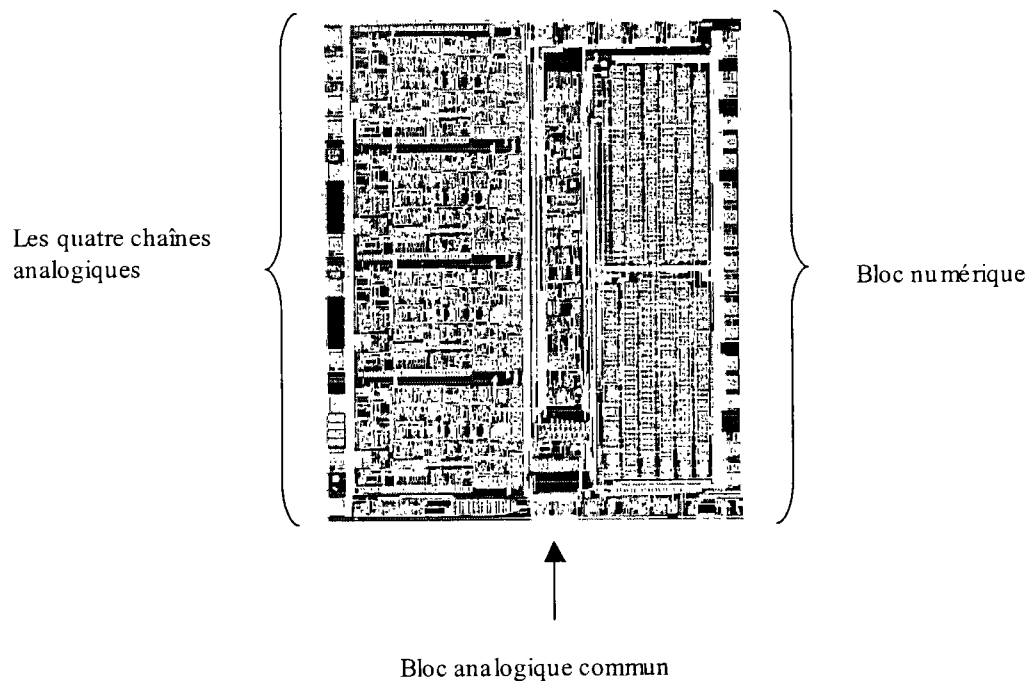


Photo 4-1 : Vue de l'ASIC.

4.3.2.2 Configuration et réglages

L'ASIC est entièrement configurable. Les registres logiques qui permettent les réglages sont de trois types :

- Registres de validation

C'est une série de quatre bits qui permettent la validation de chacune des voies. Lorsqu'une voie est invalidée, le déclenchement du seuil bas sur cette voie ne commutera pas le multiplexeur du bloc analogique commun. En d'autres termes, les événements de cette voie sont ignorés. Nous précisons qu'il ne s'agit pas d'une coupure physique entre le détecteur et son préamplificateur de charges, mais simplement d'une absence de traitement. Cette fonctionnalité est très utile pour traiter le cas des pixels bruyants. En effet, l'ASIC n'est en mesure de traiter qu'un seul événement à la fois par ordre d'arrivée en dehors du temps mort

(temps de traitement d'un événement). Lorsqu'un pixel est bruyant, il risque de déclencher le seuil bas de manière systématique de sorte qu'on ne puisse plus traiter les événements des autres voies normales. Il est possible d'ignorer les événements d'une voie bruyante en agissant sur le registre de validation. Le logiciel de bord d'ISGRI est doté d'un algorithme adapté à la détection des voies bruyantes et à la manipulation des registres de validation (cf. chapitre 5).

- Registres de tests

Les circuits sont dotés de moyens internes de tests. Il s'agit de générateur de stimuli dont le but est de simuler des impulsions gamma par injection de charges dans des conditions variées de temps de montée et d'énergie (60 keV/600 ns, 600 keV/4 μ s et 1200 keV/1 μ s). Ces générateurs sont très utiles dans la fabrication industrielle des polycells afin de tester le bon fonctionnement de l'électronique et du câblage avant le montage définitif des détecteurs CdTe.

Il est également possible de faire travailler le détecteur de crête de la voie amplitude en mode suiveur, c'est-à-dire que la chaîne analogique n'est plus automatique mais reproduit en sortie une image de la sortie du préamplificateur de charges. Ce mode a été très utile pour étudier le bruit et le comportement des premiers ASICs. Il n'est destiné qu'à des mesures de laboratoire car il nécessite l'emploi d'un oscilloscope.

- Registres de réglages

C'est le cœur du réglage de l'électronique. On y trouve 37 bits destinés à ajuster les seuils bas et les gains en amplitude de chaque voie, le seuil haut et le gain de sortie (amplitude et temps de montée) pour tout l'ASIC (les quatre voies ensembles). Les capacités de réglage figurent en table 4-1.

Commande	Valeurs	Nombre de bits
Seuil Bas	0 à 85 keV - pas de 1.35 keV	6 × 4
Gain Individuel	nominal, +10%, +20%, -10%	2 × 4
Seuil Haut	720 à 1065 keV - pas de 48 keV	3
Gains de Sortie	nominal, +25%, -17%	2

Table 4-1 : Registre de réglages de l'ASIC ISGRI.

4.3.2.3 Fonctionnement : séquence de mesure d'un événement gamma

Le bloc logique de l'ASIC est constitué de deux automates imbriqués. Ces automates sont des machines d'état. L'un des automates est synchrone, cadencé par l'horloge (CK) et est actif en permanence. Il place tous les ASICs d'une chaîne dans des états logiques déterminés dont les principaux exécutent des fonctions décrites plus loin. L'autre est asynchrone et n'est actif que dans certaines phases du cycle d'acquisition, en particulier lorsque la chaîne de mesure est en attente d'un événement gamma. Vis à vis de l'automate synchrone, l'ASIC est « esclave » de l'électronique de pilotage extérieure (MCE, cf. chapitre 5) alors que vis à vis de l'automate asynchrone, il est « maître », c'est-à-dire que c'est l'ASIC qui avertit l'électronique extérieure de poursuivre une séquence d'acquisition.

- **Machine d'état synchrone : séquence d'acquisition et réglages**

La figure 4-2 schématise les principales fonctions logiques de l'automate synchrone. Dans cet automate, tous les ASICs d'une chaîne changent ensemble d'état logique suivant les combinaisons formées par les signaux d'horloge (CK) et de « switch » (TMS).

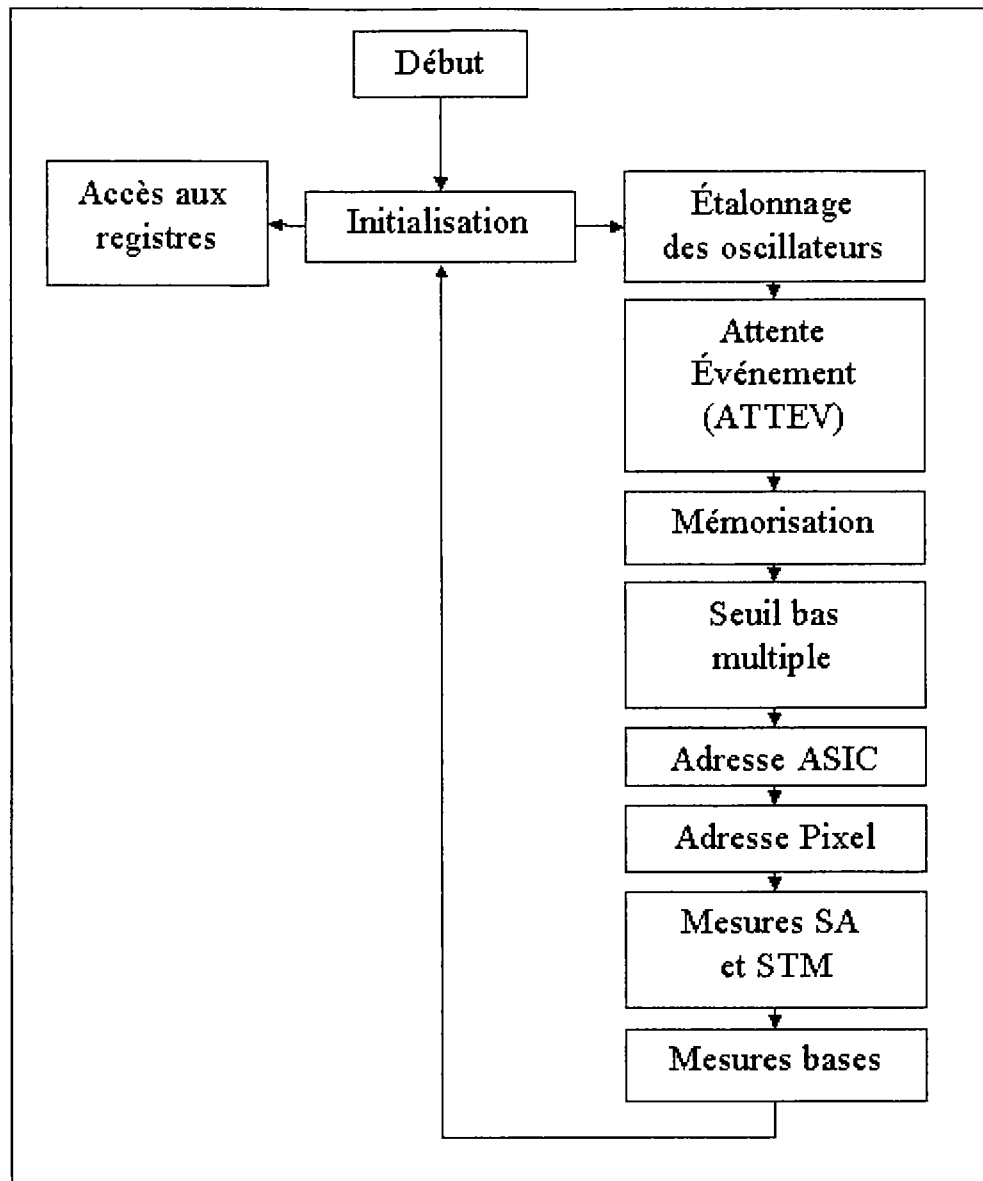


Figure 4-2 : machine d'état synchrone simplifiée de l'ASIC ISGRI. Par souci de clarté, nous avons choisi de regrouper les états de la machine synchrone dans des ensembles qui figurent sur le schéma mais qui ne représentent pas tout à fait la réalité.

Après la mise sous tension, l'ASIC est mis à zéro et se trouve dans l'état initial « Début ». Par un coup d'horloge, l'ASIC se retrouve dans la case « Initialisation » où on a la possibilité de s'orienter vers les registres de réglages (les signaux CK et TMS sont à la valeur 1 en même temps) et de programmer la configuration voulue. Lors d'une phase d'acquisition normale, l'électronique extérieure conduira l'ASIC dans les états successifs de la partie droite du schéma de la figure 4-2. La séquence d'acquisition commence par un étalonnage de l'oscillateur « 8 μ s » dont nous parlerons plus loin et dont le but est de garantir la précision

de datation des événements. La séquence se poursuit avec l'attente d'événement proprement dite, c'est-à-dire le déclenchement de la machine d'état asynchrone que nous décrivons plus loin dans ce paragraphe. Suite au franchissement d'un seuil bas dans l'ASIC et si l'impulsion n'a pas déclenché le seuil haut, on récupère les informations relatives à l'événements dans les états suivants :

1. L'étape « mémorisation » enregistre la mesure et dévalide la machine asynchrone,
2. L'étape « seuil bas multiple » indique, par la présence d'un bit sur le bus logique si plusieurs événements ont été détectés simultanément sur plusieurs voies du même ASIC (événement Compton impliquant deux détecteurs du même ASIC par exemple). Si ce bit est levé, l'événement devra être rejeté par l'électronique extérieure.
3. L'étape « Adresse ASIC » lève un bit correspondant à l'ASIC touché. Les ASICs chaînés transmettront leur bit tour à tour. La détection de plusieurs de ces bits lors d'une même séquence indiquera un événement multiple entre deux ASICs et les informations devront être rejetées par l'électronique extérieure.
4. L'étape « Adresse pixel » délivre l'identifiant du pixel touché dans l'ASIC.
5. « Mesure SA et STM » et « Mesures bases » sont les étapes où les informations analogiques de mesure de l'amplitude, du temps de montées et de leurs lignes de bases respectives sont disponibles en sortie du bloc analogique commun.

- **Machine d'état asynchrone : Attente d'événement**

Dans l'état d'attente d'événement, les puces sont toutes dans le même état logique vis-à-vis de la machine d'état synchrone que nous venons de décrire. En revanche, elles n'ont plus de raison d'être dépendantes à ce moment, puisque les événements se produisent aléatoirement. Dans cet état, un ASIC commence par subir une remise à zéro analogique à la suite de quoi les préamplificateurs de charges travaillent jusqu'à ce qu'un seuil bas soit franchi. Si ce seuil bas est aussi un seuil haut, l'ASIC retourne dans la phase de remise à zéro

analogique mais ne sort pas de l'état d'attente. Cette remise à zéro dure une vingtaine de microsecondes et n'est pas perçue de l'extérieur. Cependant, le franchissement d'un seuil haut génère bien un temps mort que l'on ne pourra donc évaluer que statistiquement sur une source céleste connue et pour un bruit de fond mesuré en vol. Si le franchissement du seuil bas n'est pas un franchissement de seuil haut, un délai de latence de 8 μ s est écoulé et la machine asynchrone délivre sur le bus logique un signal pour avertir l'électronique extérieure qu'un événement s'est produit et qu'elle doit reprendre la main.

- **Temps de latence et α -temps de latence**

Les préamplificateurs de charges sont extrêmement sensibles, y compris aux perturbations induites par couplage des signaux logiques avec les entrées analogiques (horloges principalement). Pour éviter les auto-déclenchements de seuils bas dus à ce type de couplage, il faut donc attendre un temps suffisant afin de s'assurer que « le calme est revenu » dans le circuit. C'est le but de la période d'inhibition qui suit la remise à zéro analogique du début de l'attente d'événement. Cette durée est en pratique de 8 μ s et elle est étalonnée dans la phase « Étalonnage des oscillateurs » de la machine d'état synchrone. De même, lorsque les mesures d'amplitude et de temps de montée sont réalisées par l'automate asynchrone, l'ASIC doit être calme. Une fois encore, on patiente pendant le « temps de latence » après que le dernier signal logique a été reçu pour opérer la mesure.

Le α -temps de latence est une portion du temps de latence. L'ASIC s'autocensure si un événement survient (déclenchement de seuils bas) alors qu'un traitement est déjà commencé sur une voie d'un autre ASIC depuis moins de α -temps de latence. Au-delà de cette période, deux événements sont considérés comme « multiples » par l'électronique extérieure qui voit deux adresses ASICs déclarées pour un seul événement. La période α -temps de latence est une période pendant laquelle un ASIC risque, par couplage entre ASICs, de générer de faux événements multiples. Si un véritable événement multiple arrive pendant le α -temps de latence (soit un événement Compton, soit l'échappement d'un photon de fluorescence), il est ignoré et traité comme un événement normal. Ce cas de figure produit des données erronées. En pratique, le α -temps de latence est d'environ 4 μ s. Ce type d'événement contribue au bruit de fond, mais à un niveau inférieur au pourcent (simulation Monte Carlo).

Le taux de fautes (deux événements indépendants détectés pendant le α -temps de latence) est lui totalement négligeable ($\sim 10^{-4}$).

4.3.2.4 Chaînage des puces

Les ASICs sont conçus pour être incorporés dans une chaîne qui peut en contenir jusqu'à soixante quatre. Ils sont pilotés par une électronique extérieure qui assure leur cadencement, la réception des données et la programmation des registres. Il est bien sûr possible de chaîner les ASICs en moins grand nombre, par exemple dans un polycell isolé qui en contient quatre (figure 4-3).

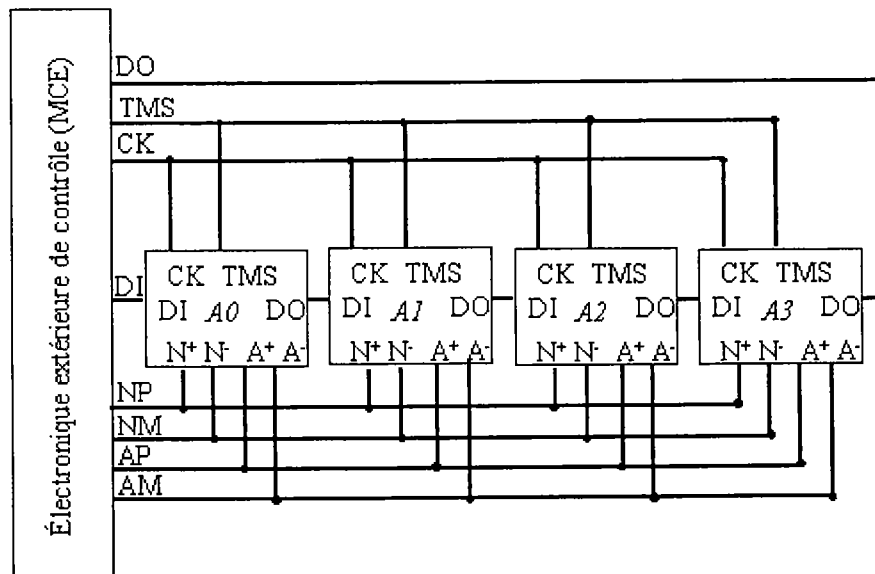


Figure 4-3 : Chaîne d'ASICs dans un polycell. DI, DO, CK et TMS sont les signaux logiques de commande en entrée, de commande en sortie, d'horloge et d'aiguillage de la machine d'état synchrone. NP et NM sont les signaux de sortie numériques différentiels positifs et négatifs, AP et AM NM sont les signaux de sortie analogiques différentiels positifs et négatifs.

1. Du fait de la structure chaînée, tous les ASICs sont toujours dans le même état logique de la machine d'état synchrone commandée par les signaux CK et TMS.
2. Les signaux de sortie numériques ont un bus commun ainsi que les signaux analogiques. Un seul événement ne peut être détecté à la fois sans quoi il y un

conflit de bus – ceci correspond à la notion d'événements multiples qu'il convient de rejeter par un traitement de l'électronique extérieure de contrôle.

4.3.3 Les fonderies et le choix du circuit de vol

Le chemin parcouru pour atteindre l'objectif final de la réalisation des circuits des modèles de vols d'ISGRI a été difficile et a nécessité la réalisation de deux fonderies successives. Nous décrivons les étapes qui ont conduit au produit final.

4.3.3.1 ASIC AMS et DMILL – Version 4B

A partir de spécifications et d'architectures électriques identiques, deux technologies de fonderie d'ASIC ont été utilisées parallèlement :

1. La technologie AMS (Austria Mikro System International) : c'est une technologie standard CMOS (CAQ 1.2, épitaxie 15 μm) sur laquelle des règles particulières de conception et de dessin ont été mises en œuvre pour assurer la tenue aux radiations du circuit. Les puces ont été conçues par le CEA/DTA/LETI/DSYS.
2. La technologie DMILL (MHS) qui présente l'avantage d'offrir une consommation plus faible et surtout d'être par nature immune aux effets des radiations. Ce circuit a été conçu par le CEA/DSM/DAPNIA/SEI.

La première puce fonctionnelle pour le projet ISGRI porte le nom d'ASIC 4B. Elle a permis la réalisation du premier polycell, démontrant la faisabilité du projet et permettant les premières évaluations de performances réelles.

Néanmoins, les circuits AMS et DMILL 4B ont montré des limites aussi bien sur le plan fonctionnel que sur le plan des performances spectrales.

- **ASIC DMILL**

Ce circuit complètement fonctionnel s'est avéré insuffisant en terme de performance de la voie temps de montée, rendant inexploitable les données bi-paramétriques. Bien que la résolution pour les spectres bruts (somme sur tous les temps) semblait prometteuse, la résolution en temps de montée en revanche était très mauvaise (8 μ s de largeur totale pour un temps court). Par ailleurs, le seuil bas n'était pas réglable en dessous d'une trentaine de kiloélectronvolts du fait de la valeur particulièrement faible du gain de la chaîne analogique.

L'atout principal de circuit réside dans sa faible consommation (1,9 mW par voie soit 32 W projeté sur tout l'imageur).

- **ASIC AMS**

Ce circuit a démontré la fonctionnalité du montage et la qualité du préamplificateur de charges. Nous avons par exemple mesuré la sensibilité du préamplificateur de charges en fonction des capacités parasites sur l'entrée, pour évaluer les performances spectroscopiques limites de l'ASIC dans son futur environnement polycell. Nous avons trouvé un bruit limite de l'ordre de 5 keV FWHM hors CdTe (cf. figure 4-4). Ceci illustre la nécessité d'utiliser la chaîne dans un système conçu pour limiter les capacités parasites, jusqu'à rendre leur contribution au bruit strictement inférieure à celle du CdTe polarisé.

En revanche, plusieurs points ont conduit à envisager la reprise de conception du circuit AMS. En premier lieu, le circuit pouvait se bloquer totalement dans des conditions de déclenchements successifs et rapides du seuil bas (par le bruit par exemple). Le déblocage nécessitait l'arrêt et le rechargement des registres de l'ASIC. Par ailleurs, les performances spectrales étaient affectées par la remise à zéro de la ligne de base de la chaîne analogique dont les oscillations d'une durée d'environ une milliseconde perturbaient aussi bien la mesure de l'amplitude que celle du temps de montée. Une mesure performante nécessite que la ligne de base soit « calme » au moment de l'interaction d'un photon avec le détecteur. Par conséquent, nous observions une dégradation de la résolution spectrale lorsque le taux de comptage augmentait.

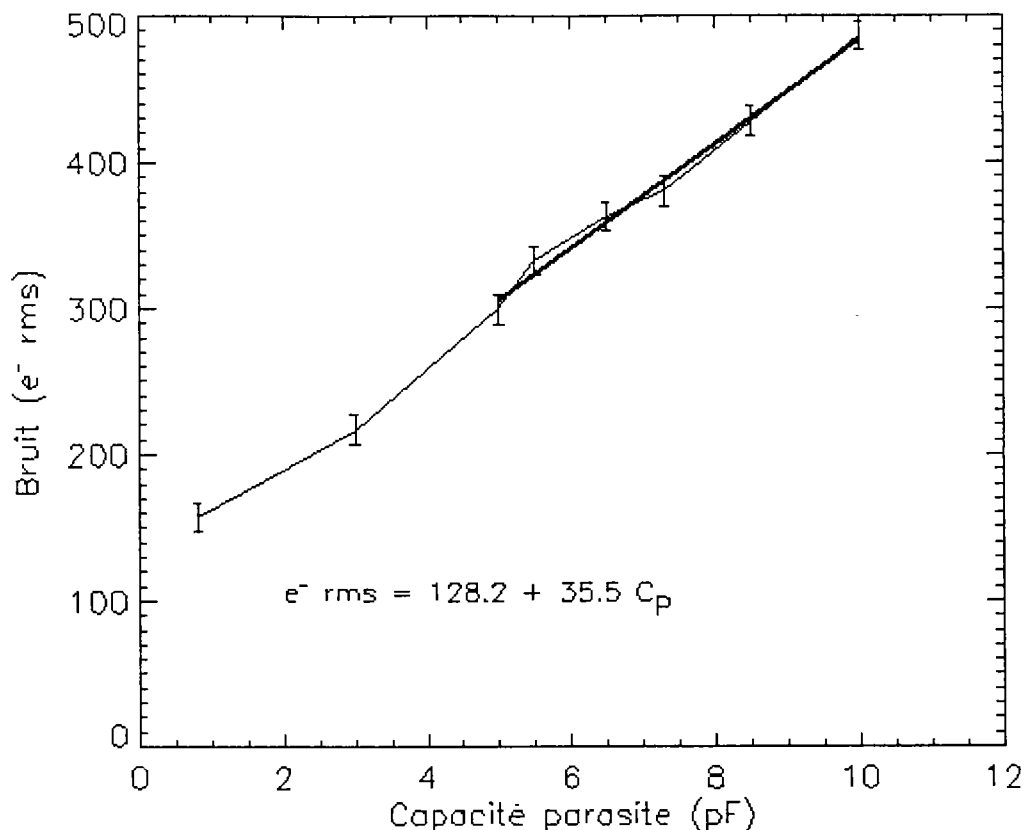


Figure 4-4 : Bruit de la chaîne ASIC AMS en fonction de la capacité parasite en parallèle de l'entrée du préamplificateur de charges. Sur les polycells, la capacité parasite est estimée à 5 pF hors capacité CdTe c'est-à-dire que la résolution intrinsèque limite du système est d'environ 220 e⁻ rms soit environ 5 keV FWHM ramené en unité spectrométriques pour le CdTe.

4.3.3.2 AMS et DMILL – version 4C

Une reprise de conception des circuits a conduit à l'ASIC 4C afin de corriger les problèmes rencontrés dans la version 4B du circuit. Le préamplificateur de charges n'a pas été modifié. Nous avons alors pu comparer les circuits et faire un choix objectif pour déterminer l'ASIC de vol.

Les reprises concernant les blocs logiques ont été opérées avec succès. Les performances spectrales en fonction du taux de comptage de l'ASIC AMS ont également été améliorées. La dépendance a fortement été réduite de 10 % à 6,5 % de résolution à 122 keV pour 6000 coups par seconde.

Les améliorations obtenues avec l'ASIC 4C AMS ont été publiées dans la référence 67 reproduite en annexe B.

4.3.3.3 Un choix objectif pour les meilleures performances scientifiques

Nous reportons ici les performances obtenues sur les deux circuits ASICS 4C AMS et DMILL. C'est sur la base de ces données que le choix définitif de l'ASIC AMS 4C pour ISGRI a été fait.

	AMS	DMILL
Fonctionnalité collective	✓	✓
Consommation par voie	2,75 mW	1,99 mW
Registres	✓	✓
Latch-up	✓	✓
Tenue dose radiation	✓	✓
Fiabilité	✓	✓
Générateurs de tests	✓	✓
Seuil bas	10 keV	15 keV
Taux de comptage max.	> 6000 coups s ⁻¹	> 1000 coups s ⁻¹
Temps mort protons	18,9 μs	16,2 μs
Seuil haut nominal	910 keV	930 keV
Seuil de diaphonie	> 2,3 MeV	> 2,3 MeV
Résolutions FWHM à 122 keV :		
au temps de montée min	6,8 keV	8,15 keV
au temps de montée min + 2 μs	25,1 keV	33,7 keV
au temps de montée min + 4 μs	44,3 keV	59,3 keV
Non-linéarité intégrale	0,7 %	0,8 %

Table 4-2 : Bilan des mesures sur les puces 4C AMS et DMILL pour le choix de l'électronique de vol d'ISGRI.

Les mesures de résolution, de seuil bas et de taux de comptage, ont été réalisées avec des sources radioactives de cobalt 57, les détecteurs et les ASICs étant positionnés sur des polycells en vue de limiter la capacité parasite et d'obtenir des performances représentatives des conditions d'utilisation finales. Les mesures de seuil haut ont été faites à l'aide d'une source de ^{90}Sr qui émet des électrons suivant un spectre s'étendant jusqu'à 2,3 MeV.

Les mesures de diaphonies ont été opérées à l'aide d'un générateur externe d'impulsions et d'une source radioactive de strontium 90. Aucune diaphonie n'a été observée.

Le temps mort sur particule chargée (« temps mort proton ») a été mesuré à l'aide d'un générateur externe d'impulsions simulant un dépôt d'énergie supérieur au seuil haut suivi d'une impulsion dans la gamme d'énergie de l'ASIC. L'écart de temps nécessaire entre les deux impulsions pour que la seconde soit traitée par le circuit correspond au « temps mort protons ».

C'est l'ASIC 4C AMS qui a été choisi pour le vol. Ses performances spectrales sont illustrées dans la référence 67 reproduite en annexe B.

4.3.4 La tenue aux radiations de la puce AMS 4C

Du fait de l'environnement spatial, les ASICs doivent être tolérants aux radiations du rayonnement cosmique. Sur l'orbite du satellite *INTEGRAL*, le télescope IBIS est irradié en permanence par des protons et noyaux du rayonnement cosmique proche du minimum d'ionisation* (≥ 1 GeV), à raison de 1 à 2 protons par seconde et par cm^2 . Les protons risquent d'endommager l'électronique par « latch-up » (courts-circuits entre la grille des composants et le substrat).

* Les particules de haute énergie perdent par ionisation leur énergie de manière quasiment linéaire quand elles rentrent dans la matière. La perte $\frac{dE}{dx}$ est une fonction de l'énergie initiale de la particule incidente et présente un minimum que l'on appelle « minimum d'ionisation ».

L'ASIC AMS a été entièrement caractérisé du point de vue des radiations. Des tests de dose au cobalt 60 à température ambiante ont été effectués. Ces tests ont démontré la fonctionnalité des puces pour des doses absorbées de 100 krad. De légères dégradations commencent à apparaître au-delà de cette valeur. Le besoin pour l'ASIC ISGRI, compte tenu du blindage (ASICs encapsulés et dans la structure d'IBIS) et de l'orbite du satellite, n'est que de 1 krad. On en déduit que la dose absorbée ne sera pas un problème en vol.

En ce qui concerne la tenue au « latch-up », la situation initiale était bien plus inquiétante alors que les premiers tests avaient montré que la technologie AMS y était sensible. Le seuil de transfert d'énergie linéique (LET) était de $15 \text{ MeV cm}^2 \text{ mg}^{-1}$ et la section efficace de saturation d'environ $6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2$. Compte tenu de l'orbite du satellite et de son blindage, ces valeurs auraient signifié un taux de « latch-up » d'environ un tous les 25 ans par ASIC. Avec 4096 ASICs à bord, la situation était inacceptable puisque nous attendions alors un court-circuit dû au rayonnement cosmique tous les deux jours et demi. La technologie AMS a été « durcie » par modification de l'implantation des composants élémentaires (anneaux de gardes, espacement des composants et bibliothèque de composants logiques développée au CEA/DAM). Suite à cette refonte de la technologie, le taux de « latch-up » est tombé à zéro pour les versions 4B et 4C. La technologie DMILL (Silicon on Insulator) aurait pu être une alternative puisqu'elle est immune au « latch-up » de façon native.

Sur les puces AMS « durcies », des mesures de « Single Event Upsets » (SEU) (modification de la valeur d'un bit ou de la position d'une bascule dans un circuit logique par l'effet d'un rayonnement cosmique) ont été réalisées.

Pour l'orbite d'*INTEGRAL* et compte tenu du blindage, les sections efficaces mesurées mènent à un taux d'environ un SEU par ASIC tous les 40 ans, soit un SEU tous les 4 jours pour l'ensemble de l'imageur ISGRI. Pour pallier cette éventualité, les registres des ASICs (partie logique du circuit sensible aux SEU) seront remis à zéro et reprogrammés toutes les heures environ.

Ce travail a été publié dans les références 68 et 69 dont le lecteur pourra consulter des copies en annexes C et D. Les articles contiennent les détails des expériences menées ainsi que des illustrations des résultats.

4.3.5 Limites de l'ASIC 4C

Bien que le résultat obtenu soit assez proche des spécifications, quelques anomalies considérées comme bénignes subsistent :

1. Le seuil haut (limite haute en énergie) varie avec le taux de comptage en raison d'une oscillation qui se produit sur la tension de référence.
2. Du fait de la présence de protections contre les décharges électrostatiques, alimentées par la source de tension 5V analogique, à chaque entrée du circuit ASIC (protections « anti-ESD »), il existe un couplage (via les capacités du montage de protection) entre l'entrée des ASICs et la tension d'alimentation. La conséquence est que des oscillations sur les alimentations sont susceptibles de produire des événements de bruit, voire même des auto-déclenchements des circuits. C'est ce qui se passe notamment lorsque les ASICs marchent tous ensemble dans un module, alors que leur consommation instantanée peut être importante (la consommation n'est pas constante dans le temps). Ce défaut a conduit à réaliser un circuit de filtrage de l'alimentation analogique des modules.
3. Les entrées des ASICs ont été conçues pour pouvoir être déconnectées physiquement par un interrupteur des cristaux de CdTe. Cet interrupteur est formé d'un transistor MOS dont la capacité parasite contribue à limiter les performances du circuit. Son utilité étant assez anecdotique, sa suppression est un des éléments d'amélioration possibles du circuit.
4. Bien que les performances obtenues soient satisfaisantes pour la mission, un gain en résolution passe obligatoirement par une amélioration de la voie temps de montée.

4.3.6 Synthèse

Surface de la puce	$3,8 \times 4,5 \text{ mm}^2$
Consommation électrique par voie	2,75 mW (5 V)
Consommation électrique par puce	11 mW (5 V)
Bruit du préamplificateur de charges	$< 200 \text{ e}^- \text{ rms}$ pour 3 pF de charge d'entrée
Latch-up	Pas de latch-up observé
SEU	1 SEU tous les quatre jours sur ISGRI

Table 4-3 : Propriétés principales de l'ASIC 4C AMS.

4.4 Le polycell

Pour des raisons variées, il a été nécessaire de regrouper la multitude de détecteurs CdTe dans des sous-ensembles maniables et permettant de garantir une bonne fiabilité. Les contraintes spatiales de fiabilité imposent de penser le détecteur sous forme modulaire. En effet, l'impossibilité de réparation de l'instrument en vol interdit l'existence ou l'abondance de « *single point failure* », c'est-à-dire de panne généralisée qui puisse être causée par la défaillance d'un composant unique. C'est l'indépendance des composants qui garantit la pérennité d'une expérience, laquelle tolère alors ses propres pannes. Par exemple, nous devons être en mesure de traiter le cas des pixels bruyants sans qu'ils ne perturbent la totalité du détecteur*. Par ailleurs, pour des raisons de coût, de faisabilité industrielle, mais aussi d'assurance qualité, il a été jugé judicieux de concevoir des mini-caméras gamma appelées *polycells*, qui rassemblent les pixels par seize avec leur électronique et qui sont utilisées comme des composants quasiment standards vis à vis du reste du système. Cette façon de

* Un détecteur bruyant déclenche le seuil bas à un rythme suffisant pour monopoliser la chaîne d'ASICs dont nous rappelons qu'elle ne peut détecter qu'un photon à la fois.

procéder permet par exemple le remplacement d'une pièce défectueuse ou encore l'utilisation conjointe de plusieurs versions du composant.

4.4.1 L'architecture

Le polycell est un assemblage hybride d'un ensemble de seize détecteurs CdTe collés sur une plate-forme céramique avec leur électronique associée. L'usage d'un circuit en céramique permet de limiter au maximum les capacités parasites (environ 2 pF) sur l'entrée du préamplificateur de charges et donc d'optimiser le bruit (proportionnel à ces capacités parasites cf. figure 4-4). La liaison électrique entre les détecteurs et les entrées analogiques des ASICs se fait par l'intermédiaire de pistes électriques sérigraphiées et de condensateurs de liaison fabriqués spécialement. Les ASICs sont chaînés au sein de la plate-forme. Les signaux logiques de commande des ASICs, ainsi que les signaux « scientifiques », résultats des acquisitions, sont délivrés sur douze pattes disposées au pas des composants électroniques standards. Les polycells sont destinés à être montés sur un circuit imprimé classique de vol.

D'un point de vue mécanique, le polycell est conçu pour limiter l'espace inter-pixels (600 μm) et assurer un pas constant entre les détecteurs. Ce sont des paramètres qui ont des conséquences sur les propriétés d'imagerie du télescope.

La tension de polarisation des détecteurs est appliquée au niveau de polycell. Depuis une de ses pattes, un fil émaillé est directement reporté à une « coiffe ». La coiffe est collée sur la face supérieure des détecteurs. Non seulement elle assure la mise sous tension des CdTe mais elle sert également de blindage électromagnétique ainsi que de radiateur thermique pour permettre l'évacuation des calories du système par rayonnement dans le vide. Ce principe permet de conserver une température de l'ordre de 0°C à 10°C pour l'ensemble du polycell.

La coiffe doit par ailleurs être la plus transparente possible au rayonnement gamma.

Les ASICs sont encapsulés hermétiquement sous un capot en titane rempli d'hélium. L'herméticité, suivant les normes spatiales de fabrication des composants hybrides, permet d'éviter les court-circuits éventuels qui pourraient se produire au sol alors que le taux d'humidité dans l'air serait élevé. Le choix du titane est lié à la transparence d'ensemble du

polycell. Dans la mesure où ISGRI fonctionne en mode Compton avec la caméra PICsIT (cf. §1.2.2.5.), il est important de limiter la présence de matériaux denses et diffusants entre les deux plans détecteurs.

4.4.2 Le premier Polycell : ASIC4B

La première version fonctionnelle du polycell a été équipée de la première génération d'ASIC (version AMS et DMILL 4B). Ce polycell a permis pour la première fois de faire une acquisition multi-voies avec un système intégré et qualifié pour les conditions d'utilisations dans l'espace. La mini caméra obtenue est un objet de quatre grammes environ, capable des performances spectrales qui figurent à la table 4-4.

Gamme d'énergie	12- 850 keV
<i>Résolution spectrale FWHM (%)</i>	<i>Température T = 22 °C</i>
<i>Spectres corrigés</i>	
59,3 keV	11 %
81 keV	9 %
122 keV	9 %
356 keV	4 %
<i>Résolution spectrale FWHM (%)</i>	<i>Température T = 22 °C</i>
<i>Spectres sélectionnés temps < 1 μs</i>	
59,3 keV	11 %
81 keV	8,5 %
122 keV	7 %
356 keV	3 %

Table 4-4 : Performances spectrales d'un polycell 4B.

Sa coiffe est un empilement multi-couches de films diélectriques « kapton » métallisés, dans lequel se trouvent un plan de polarisation et un plan de masse pour la

protection aux perturbations électromagnétiques. La face supérieure de la coiffe est peinte en noir pour augmenter le pouvoir émissif.

Des compléments d'information sur le polycell 4B sont disponibles dans l'article de la référence 32 reproduite en annexe A.

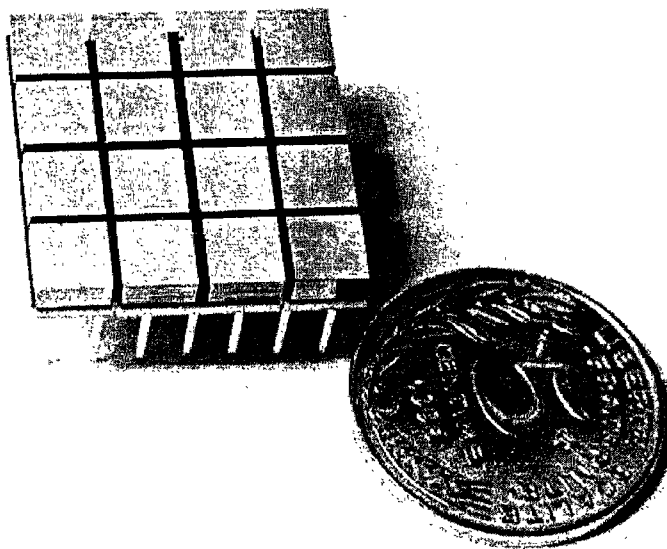


Photo 4-2 : Polycell ISGRI. Nous distinguons les seize pixels de CdTe placés sur leur plate-forme céramique dotée de douze pattes pour la connexion sur un circuit imprimé à la manière d'un composant standard.

4.4.3 Un nouveau Polycell pour aller plus loin

La remise en cause des performances de l'ASIC 4B et des modifications nécessaires sur l'architecture du polycell lui-même nous ont conduit à réaliser en trois étapes successives une nouvelle version de notre mini gamma-caméra.

Dans un premier temps, l'architecture du polycell est restée identique et nous avons adjoint au circuit hybride les nouvelles puces ASICs AMS 4C. Nous avons de ce fait amélioré la robustesse de la machine d'état et les performances spectrales en fonction du taux de comptage.

Par ailleurs, des essais de qualification en cycles thermiques (-55°C à +35°C) ont provoqué la rupture de certains collages entre la coiffe et les détecteurs de coin. La dilatation différentielle entre la plate-forme céramique et la coiffe est à l'origine de ce phénomène car des contraintes mécaniques de cisaillement sur les points de colle des détecteurs peuvent atteindre le seuil de rupture du CdTe dans cette gamme de température. Ces contraintes se manifestent avant la rupture par un comportement bruyant des détecteurs, probablement par effet piézo-électrique. Nous avons alors redessiné la coiffe pour la réaliser dans un matériau céramique de même nature que la plate-forme et annuler l'effet des variations de température sur le bruit des détecteurs et sur la solidité des points de colle. La coiffe, devenue blanche à l'occasion, offre du point de vue fonctionnel et thermique des performances similaires à la version multi-couches. En ce qui concerne la transparence, les valeurs sont aussi restées comparables (cf. figure 4-5).

Finalement, la mise au point du polycell s'est achevée avec l'enduction des condensateurs de liaison entre les détecteurs CdTe et les entrées des ASICs avec un fort isolant électrique. Cette opération était nécessaire car nous avons démontré la sensibilité des chaînes de détection, en particulier de la voie temps de montée, au courant de fuite des condensateurs de liaison, dont la valeur d'isolement doit être supérieure à quelques mégohms. Lorsqu'un détecteur voit son courant d'obscurité augmenter, soit à cause d'une température et/ou d'une tension de fonctionnement excessive, soit à cause d'une instabilité, le courant de fuite à travers le condensateur augmente. Une fuite excessive entraîne l'injection de courant continu dans le préamplificateur de charge et le sature assez rapidement. Dans le meilleur cas, le temps de montée est mal mesuré, mais si l'injection est très forte (quelques dizaines de nanoampères), la saturation peut dépasser la valeur du seuil haut et la chaîne est bloquée en apparence (remise à zéro permanente). La voie concernée devient muette. Les voies connexes sont aussi perturbées. Cette fuite est causée par le dégazage de la colle des ASICs au cours du temps. L'action corrective, en plus de l'enrobage des condensateurs, a consisté à modifier la méthode de collage des ASICs et à modifier le protocole de fabrication industriel des plate-formes.

Nous renvoyons le lecteur à l'article de la référence 67 reproduite en annexe B.

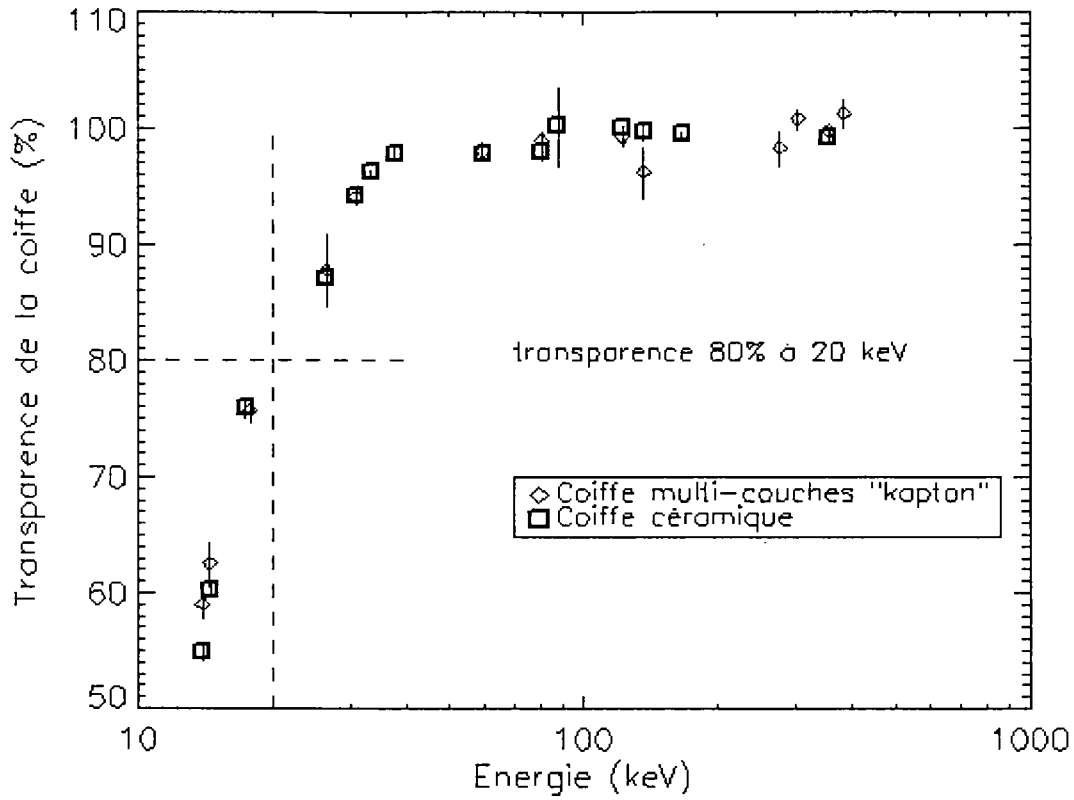


Figure 4-5 : Transparence de la coiffe en fonction de l'énergie. 80 % des photons de 20 keV n'interagissent pas dans la coiffe.

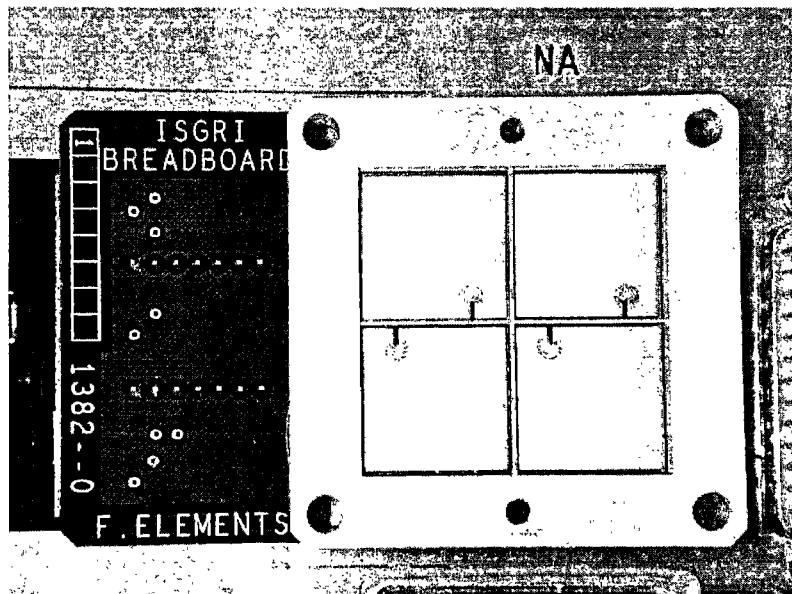


Photo 4-3 : "Micro-module" de test équipé de quatre polycells 4C avec la coiffe définitive en céramique.

4.5 Les unités modulaires de détection (MDU)

Un MDU est composé de huit lignes de seize polycells, c'est-à-dire de 2048 détecteurs CdTe. Les polycells sont positionnés dans des alvéoles espacées de telle sorte que le pas entre les pixels reste constant (4,6 mm). Le châssis alvéolé est usiné, tout comme les polycells d'ailleurs, avec une précision de 50 μm . Au dos du châssis en aluminium est collé un circuit imprimé multi-couches en époxy destiné, d'une part à recevoir les polycells qui y sont soudés et collés, d'autre part à recevoir les 512 composants pour le filtrage des alimentations des ASICs ainsi que pour la tension de polarisation des détecteurs.

Un tabouret muni de condensateurs de fortes valeurs est également placé au dos du module pour permettre un meilleur découplage des alimentations et éviter des auto-déclenchements de l'expérience lorsque les ASICs sont en phase de remise à zéro, c'est-à-dire que leur consommation électrique est maximale.

A l'extrémité du module, nous trouvons une zone dénommée « poignée » qui contient l'électronique de proximité du module. Cet étage de la chaîne comprend une partie numérique constituée de composants hybrides spécialement développés, qui ont pour but de gérer les signaux logiques (remise en forme de signaux – « *buffers* logiques ») et de commander la connexion des lignes. En effet, chaque ligne de seize polycells peut être déconnectée par télécommande pour n'isoler qu'un huitième des détecteurs en cas de panne grave. La propagation des pannes est limitée par cette technique. La poignée contient également les circuits de soustraction analogique des signaux qui sont transportés en différentiel depuis les ASICs.

4.5.1 Vers un premier module

- **Les modules de développement : EM0, MS, ML, μ MDU**

Pour mener à bien le projet et pouvoir anticiper les problèmes de fiabilité, tester les logiciels des équipements de test et de vol et tester le fonctionnement collectif des polycells, nous avons réalisé quatre familles de modules auxquels nous avons fait subir de très fortes

4.5 Les unités modulaires de détection (MDU)

Un MDU est composé de huit lignes de seize polycells, c'est-à-dire de 2048 détecteurs CdTe. Les polycells sont positionnés dans des alvéoles espacées de telle sorte que le pas entre les pixels reste constant (4,6 mm). Le châssis alvéolé est usiné, tout comme les polycells d'ailleurs, avec une précision de 50 μm . Au dos du châssis en aluminium est collé un circuit imprimé multi-couches en époxy destiné, d'une part à recevoir les polycells qui y sont soudés et collés, d'autre part à recevoir les 512 composants pour le filtrage des alimentations des ASICs ainsi que pour la tension de polarisation des détecteurs.

Un tabouret muni de condensateurs de fortes valeurs est également placé au dos du module pour permettre un meilleur découplage des alimentations et éviter des auto-déclenchements de l'expérience lorsque les ASICs sont en phase de remise à zéro, c'est-à-dire que leur consommation électrique est maximale.

A l'extrémité du module, nous trouvons une zone dénommée « poignée » qui contient l'électronique de proximité du module. Cet étage de la chaîne comprend une partie numérique constituée de composants hybrides spécialement développés, qui ont pour but de gérer les signaux logiques (remise en forme de signaux – « *buffers* logiques ») et de commander la connexion des lignes. En effet, chaque ligne de seize polycells peut être déconnectée par télécommande pour n'isoler qu'un huitième des détecteurs en cas de panne grave. La propagation des pannes est limitée par cette technique. La poignée contient également les circuits de soustraction analogique des signaux qui sont transportés en différentiel depuis les ASICs.

4.5.1 Vers un premier module

- **Les modules de développement : EM0, MS, ML, μ MDU**

Pour mener à bien le projet et pouvoir anticiper les problèmes de fiabilité, tester les logiciels des équipements de test et de vol et tester le fonctionnement collectif des polycells, nous avons réalisé quatre familles de modules auxquels nous avons fait subir de très fortes

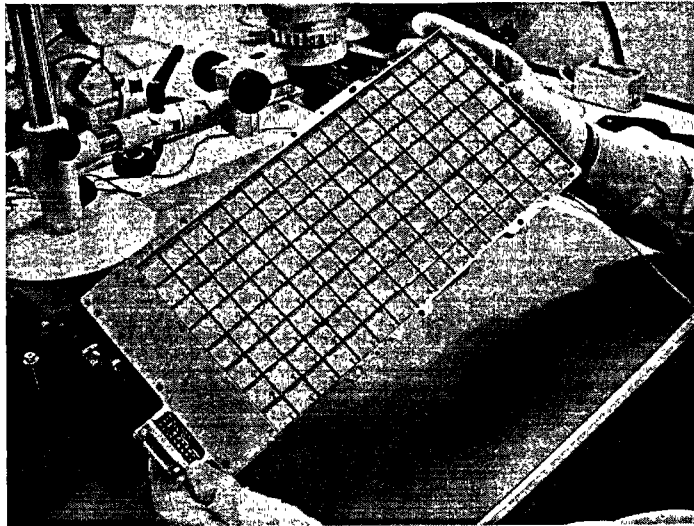


Photo 4-4 : Module de vol ISGRI en inspection visuelle.

4.5.3 L'électronique de lecture des MDU (MCE)

4.5.3.1 Description générale

L'électronique de lecture des modules (« *Module Control Electronics* ») est un système complexe analogique et numérique en charge non seulement de la programmation et du séquençement des ASICs, mais également de la lecture et de l'encodage des données scientifiques. Chaque module est doté de son propre MCE, lesquelles réunissent leurs données dans un système commun (et redondant pour les cas de panne) en charge de formater et dater les données pour qu'elles soient ensuite prises en charge par l'électronique du télescope IBIS.

Les MCE sont donc, pour leur double rôle, divisés en deux cartes, l'une numérique et l'autre analogique. La carte numérique gère le logiciel de bord, en charge de la commande des circuits et de la gestion des pixels bruyants. La carte analogique s'occupe d'encoder l'ensemble des données (amplitude, temps de montée et les références des amplitudes et des temps de montée). Un système d'encodage en parallèle à deux codeurs permet de limiter le temps des opérations à 110 μ s par événement.

4.5.3.2 Réglage automatique : implémentation, tests des paramètres

Le logiciel de gestion des pixels bruyants joue un rôle clé dans le fonctionnement de l'expérience. Il détecte, par un système de compteurs, une éventuelle anomalie statistique de comptage. Chaque pixel est doté d'un compteur. Si le taux de comptage est homogène, les compteurs s'incrémentent à chaque photon au même rythme pour tous les pixels, aux fluctuations statistiques près. Un pixel bruyant incrémente son compteur plus vite que les autres et est ainsi détecté. Si tel est le cas, le logiciel prend l'initiative de couper la voie concernée par réglage des registres de validation des ASICs. Ce logiciel peut également tenter de régler les seuils bas de chaque voie avant de les couper si nécessaire. Les cristaux peuvent être bruyants de manière temporaire du fait d'instabilités et c'est pourquoi les pixels sont périodiquement remis en état de fonctionnement. Si leur bruit persiste, ils sont alors automatiquement rééteints. Le rallumage des pixels se fait par demi-ligne de module afin qu'un excès de bruit collectif ne risque pas de bloquer temporairement un module par la production d'événements multiples systématiques (lesquels sont rejetés pour cause de confusion d'adresse de pixels touchés).

Chapitre 5

Étalonner ISGRI

5.1 Introduction

Les télescopes gamma sont tels que la manière dont ils répondent aux sources célestes est en général une fonction complexe de l'énergie et de l'angle d'incidence des photons. De plus dans le cas d'ISGRI, il faut prendre en compte les possibilités de réglage de l'instrument comme la tension de polarisation des détecteurs et les conditions d'utilisation liées à la température des cristaux.

Contrairement à une pratique d'usage courant dans d'autres domaines spectraux, on ne peut pas se contenter d'estimer la réponse instrumentale des télescopes gamma avec les seuls photons émis par les sites cosmiques eux-mêmes. En effet, les sources gamma célestes émettent beaucoup trop peu de photons et sont souvent trop variables pour garantir un étalonnage suffisant. Sans oublier qu'un photon traverse des milieux matériels qui entourent le détecteur avant de l'atteindre. Il en résulte une absorption totale ou partielle (effet Compton et fluorescence) du rayonnement incident qu'il convient d'estimer avec soin. Enfin, les divers modes (Compton ou photon-photon) et configurations d'utilisation du télescope (réglage des seuils bas et hauts) influencent aussi sa réponse. Autant de paramètres qui prennent part à la réponse de notre instrument et qui font qu'avant la mise en orbite, il doit impérativement être soumis à des faisceaux de photons de diverses énergies, divers angles d'incidence et dans un maximum de configurations réalistes d'usage. Les étapes d'étalonnage se déroulent en trois phases complémentaires : la première au niveau des modules ISGRI seuls permet de caractériser les détecteurs, la seconde au niveau du télescope IBIS où les modules fonctionnent avec leur électronique de lecture de vol (MCE) réunit également ISGRI avec les autres sous-systèmes du télescope et la dernière au niveau du satellite *INTEGRAL* où la gamma-caméra est intégrée dans son environnement définitif. Il faut ajouter à cette dernière phase l'étalonnage commun et la mise en correspondance des multiples éléments sensibles de

l'observatoire, aussi bien les deux principaux instruments IBIS et SPI que les autres détecteurs comme par exemple le moniteur de particules. L'ensemble de ces étapes ne saurait suffire à déterminer complètement la réponse de l'instrument sans sa modélisation par une méthode Monte Carlo et ceci afin de prendre en compte les écarts majeurs de fonctionnement entre l'expérience au sol et en vol. En particulier, les conditions spatiales modifient les effets de l'environnement de part les interactions du rayonnement cosmique. Finalement, nous mentionnons que les étalonnages se font avec des sources situées à une distance finie, ce qui s'oppose naturellement aux sources célestes. Aujourd'hui, seule la première partie des étalonnages, celle concernant les modules ISGRI, a été réalisée.

Compte-tenu de l'immense nombre de voies de la caméra ISGRI et de l'indépendance des détecteurs qui la composent, nous avons décidé de procéder à une phase d'étalonnage initiale, module par module, avant leur intégration dans le télescope. En effet, le temps nécessaire pour obtenir des statistiques suffisantes dans les spectres de photons bi-paramétriques, et ceci quelle que soit l'énergie et les conditions de fonctionnement, est extrêmement long et très supérieur au temps disponible au niveau du télescope ou du satellite. Après avoir procédé à des réglages minutieux des gains, des seuils bas et hauts de chaque voie et après avoir coupé les cristaux les plus bruyants, nous avons mesuré pour chacun de nos neuf modules de vol, les performances spectrales et la réponse bi-paramétrique en fonction de la tension (70 V et 100 V), de la température (-10°C, 0°C, +10°C et +20°C) et de l'énergie grâce à des sources radioactives (cf. table 5-1) dont les rayonnements caractéristiques permettent d'explorer la réponse spectrale dans toute la gamme de détection d'ISGRI.

La campagne d'étalonnage des modules a nécessité une adaptation du banc FSE-APM (cf. §4.2), en particulier pour y adjoindre le contrôle thermique et hygrométrique (températures inférieures au point de rosée) et les sécurités de coupures automatiques de l'expérience en cas d'incident ou de surchauffe par exemple. Les bancs ont acquis les photons 24 heures sur 24 pendant plus de cinq mois.

<i>Sources radioactives</i>	<i>Energie des principales raies (keV)</i>
américium 241	17,8 – 20,7 - 26,3 - 59,54
cadmium 109	21,9 -22,6 – 24,9 – 88,03
cobalt 57	14,41 – 122,06 – 136,48
cérium 139	33,03 – 33,44 – 37,8 – 165,85
mercure 203	279,2
baryum 133	31 – 80,9 – 302,8 - 356
étain 113	255,07 – 391,7
sodium 22	511
césium 137	32,2 - 661,66
manganèse 54	834,84
strontium 90	Spectre d'électrons <i>max.</i> = 2284 – <i>moy.</i> = 939

Table 5-1 : Sources radioactives utilisées pour l'étalonnage des modules ISGRI. Les énergies en gras et italiques correspondent aux raies gamma les plus intenses. Les autres valeurs sont les énergies des raies secondaires.

Les modules réglés et caractérisés ont été livrés au maître d'œuvre du télescope (IAS – Italie) pour y être intégrés et testés. Les périodes d'étalonnage à ce niveau d'intégration sont utiles pour déterminer la réponse de l'unité de détection de l'instrument à diverses énergies, en fonction de l'angle d'incidence des sources. De plus, c'est à ce moment que les réglages de fonctionnement avec les autres instruments du télescope sont possibles, comme le réglage des anticoïncidences (synchronisation et seuils de déclenchement), ou encore le réglage de la détection des événements Compton (cf. 1.2.2).

Malheureusement, le temps est compté et les périodes d'étalonnage sont très courtes. De plus, la télémétrie du système est limitée et ajustée aux opérations en vol pour lesquels les taux de comptage sont modérés. Le taux de comptage est limité à un millier de coups par seconde pour ISGRI. La limitation ne s'applique pas à PICsIT dont les données peuvent être transmises sous forme d'histogrammes (spectres par pixels). Cette limitation technique est un obstacle à l'efficacité des périodes d'étalonnage, c'est pourquoi nous avons spécialement

réalisé un outil d'acquisition rapide* (« *Fast Acquisition System* ») qui se substitue à l'électronique de bord du télescope pour la transmission des données photon par photon, réduisant au maximum les pertes de données. Cet outil essentiel et difficile à réaliser, permet de travailler à des taux de comptage très élevés jusqu'à 50 000 coups par seconde. Il est utilisé pour les tests d'intégration et sera également exploité au niveau satellite pour la toute dernière phase d'étalonnage, en grandeur réelle.

5.2 Linéarité différentielle des codeurs

Une fois que l'électronique de proximité des détecteurs a terminé son traitement suite à l'interaction d'un photon avec un détecteur, il est nécessaire d'encoder les signaux analogiques alors délivrés. Cette opération est faite indépendamment pour les signaux d'amplitude et de temps de montée par deux codeurs. Chaque module de détection dispose d'une paire de codeurs située sur l'électronique de lecture MCE.

Les codeurs affectent une valeur numérique à chaque niveau analogique qui lui est présentée. Cette valeur correspond à un intervalle analogique idéalement constant. En réalité, tous les intervalles (ou canaux de codage) n'ont pas la même largeur si bien que l'encodage d'une rampe de tension peut devenir une rampe approximative sur laquelle des défauts localisés systématiques apparaissent. Ces défauts sont les non-linéarités différentielles de codage.

Il est toutefois possible de compenser ces défauts en regroupant judicieusement des canaux entre eux. C'est ce que nous avons du faire pour chacun des deux types de codeurs utilisés pour ISGRI. Le codeur de la voie temps de montée est un AD-571-SD 10 bits regroupés sur 8 bits et Le codeur de la voie amplitude est un AD-574-ATD 12 bits regroupés sur 11 bits. La mesure des non-linéarités différentielles des codeurs d'amplitude nous a conduits à regrouper les canaux deux par deux en commençant par un canal pair : 2+3, 4+5,

* Le système d'acquisition rapide n'aurait pu être réalisé en quelques mois sans l'aide précieuse de B. Cordier, M. Mur, T. Larqué, E. Zonca, F.L. Fallou, E. Poindron, M. Donati, P. David et B. Horeau.

.... Cependant, cette opération n'élimine pas totalement les défauts qui seront caractérisés pendant les étalonnages au niveau d'IBIS.

5.3 Précision de datation

Lorsqu'un événement est détecté dans ISGRI, le signal qui en avertit l'électronique de lecture sert de référence temporelle. C'est à partir de ce signal qu'un photon est daté. Tant que l'électronique d'ISGRI est en charge de la datation, sa précision est de plus ou moins une période d'horloge, c'est-à-dire 250 ns. L'horloge, qui permet d'établir les coïncidences entre les différents sous-systèmes est elle-même resynchronisée par le calculateur de bord toutes les deux secondes. Une fois la transmission de l'information faite aux divers étages de l'électronique, la date est donnée à 61 μ s près dans les paquets de télémétrie scientifique, ce qui correspond à peu près à la valeur de la période orbitale du satellite (environ 72 heures) ramenée sur 32 bits de codage.

La situation se complique dès lors que l'on prend en compte le temps qui s'écoule réellement entre l'interaction d'un photon dans le CdTe et le moment où son électronique est en mesure d'avertir le reste du système de l'occurrence d'un événement. Ce temps est déterminé à partir du franchissement du seuil bas. Une fois le seuil bas franchi, le temps de traitement est constant à 250 ns près. Le franchissement du seuil bas en revanche, dépend de la forme des impulsions délivrées par le cristal et donc, dépend directement des propriétés de transport des porteurs de charge.

Fixons le seuil bas à 12 keV et examinons quelques cas de figure typiques en imaginant trois photons qui interagissent dans trois cristaux au même instant :

- Un photon de 800 keV interagit près de la cathode. Le temps de montée de l'impulsion est alors de l'ordre de 500 ns et le signal est très fort. Par conséquent, le signal atteint la valeur du seuil en 8 ns. Compte tenu du filtrage, une quarantaine de nanosecondes sont nécessaires pour déclarer l'événement à la chaîne.

- Un photon de 25 keV interagit près de la cathode. Le temps de montée de l'impulsion est alors de l'ordre de 500 ns mais l'amplitude est modeste. Le seuil est atteint en 200 ns.
- Un photon de 90 keV interagit près de l'anode. Le temps de montée de l'impulsion est alors d'environ 6 μ s et du fait de la perte balistique, l'amplitude du signal est équivalente à celle d'un photon de 25 keV qui aurait interagi près de la cathode. Le seuil bas est franchi en 3 μ s.

La datation par l'électronique des deux derniers photons va différer de 200 ns et 3 μ s par rapport au premier alors que leur interaction est simultanée (cf. figure 5-1) et ceci du fait de leurs profondeurs de pénétration et de leurs énergies respectives ainsi que de la valeur du seuil bas.

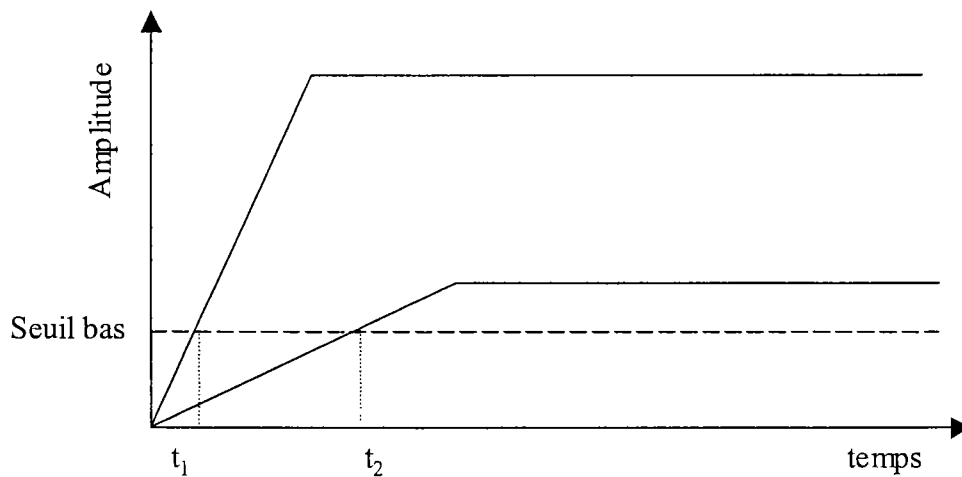


Figure 5-1 : Schéma de principe de la référence temporelle pour les interactions gamma dans le CdTe. Soient deux photons simultanés d'énergies supérieures au seuil bas dont le plus fort interagit à la cathode (signal rapide) et le plus faible interagit à l'anode (signal lent). Le signal le plus lent franchit le seuil bas à t_2 après le signal le plus rapide qui franchit le seuil à t_1 . Leur datation, référencée par rapport au moment du passage du seuil bas, va différer de $t_2 - t_1$ alors qu'ils sont arrivés au même instant.

Ces trois cas de figure montrent que la précision sur la mesure du temps est systématiquement bonne et de 250 ns mais qu'il existe un décalage de la référence par rapport au temps réel d'arrivée des photons suivant leur énergie, leur profondeur de pénétration et bien sûr de la valeur du seuil bas.

Le réglage des « fenêtres » de coïncidence pour le mode Compton et d'anticoïncidence pour le Veto doivent prendre en compte ces écarts importants. En pratique, la valeur admise à 25°C et à 100 V de tension de polarisation est de 4,1 μ s.

Il est important de préciser que le réglage dépend fortement de la tension et de la température dans la mesure où le temps de montée est principalement lié au temps de transit des trous, lequel est inversement proportionnel à la tension et augmente lorsque la température diminue (cf. §3.4).

5.4 Temps mort

Le temps mort est défini comme étant la proportion de temps* (exprimée en pourcentage) pendant laquelle aucun événement physique ne peut être détecté et enregistré. Il conduit à une inefficacité de mesure. Lorsque l'on mène l'observation d'une source pour laquelle la mesure absolue du flux doit être estimée avec précision, il est nécessaire de connaître rigoureusement le temps réel d'acquisition, c'est-à-dire le temps de la mesure diminué du temps mort.

Dans notre cas, le temps mort a principalement trois origines :

- le temps d'encodage des données, y compris les événements Compton et ceux rejetés (Veto et événements multiples) (cf. §1.2.2.6 et §4.3.2.4),
- le temps nécessaire au rejet et à la remise à zéro de la chaîne sur le déclenchement d'un événement au-delà du seuil haut (cf. §4.3.3.3),
- le temps d'anticoïncidence produit par PICsIT (cf. §1.2.2.5), Cal (cf. §1.2.2.7) et Veto.

* L'expression « fraction de temps mort » serait plus adaptée à la définition du « temps mort », mais conformément à l'usage dans la communauté astrophysique, nous exprimerons le « temps mort » en pourcentage.

Pour un module, le temps d'encodage des données est constant. A chaque événement, 115 μ s sont nécessaires avant que la chaîne ne soit à nouveau disponible pour traiter une autre interaction. Si nous comparons cette durée à l'intervalle de temps moyen entre deux photons pour un taux de comptage donné, nous obtenons le temps mort.

En vol, le taux de comptage moyen par module est estimé au minimum solaire (cas le plus défavorable) à environ 155 coups par seconde (événements Compton inclus), soit un intervalle de temps moyen entre deux événements de 6,4 ms. Le temps mort associé au codage est donc d'environ 1,7 %.

De plus, toujours au minimum solaire sont attendus environ 650 coups par seconde et par module au-delà du seuil haut. Les événements de ce type bloquent la chaîne pendant 18,9 μ s. Le temps mort associé est alors d'environ 1,2 %.

Une fois qu'un événement est enregistré par ISGRI, il est susceptible d'être annulé à cause de sa coïncidence avec un déclenchement PICsIT, Veto (latéral) ou de la source d'étalonnage Cal. Ces événements qui ne sont pas pris en compte in fine, induisent une inefficacité, c'est-à-dire une perte d'événements par unité de temps, que l'on assimile à un temps mort. Forts de cette définition, nous pouvons estimer le temps mort dû aux déclenchements de l'anticoïncidence, du Veto et de Cal.

En considérant que chacun de ces sous-systèmes a un taux de déclenchement de 15 000 coups par seconde et que leur fenêtre de coïncidence avec ISGRI est de 3 μ s, l'équation 1-5 nous permet d'estimer le taux de coïncidences. Nous trouvons, parmi les 1240 événements par seconde pour l'ensemble d'ISGRI, 56 événements par seconde pour chaque sous-système. Autrement dit, 4,5 % des 1240 événements sont rejetés par hasard et provoquent donc un temps mort de 4,5 % par sous-système.

On négligera totalement le temps mort dû aux événements multiples (détection simultanée de deux événements dans un même ASIC ou dans un même module ; cf. §4.3.2.4) car la probabilité d'occurrence est extrêmement faible. Par exemple, dans un module qui compte 155 photons par seconde, environ 10^{-4} événements par seconde et par module sont en

coïncidence (dans le temps de latence) et sont signalés par une bannière dans les données. Cela représente 10^{-8} de temps mort par module.

Au total, le Veto (latéral seulement), PICsIT et Cal induisent sur ISGRI une perte de 13 % des événements. En incluant le temps mort d'encodage et le temps mort pour les événements supérieurs au seuil haut, le temps mort global est de 15 %. Il est totalement dominé par les interruptions d'événements par les sous-systèmes.

Si nous envisageons pour ISGRI l'emploi du Veto inférieur, le temps mort atteint 18,3 %. Cette valeur importante nous incite à n'utiliser que le Veto latéral en vol car la présence de PICsIT en dessous d'ISGRI joue déjà le rôle de bouclier actif inférieur. Le Veto peut être désactivé, sous-système par sous-système si besoin est.

Le réglage des fenêtres de coïncidences sera fait en vol pendant la « *commissioning phase* » (phase de réglage en vol) car la valeur optimale dépend fortement du bruit de fond que nous ne connaissons pas précisément.

5.5 Efficacité

Nous utilisons comme définition de l'efficacité de détection, le rapport du nombre de photons détectés en fonction du nombre de photons émis par la source dans la direction du détecteur (l'angle solide n'intervient pas dans le calcul de l'efficacité). Si nous considérons le nombre de photons détectés dans le pic d'absorption totale alors, nous parlons de l'efficacité intrinsèque dans le pic. En revanche, si nous prenons en compte le nombre total de photons détectés (absorption totale ou non), nous parlons de l'efficacité intrinsèque totale.

L'efficacité de détection pour un télescope à masque codé comporte plusieurs composantes. Tout d'abord, la présence du masque obstrue par construction près de 50 % du flux incident. Puis, la présence de matériaux absorbants entre la source et le plan détecteur induit une diminution du nombre de photons de sources détectables à leur énergie initiale. L'absorption est donc un facteur d'inefficacité de détection. Ensuite, le détecteur lui-même n'est pas en mesure de capter tous les photons et son pouvoir d'arrêt est une fonction de

l'énergie. Enfin, le principe d'imagerie par échantillonnage d'un masque codé induit aussi une perte d'efficacité qui dépend de la géométrie des pixels et des éléments de masque (cf. 1.2.2.4) et de la position des sources par rapport à l'axe optique. L'efficacité en imagerie est de 86 % pour une source dans l'axe d'ISGRI.

L'efficacité de détection est influencée par la présence de matériaux situés entre la source et le plan détecteur. En l'occurrence, il s'agit d'une part des éléments mécaniques de structure qui assurent la rigidité du masque codé et d'autre part de la coiffe des polycells :

- la coiffe a une transparence de 80 % à 20 keV (cf. figure 4-5).
- la transparence des éléments de structure du masque dépend de l'angle d'incidence des photons de source avec l'axe optique du télescope. Pour une source dans l'axe, là où l'épaisseur de matière traversée par les photons avant d'atteindre le plan ISGRI est la plus faible, la transparence est de 68 % à 15 keV, 80 % à 20 keV et 88 % à 50 keV. Pour un angle de 19° de la source avec l'axe optique, ces valeurs deviennent 52 % à 15 keV, 70 % à 20 keV et 84 % à 50 keV.

Le pouvoir d'arrêt des cristaux fixe la limite de détection en fonction de l'énergie. La figure 5-1 illustre l'efficacité de détection intrinsèque totale en fonction de l'énergie des photons incidents. Cette mesure a été réalisée en interposant un cristal de CdTe de 2 mm d'épaisseur entre une série de sources radioactives collimatées et un détecteur germanium refroidi à haute résolution spectrale. Une mesure en présence du cristal a été soustraite à une mesure sans le cristal dans la même géométrie. Nous remarquons qu'au-dessus de 100 keV, l'efficacité de détection décroît très vite.

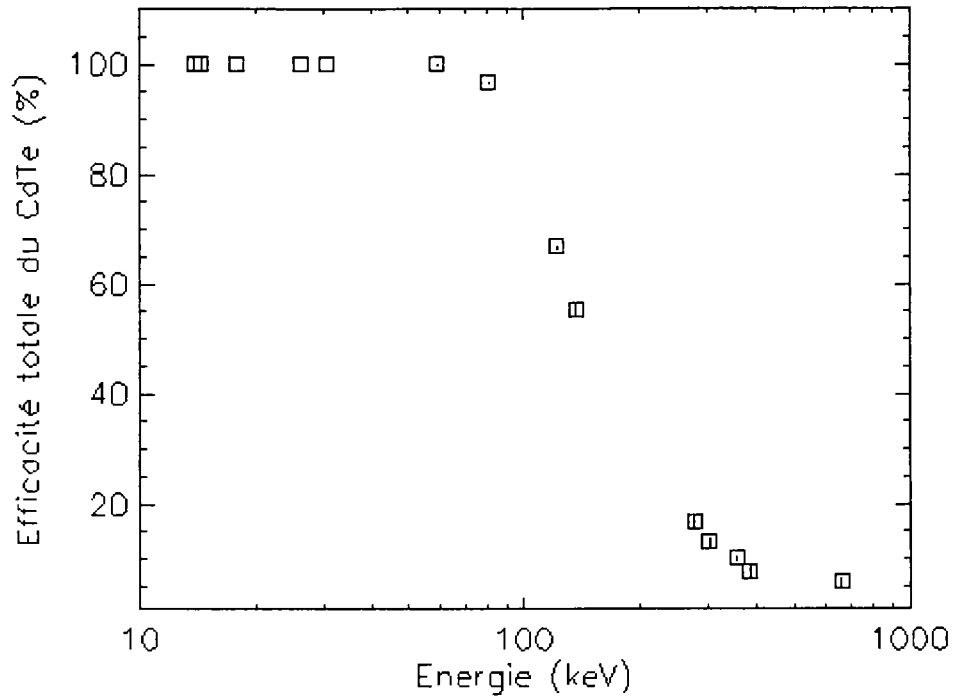


Figure 5-2 : Efficacité de détection dans le pic d'absorption totale pour un cristal de CdTe de 2 mm d'épaisseur. La figure est obtenue par la mesure de transparence d'un cristal de CdTe placé entre une succession de sources collimatées et un détecteur germanium refroidi.

L'efficacité totale ne peut être mesurée que sur le système complet intégré dans son ensemble. Cependant, des mesures et estimations intermédiaires permettent entre autre de préparer la modélisation informatique Monte Carlo de la réponse du télescope et d'ajuster progressivement les paramètres du modèle.

Nous écrivons l'efficacité totale ϵ_{tot} comme suit :

$$\epsilon_{tot} = \frac{1}{2} \epsilon_{imagerie} \epsilon_{CdTe} T_{masque} T_{coiffe} \quad (Eq\ 5-1)$$

où le facteur $\frac{1}{2}$ provient de l'absorption du masque codé, $\epsilon_{imagerie}$ est l'efficacité en imagerie, ϵ_{CdTe} est soit l'efficacité intrinsèque totale, soit l'efficacité intrinsèque dans le pic d'absorption totale du CdTe, T_{masque} est la transparence des éléments de structure du masque et T_{coiffe} la transparence de la coiffe céramique des polycells.

5.6 Relation amplitude – temps de montée

Comme nous l'avons présenté au §3.3, la mesure bi-paramétrique permet de rectifier les spectres de photons, déformés par la perte de charges dans le CdTe. Nous assimilons cette perte de charges à une perte de gain en amplitude à mesure que les temps de montée croissent. La correction s'opère via une méthode informatique qui nécessite, pour chaque détecteur, à chaque temps de montée et dans les diverses conditions d'utilisations possibles, de connaître le gain en amplitude. Ces valeurs sont regroupées dans des tables de correction.

L'un des principaux objectifs de notre campagne d'étalonnage au niveau des modules, est de déterminer avec la meilleure précision possible les corrections de gain et d'offset* en amplitude et en temps de montée de chaque pixel ainsi que les tables de correction de perte de charges.

La détermination empirique de la table de correction de perte de charges impose de mesurer sa réponse avec les sources radioactives de la table 5-1. Tous les spectres bi-paramétriques sont traités pour extraire les lois de correction mais ce travail nécessite des statistiques de comptage importantes. Typiquement, une centaine de milliers de photons dans un spectre est un minimum pour qu'une loi puisse être extraite. A basse énergie, une douzaine d'heures d'acquisition permettent d'obtenir cette statistique par pixel mais pour des énergies où l'efficacité est médiocre, le temps de mesure devient trop important.

Nous avons eu l'occasion de remarquer au §3.6 que les détecteurs dont nous disposons sont extrêmement homogènes et que leurs réponses montrent des variations qui se résument à des variations de gain à température et tension de polarisation données. Par ailleurs, les chaînes électroniques ASICs sont également très semblables entre elles et très linéaires dans la gamme d'utilisation, à condition toutefois qu'elles fassent partie de lots de fabrications cohérents. Par conséquent, il est possible de passer de la réponse d'un détecteur à un autre

* Nous appelons « offset » la valeur de l'ordonnée à l'origine dans une relation linéaire qui relie une grandeur physique (amplitude ou temps de montée) à sa valeur numérique encodée.

simplement par des transformations linéaires de la réponse en amplitude et en temps de montée puis d'appliquer une correction de perte de charges unique à la somme des diagrammes bi-paramétriques sur un module. Cette remarque simplifie considérablement la méthode de détermination des tables de correction, en particulier en ayant à considérer des statistiques de comptage collectives (par module) et non individuelles (par pixel).

La mesure des lois de correction débute par le réglage des gains en amplitude et en temps de montée dans le but de les harmoniser autant que possible, en programmant les registres de réglage des ASICs (cf. 4.3.2.2). C'est ensuite qu'une acquisition de référence est faite pour la détermination, voie par voie, des gains en amplitude et en temps de montée. Nous réalisons cette étape à l'aide d'une source radioactive de cérium 139 qui présente l'avantage d'émettre une raie isolée à 165,9 keV. Ceci limite le risque de mélange de raies dans le spectre bi-paramétrique et donc une mauvaise mesure des paramètres de gain. De plus, à cette énergie, la raie s'étale sur l'ensemble des temps de montée et le CdTe a encore une efficacité suffisante pour que nous puissions accumuler rapidement une grande quantité de photons.

La détermination du gain en amplitude est faite sur des spectres sélectionnés en temps de montée, c'est-à-dire que l'on détermine la position des pics de référence sur une partie du spectre bi-paramétrique où la perte de charges est négligeable. Le gain en temps de montée est déterminé sur la totalité du diagramme bi-paramétrique en prenant deux points de références : le premier sur le centroïde de la raie et le second à un temps correspondant à une fraction constante de l'amplitude du pic principal. Cette méthode présente l'avantage de ne pas avoir à faire d'hypothèse sur la valeur du temps de montée en grandeur physique ni sur les conditions de mesures.

Chaque détecteur dans un module est caractérisé par quatre paramètres (deux fonctions linéaires) qui permettent de passer de la réponse d'un cristal à la réponse de n'importe quel autre. A l'aide de ces paramètres, toutes les voies sont normalisées en amplitude et en temps de montée. Nous obtenons ainsi la réponse bi-paramétrique totale d'un module, réponse à partir de laquelle est construite la table de correction de perte de charges du module. La figure 5-3 montre par exemple le résultat de la somme de 2048 spectres bi-paramétriques pour l'acquisition des photons d'une source de manganèse 54. On peut

reconstruire à partir de cette table toutes les tables individuelles par l'opération inverse de la normalisation.

Les diagrammes bi-paramétriques, qui reflètent le comportement des porteurs de charge dans le détecteur, varient naturellement avec la tension de polarisation et la température des cristaux. De ce fait, suivant les conditions de mesure, les paramètres de normalisation en amplitude et en temps de montée de chaque cristal changent avec la tension et la température comme l'illustrent les figures 5-4 et 5-5.

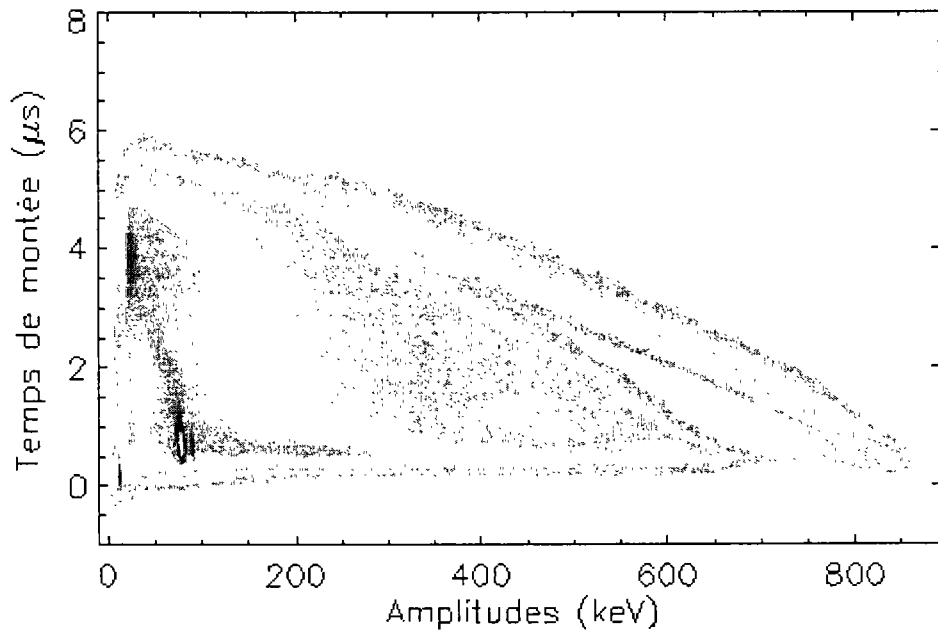


Figure 5-3 : Spectre bi-paramétrique "somme" d'une source de manganèse 54 (834 keV) sous 100 V à 0°C. Le spectre est obtenu en sommant les contributions normalisées en amplitude et en temps de montée de chacun des 2048 détecteurs du module de vol n°2.

Etant donné les variations linéaires de gain avec la température dans la gamme de fonctionnement d'ISGRI (-20°C à +20°C), il est envisageable d'interpoler les paramètres de normalisation pour les conditions réelles d'utilisation que nous découvrirons en vol. La température prévue se situe selon les simulations thermiques et les essais réalisés sur des modèles thermomécaniques autour de 6°C.

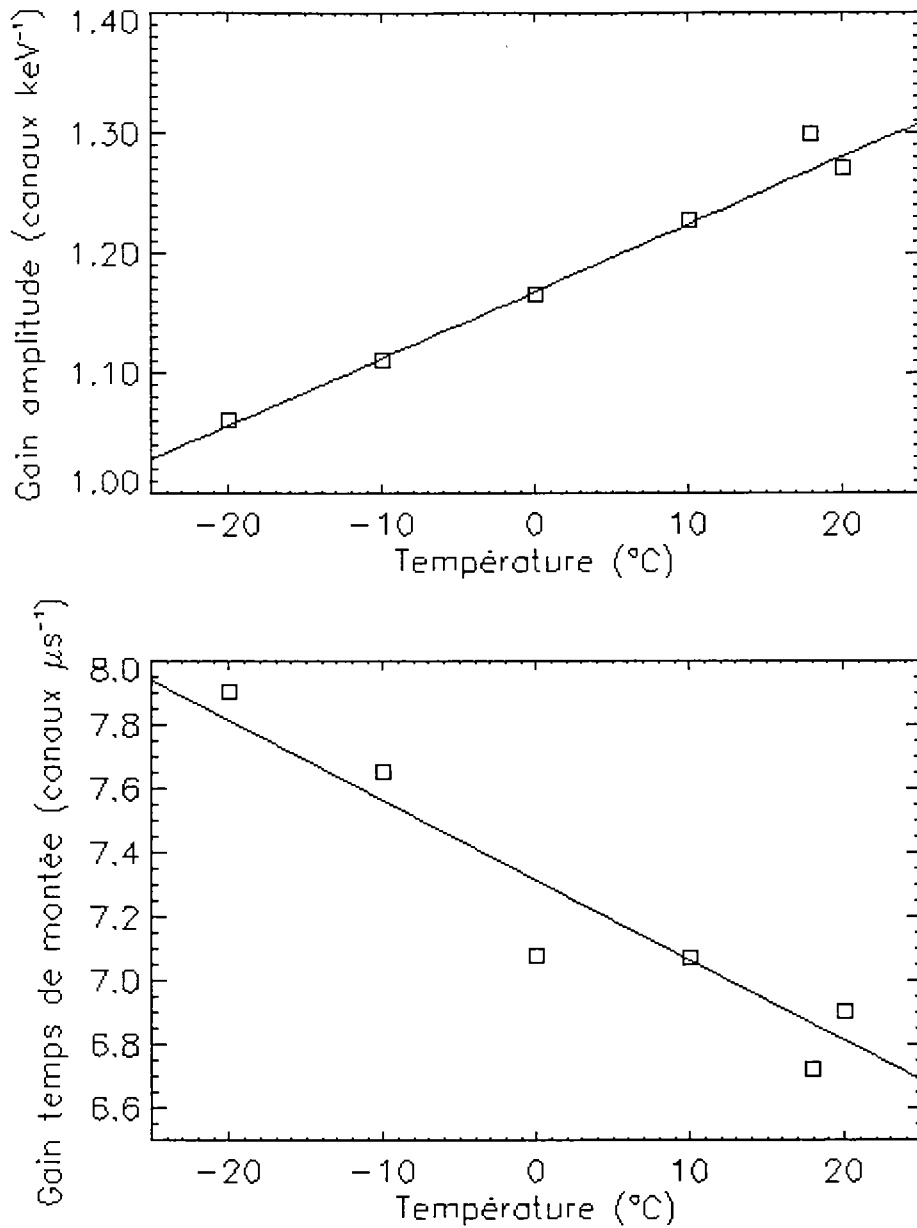


Figure 5-4 : Gain en amplitude et en temps de montée pour un spectre bi-paramétrique somme (2048 voies). Les gains sont calculés à partir de spectres de cérium 139. Les détecteurs sont polarisés sous 100 V. Les variations de gain avec la température sont quasiment linéaires. Les carrés sont les mesures et les traits pleins les meilleurs ajustements d'une droite aux données.

En ce qui concerne le comportement du gain en amplitude avec la tension de polarisation, son profil devrait suivre une loi en $1 - \exp(-V/V_0)$ comme le prévoit la relation de Hecht. Cependant la relation de Hecht n'est pas directement applicable puisqu'elle ne prend pas en compte la perte de charges dominante à savoir la perte balistique. Le gain en temps de

montée a un comportement strictement linéaire avec la tension de polarisation, le temps de transit des porteurs y étant proportionnel.

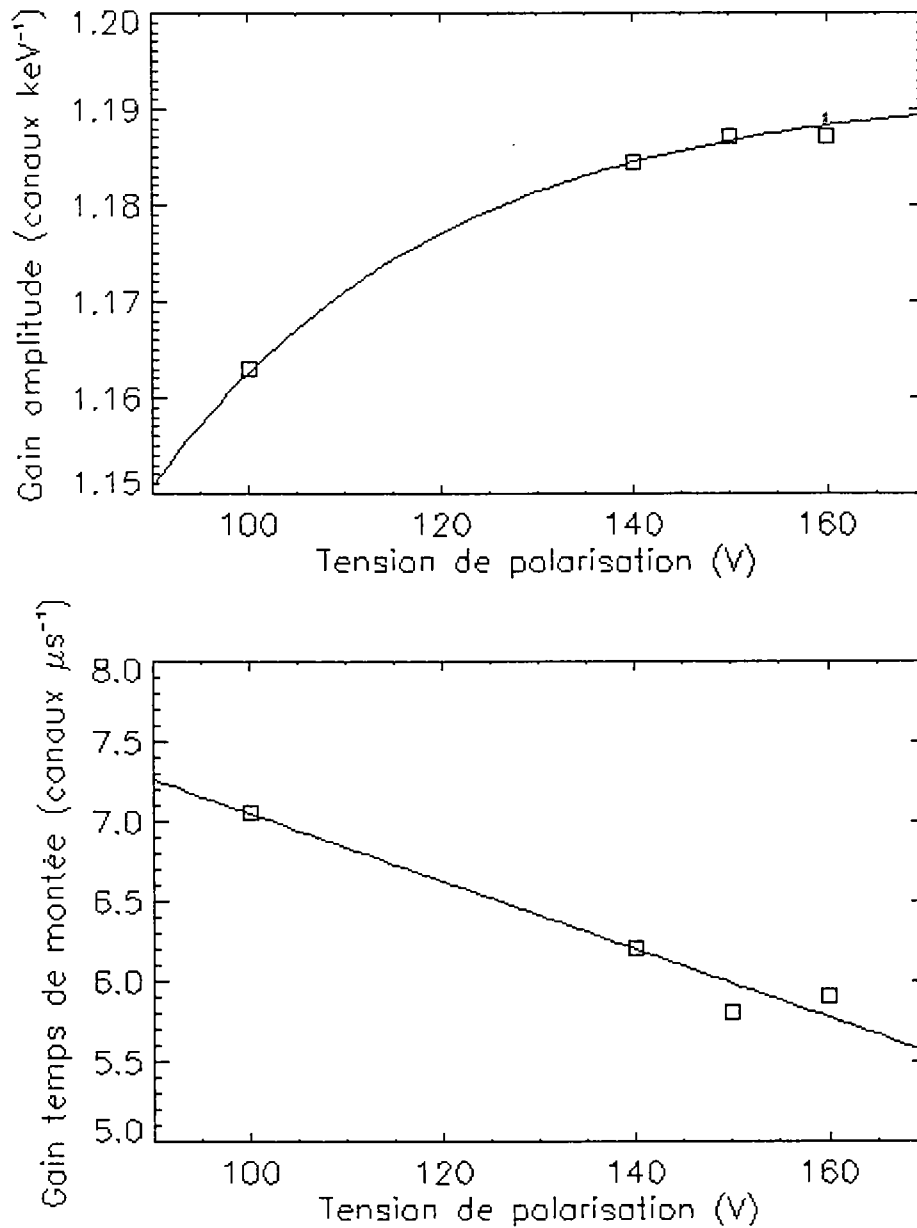


Figure 5-5 : Gain en amplitude et en temps de montée pour un spectre bi-paramétrique somme (2048 voies). Les gains sont calculés à partir de spectres de cérium 139. Les détecteurs sont à 0°C. Les variations de gain peuvent être estimées par des modèles simples. Le temps de montée varie linéairement avec la tension et l'amplitude suit une relation en $a_0 + a_1 [1 - \exp(-V/V_0)]$.

5.7 Correction des pertes de charges

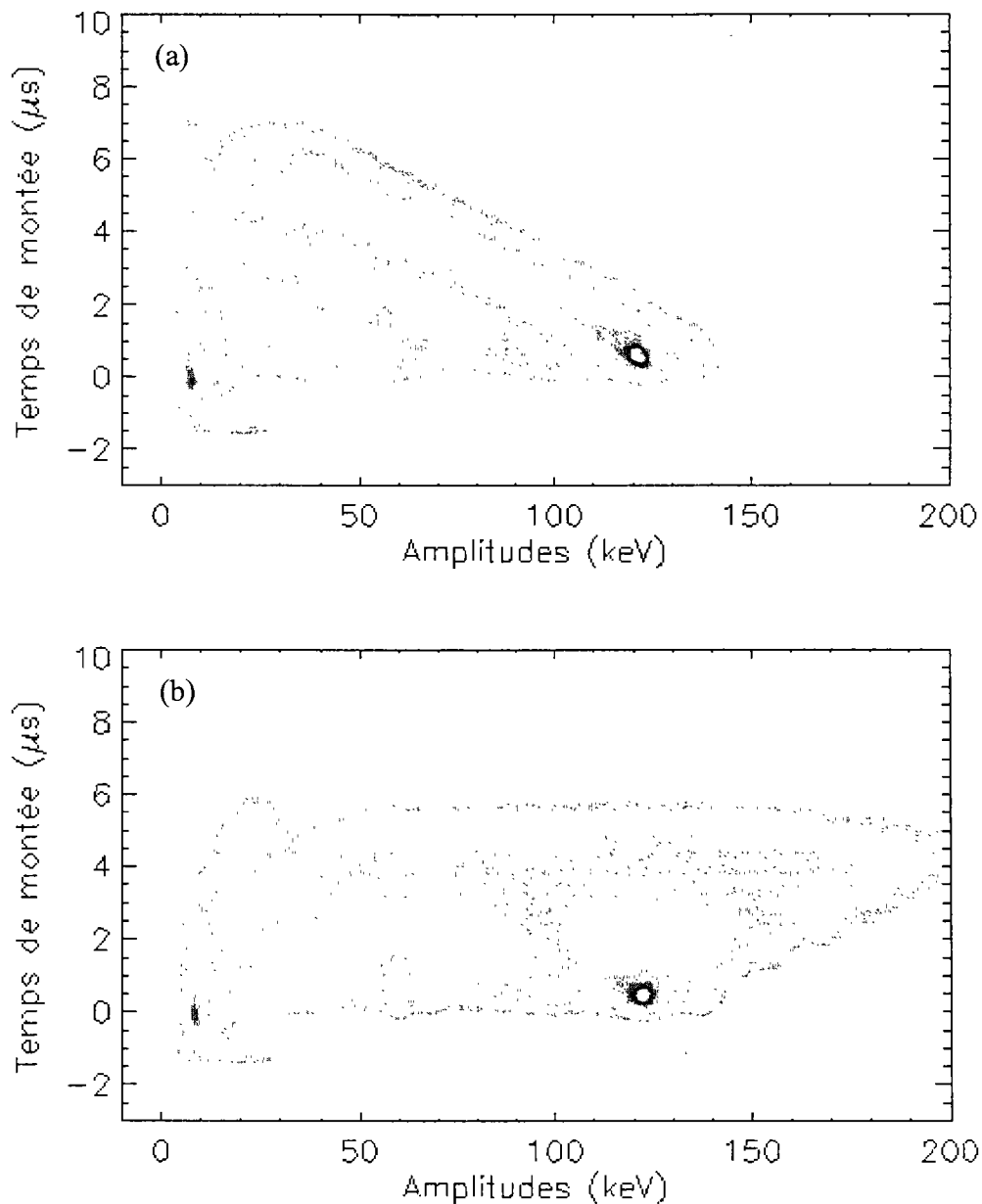


Figure 5-6 : Spectre bi-paramétrique obtenu à partir de la somme des spectres individuels de cobalt 57 des 2048 CdTe du modèle de vol n°10. (a). Spectre bi-paramétrique brut. (b) Spectre bi-paramétrique corrigé de la perte de charges.

Une fois la relation amplitude – temps de montée établie dans les diverses conditions expérimentales de température et de tension, il est possible d’appliquer les tables de corrections aux diagrammes bi-paramétriques. La figure 5-6-b illustre la correction de gain en

amplitude opérée sur chaque canal de temps de montée pour affecter l'amplitude des photons à leur énergie la plus probable.

Cette opération numérique peut induire des discontinuités dans le diagramme bi-paramétrique corrigé. Il faut insister sur le fait que la tâche d'optimisation de la table de correction est d'autant plus difficile que suivant l'énergie, les traces n'ont pas tout à fait la même forme. Par exemple, à la vue de la figure 5-6-a, la raie gamma à 122 keV du cobalt 57 apparaît très linéaire pour des temps supérieurs à la microseconde. Entre 500 ns et 1 μ s, la perte de charges balistique est insignifiante car le temps de transit des porteurs est contenu intégralement dans la bande passante de la voie amplitude de l'ASIC si bien que la trace s'approche de la verticale. Par contre, la figure 5-3 révèle une trace bien plus complexe pour la raie gamma à 834 keV du manganèse 54. En effet, pour les temps courts, la trace s'aplatie. Les tables de correction doivent prendre en compte ces réponses variées et fonction de l'énergie et du temps de montée. Il est alors évident qu'une correction globale devient un exercice périlleux mais indispensable, en particulier pour corriger des spectres continus.

Le résultat de la transformation est illustré sur la figure 5-7-b. Le spectre corrigé est certes déformé par la contribution des événements à long temps de montée mais le rapport pic sur vallée a été considérablement amélioré ainsi que la hauteur des raies sujettes à la perte de charges balistique (> 50 keV), comme nous l'avons démontré au §3.3. La résolution spectrale à mi-hauteur de cette mesure est de 8,5 % à 122 keV (sans correction de ligne de base). La raie à 136 keV épaulé la raie principale et peut être parfaitement résolue en sélectionnant les temps de montée les plus courts dans le diagramme bi-paramétrique, mais ceci au détriment de la sensibilité dans la raie.

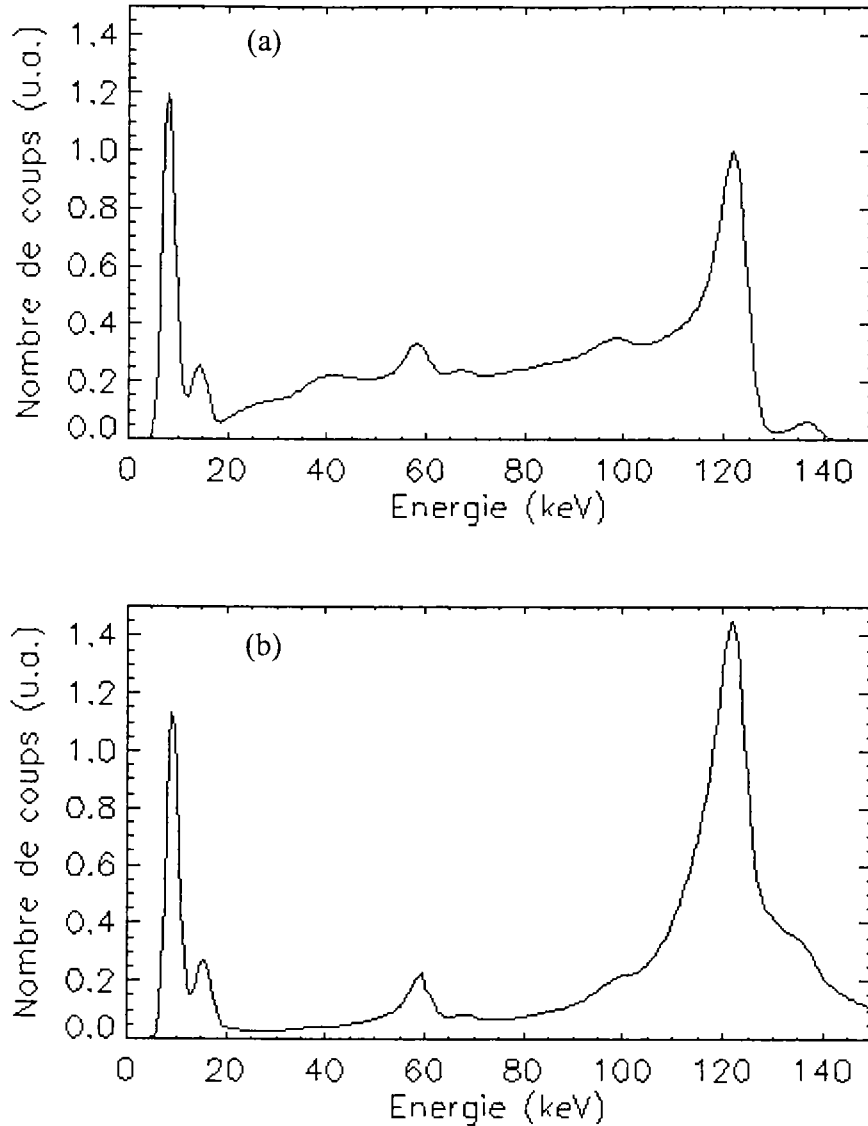


Figure 5-7 : Spectres de photons obtenus à partir des spectres bi-paramétriques de la figure 5-6. La raie à 122 keV est notablement plus haute sur le spectre corrigé que sur le spectre brut.

5.8 Résolution spectrale

La résolution spectrale est une fonction de l'énergie. La mesure des largeurs à mi-hauteur des raies gamma pour diverses sources radioactives permet d'établir la distribution énergétique de la résolution spectrale des spectres corrigés (sur l'ensemble des temps de montée). C'est ce que nous avons fait pour produire la figure 5-8 qui représente les

performances de nos détecteurs à une température de 19°C. L'estimation de la sensibilité aux raies fines de la caméra ISGRI est basée sur cette mesure (cf. §5.10).

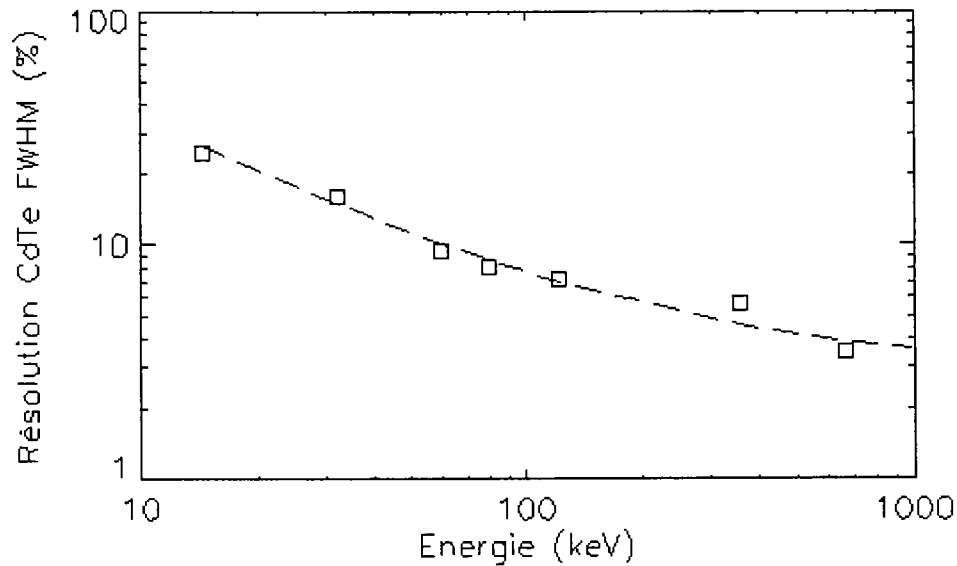


Figure 5-8 : Résolution spectrale d'ISGRI sous 100 V à 19°C, mesurée à partir de spectres corrigés de la perte de charges. Les carrés sont les mesures et la ligne pointillée est le meilleur ajustement par une relation de type : $\Delta E = (2,3 E^{0,85} + 3 \cdot 10^{-2}) \times 100$ où ΔE est exprimé en %.

L'analyse des données d'étalonnage à d'autres températures est en cours. La diminution de la température s'accompagnant de l'allongement du temps de transit des trous, la résolution des spectres corrigés en est affectée bien que le bruit diminue avec le courant de fuite des détecteurs (cf. §3.1.4.3 et §3.6.1). C'est la résolution de la voie temps de montée qui limite la résolution spectrale à haute énergie ($E > 50$ keV). Les performances optimales se trouvent à des températures différentes suivant l'énergie. En effet, tant que la perte de charges est négligeable, en dessous d'une cinquantaine de kiloélectronvolts, la diminution de la température est un atout. Par contre, pour des énergies plus importantes, la résolution peut se dégrader si les temps de transit des trous deviennent grands en regard de la dynamique de l'électronique, limitée à 8 μ s.

5.9 Le seuil bas et les détecteurs bruyants

Les efforts menés pour réduire au maximum le nombre de pixels bruyants par une sélection drastique basée sur des mesures systématiques de performances des détecteurs de vol nous ont permis d'atteindre une proportion de pixels coupés très faible par rapport aux spécifications initiales. Alors qu'un taux permanent d'environ 5 % de pixels coupés était jugé acceptable après 24 heures sous tension, nous atteignons un maximum de 3 % après 60 heures de polarisation et à 0°C. Ce résultat valide la méthode de sélection de cristaux.

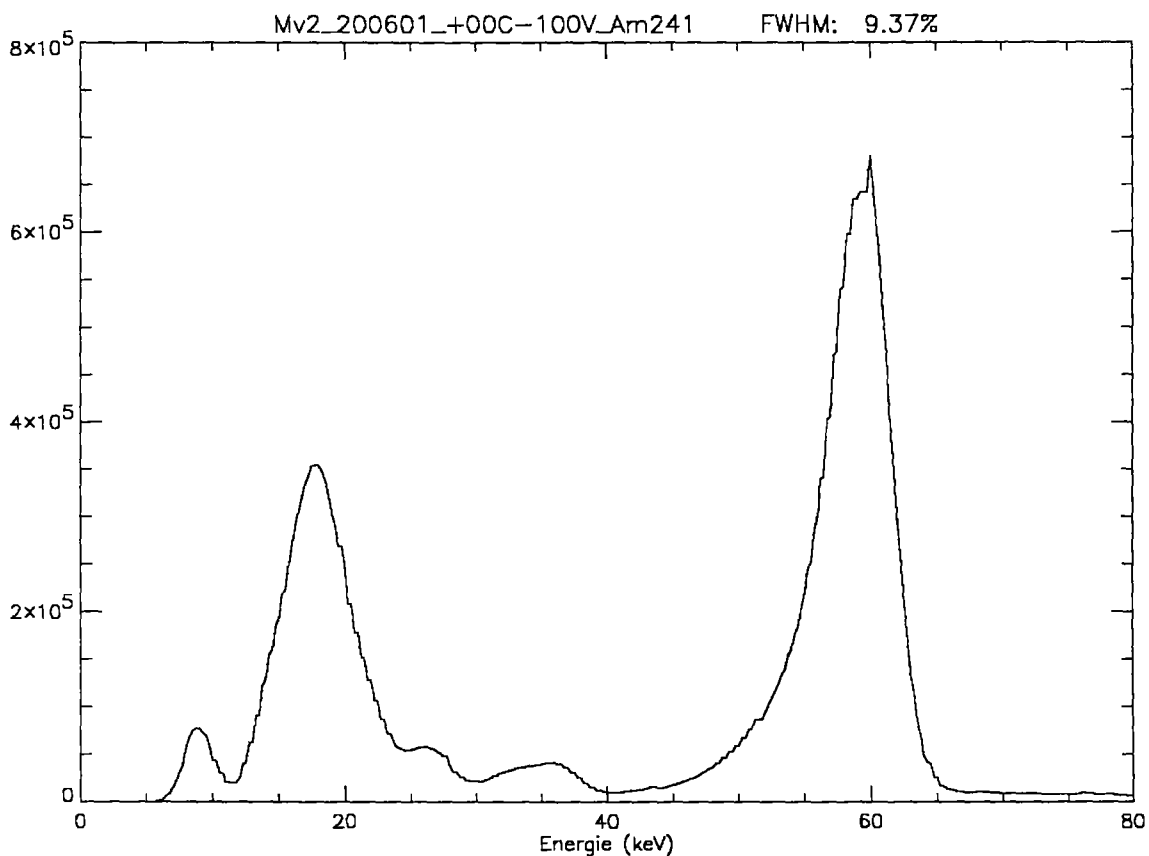


Figure 5-9 : Spectre d'américium 241 corrigé obtenu avec le modèle de vol n°2 à 100V et 0°C. On distingue le groupe de raies X de basse énergie de la source vers 18-20 keV. Le seuil bas se situe vers 12 keV. Nous notons la résolution spectrale de 9,4% FWHM à 59,5 keV.

Par ailleurs le seuil bas des autres pixels peut descendre fréquemment aussi bas que 12 keV alors que l'engagement était de 20 keV. La figure 5-9 montre un spectre somme corrigé d'américium 241 sur lequel le seuil bas de 12 keV laisse apparaître aisément le groupe de raies X de la source à 17,8 keV, 20,68 keV et 26,4 keV. La bosse située en dessous de 10 keV

est un effet de saturation basse et ne contient pas d'information physique. Elle permet en revanche de repérer facilement la position du seuil bas.

5.10 Réponse spectrale (rétro diffusion)

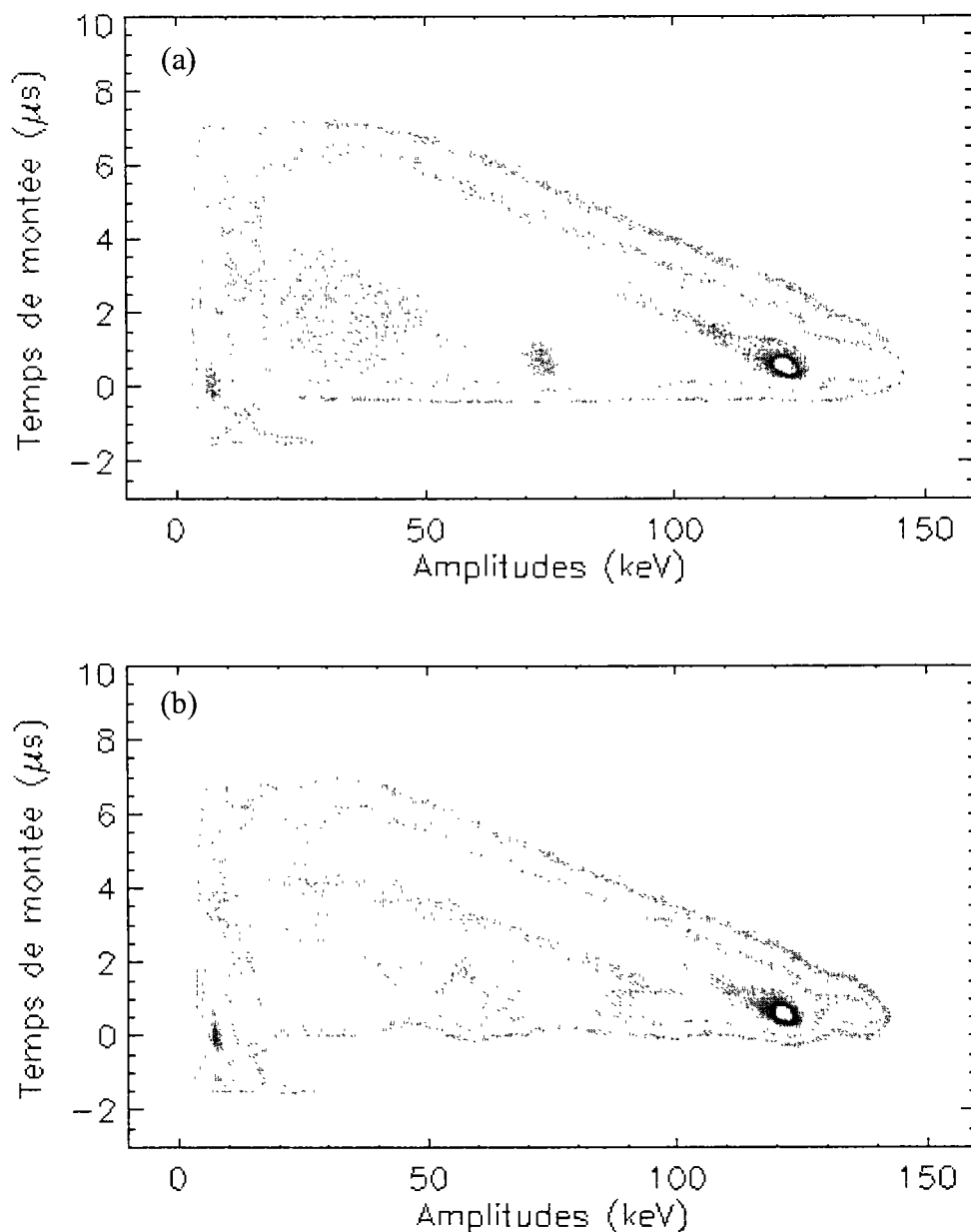


Figure 5-10 : Spectres bi-paramétriques acquis sur le module de vol n°10 sous 100 V à 20°C, éclairé par une source de cobalt 57. (a) Module placé à 1 cm au-dessus d'une plaque de plomb. La source est placée dans un collimateur en plomb d'où la présence des raies de fluorescence à 75 keV et 85 keV. (b) Pas de plaque de plomb sous le module. La source est collimatée dans du tungstène, d'où la présence des raies à 59 keV et 67 keV.

Les conditions de mesure influencent directement les performances spectrales. Par exemple, la figure 5-10 montre deux spectres bi-paramétriques obtenus avec les mêmes détecteurs et la même source radioactive de cobalt 57. Cependant, le spectre 5-9-a a été acquis alors que le module était placé à la verticale d'une grande plaque de plomb, située à environ 1 cm. S'ils n'ont pas interagi dans le détecteur, les photons de 122 keV de la source de cobalt 57 ont une forte probabilité d'être absorbés par effet photoélectrique dans le plomb et de produire des photons secondaires de fluorescence à 75 keV et 85 keV. Si ces derniers s'échappent en direction du module (vu sous un angle solide $\Omega = 2\pi$ sr), ils ont une forte chance d'être absorbés près de l'anode. Ils génèrent donc des événements de basse énergie à long temps de montée qui viennent peupler le diagramme bi-paramétrique dans une zone où les performances sont les plus modestes. De plus, ces photons vont produire des signatures proches de celles des photons de 122 keV qui auraient interagi normalement dans le fond du détecteur. Il y a donc une inéluctable confusion des raies aux longs temps de montée. Le spectre de la source se retrouve superposé à un fond de fluorescence et la résolution spectrale mesurée est très médiocre (environ 11 % FWHM à 122 keV). Sur la figure 5-9-b, la plaque de plomb a été supprimée mais la géométrie et les conditions de mesure sont restées identiques. La confusion des raies est évitée et la résolution spectrale des spectres corrigés est satisfaisante (environ 8% à 122 keV).

Sur le modèle de vol du télescope IBIS, la proximité de la caméra PICsIT peut produire le même type de comportement que le plomb dans notre exemple. Dans ce cas, les photons de fluorescence de l'iode du CsI ont une énergie de 29 keV et 32 keV.

Il convient donc d'être extrêmement prudent quant à l'interprétation des données d'étalonnage en ce qui concerne la mesure des résolutions spectrales, laquelle est très sensible aux conditions expérimentales, qui peuvent être dictées par d'autres raisons que la seule motivation spectrale (blindage du bruit de fond tellurique, diminution de la rétrodiffusion des photons de haute énergie ...).

5.11 Sensibilité

Nous définissons la sensibilité de notre télescope comme étant le flux de la source ponctuelle (i.e. de diamètre apparent inférieur au pouvoir séparateur de l'instrument) la plus faible que nous puissions observer. Pour qu'une source puisse être détectée, nous admettons qu'elle doit produire un signal au moins trois fois supérieur à la déviation standard du bruit de fond (un bruit statistique en l'occurrence). La sensibilité est donc déterminée par la statistique de comptage.

C'est une tâche très difficile que de prédire le bruit de fond avant le lancement d'une expérience. Il a deux composantes principales que sont le fond de ciel (bruit de fond diffus) et le bruit engendré par les particules hadroniques du rayonnement cosmique (principalement les protons). En ce qui concerne le bruit de fond diffus, il est assez bien connu et domine le bruit hadronique jusqu'à environ 100 keV, c'est-à-dire tant qu'ISGRI est dans sa gamme de meilleure efficacité. Au-delà, c'est l'activation du télescope et les interactions directes des particules du rayonnement cosmique qui produiront le plus de bruit. Les estimations qui suivent, reposent sur le bruit mesuré en vol pour SIGMA.

Comme le taux de comptage d'un télescope gamma est totalement dominé par le bruit de fond, il n'est pas possible d'atteindre une estimation totalement fiable de la sensibilité. Quant aux effets du bruit sur l'imagerie, tout dépend de son homogénéité et de l'influence des matériaux lourds environnants (IBIS lui-même, mais aussi SPI et JEM-X). Par exemple, une distribution non uniforme du bruit sur le plan détecteur peut induire la présence d'artefacts sous forme de sources fantômes dans les images reconstruites. La sensibilité est alors affectée. Néanmoins, le bruit sera mesuré en permanence et ceci dès le début de l'expérience. Ses caractéristiques, sa distribution spatiale et ses effets sur les performances du télescope seront déterminés au fur et à mesure que les données scientifiques seront recueillies après le lancement.

En ce qui concerne l'estimation qui suit, elle repose sur une évaluation du bruit de fond hadronique et du bruit de fond diffus tel que nous pensons qu'ils seront perçus par le télescope compte tenu de sa géométrie et de son efficacité (cf. §5.5).

Suivant les objectifs scientifiques, nous pouvons percevoir notre instrument comme un détecteur de raies fines ou bien un détecteur à bande large. C'est la raison pour laquelle deux déclinaisons de la sensibilité sont courantes :

- la sensibilité aux raies fines s'exprime en nombre de photons par unité de surface et par unité de temps,
- la sensibilité en bandes larges s'exprime en nombre de photons par unité de surface, par unité de temps et par unité d'intervalle d'énergie.

Nous pouvons connaître la sensibilité aux raies fines en multipliant la sensibilité en bande large par la résolution spectrale.

La sensibilité S_{min} dans la bande étant ΔE définie comme le flux minimum d'une source observable, au moins égale à trois fois la déviation standard du bruit de fond, nous écrivons :

$$S_{min} = 3 \sqrt{\frac{B \Delta E}{A t}} \frac{1}{\varepsilon_{tot}} \quad (Eq\ 5-2)$$

où B est le nombre d'événements de bruit de fond détectés par unité de temps, par unité de surface et par unité d'intervalle d'énergie, A l'aire de détection, t le temps d'observation et ε_{tot} l'efficacité totale de détection. La sensibilité S_{min} s'exprime en photon $cm^{-2} s^{-1}$.

Dans le cas de la sensibilité aux raies fines, l'intervalle d'énergie ΔE sur lequel le bruit de fond doit être intégré pris égale à la résolution spectrale du détecteur. Nous écrivons alors la sensibilité aux raies fines $S_{raies\ fines}$:

$$S_{raies\ fines} = 3 \sqrt{\frac{B \Delta E_{FWHM\ CdTe}}{A t}} \frac{1}{\frac{1}{2} \varepsilon_{imagerie} \varepsilon_{CdTe\ pic} T_{masque} T_{coiffe}} \quad (Eq\ 5-3)$$

où $\Delta E_{FWHM\ CdTe}$ est la résolution spectrale du CdTe en fonction de l'énergie. Le facteur $\frac{1}{2}$ provient de l'absorption du masque codé, $\varepsilon_{imagerie}$ est l'efficacité en imagerie, $\varepsilon_{CdTe\ pic}$ est

l'efficacité intrinsèque dans le pic d'absorption totale du CdTe, T_{masque} est la transparence des éléments de structure du masque et T_{coiffe} la transparence de la coiffe céramique des polycells.

En considérant une bande large d'énergie telle que $\Delta E = E$, nous trouvons la sensibilité en bandes larges $S_{bandes\ larges}$:

$$S_{bandes\ larges} = 3 \frac{1}{E} \sqrt{\frac{BE}{At}} \frac{1}{\frac{1}{2} \varepsilon_{imagerie} \varepsilon_{CdTe} T_{masque} T_{coiffe}} \quad (Eq\ 5-4)$$

où le facteur $\frac{1}{2}$ provient de l'absorption du masque codé, $\varepsilon_{imagerie}$ est l'efficacité en imagerie, ε_{CdTe} est l'efficacité intrinsèque totale du CdTe, T_{masque} est la transparence des éléments de structure du masque et T_{coiffe} la transparence de la coiffe céramique des polycells. $S_{bandes\ larges}$ s'exprime en photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}$.

Nous passons de la sensibilité en bandes larges aux raies fines à la sensibilité aux raies fines en bandes larges en écrivant :

$$S_{raies\ fines} = \sqrt{E \Delta E} \frac{\varepsilon_{CdTe}}{\varepsilon_{CdTe\ pic}} S_{bandes\ larges} \quad (Eq\ 5-5)$$

Le bruit de fond, comme nous l'avons mentionné plus haut, est une combinaison de la contribution du fond de ciel B_{diffus} et des particules hadroniques $B_{hadrons}$.

Les figures 5-10 et 5-11 illustrent respectivement la sensibilité d'ISGRI aux raies fines et en bandes larges. Pour cette estimation :

- la résolution spectrale FWHM du CdTe est une fonction de l'énergie et vaut $\Delta E = (2,3 E^{0,85} + 3 \cdot 10^{-2}) \times 100$ où ΔE s'exprime en % (cf. §5.8),
- le bruit hadronique est évalué à partir des données du télescope SIGMA ramené au cas du CdTe. Nous avons, à partir d'un calcul Monte Carlo, estimé un pouvoir émissif gamma de $1,55 \text{ photons } \text{g}^{-1} \text{keV}^{-1}$,
- le bruit de fond diffus suit une loi de puissance et vaut $B_{diffus} = (2,62 \pm 0,05) 10^{-3} (E[\text{keV}]/100)^{-2,75}$. Le bruit B_{diffus} est exprimé en

photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1} \text{sr}^{-1}$ (cf. réf. 71, mesure HEAO 1). La transparence du blindage en plomb d'IBIS a été prise en compte. En revanche la fluorescence du plomb a été négligée ici et devra être évaluée.

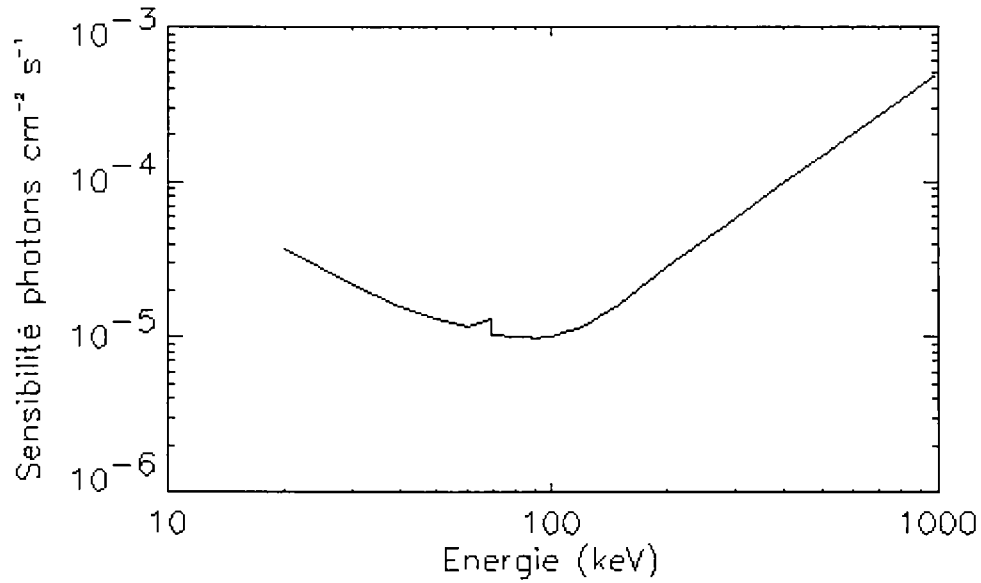


Figure 5-11 : Sensibilité d'ISGRI aux raies fines pour 10^6 s d'observation et une détection à 3σ du bruit, en fonction de l'énergie.

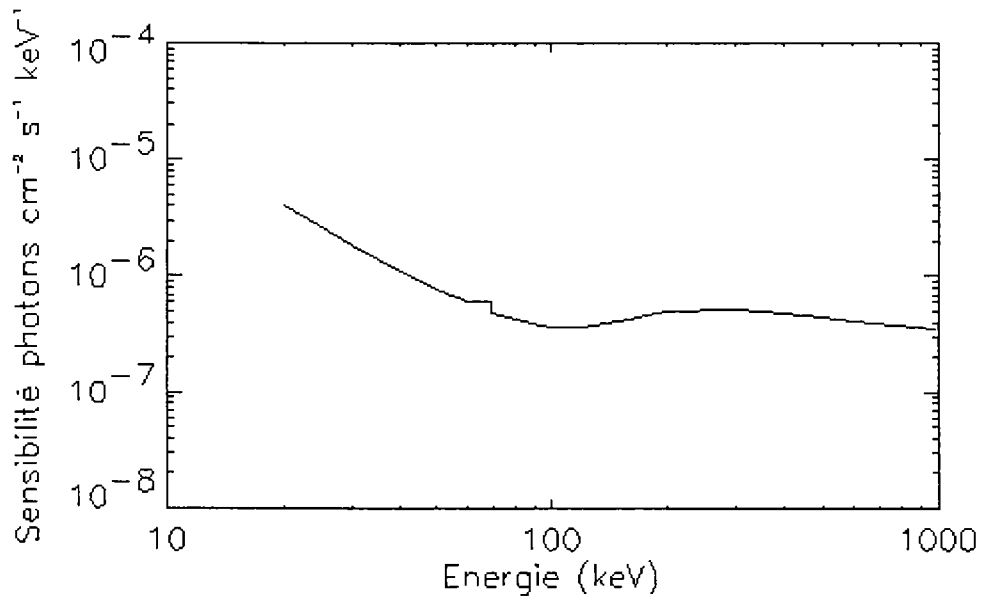


Figure 5-12 : Sensibilité d'ISGRI en bandes larges pour 10^6 s d'observation et une détection à 3σ du bruit, en fonction de l'énergie.

C'est la sensibilité aux raies fines qui donne la meilleure indication sur les performances d'un télescope. Néanmoins, le regroupement des canaux en énergie permet d'estimer la limite de détection pour l'étude des continuus.

Nous précisons enfin que les valeurs de sensibilité présentées plus haut ne tiennent pas compte des 3% (valeur maximale attendue) de pixels bruyants qui réduisent d'autant l'aire effective de détection. De même, l'inefficacité due au temps mort, n'est pas prise en compte. Il est courant de considérer que la durée d'observation est corrigée de cette valeur.

Chapitre 6

Applications astrophysiques pour ISGRI

6.1 Introduction

L'objectif scientifique qui a guidé la conception d'ISGRI est l'étude des sources ponctuelles qui, dans leur grande majorité, présentent des spectres exempts de raies. Cependant, l'exigence d'un seuil bas aussi faible que possible a conduit à de remarquables performances spectrales. Pour illustrer la complétude des capacités de l'instrument ISGRI, nous avons donc choisi de montrer ce que pourrait être l'observation d'un vestige de supernova récente situé dans la région des Voiles. Nous montrerons que cette source proche constitue un sujet d'intérêt pour lequel ISGRI est particulièrement bien adapté, grâce à ses performances spectrales à basse énergie, sa sensibilité et aux capacités d'imagerie du télescope IBIS.

6.2 La mort des étoiles : nucléosynthèse et supernovae

Les raies gamma nucléaires étant les sous-produits de la désexcitation des noyaux atomiques, les milieux aptes à les émettre se rencontrent dans les sites où les noyaux excités sont produits en abondance, comme au cœur d'une étoile, site où les noyaux excités résultent de la désintégration d'éléments radioactifs. Bien que ces noyaux soient le plus souvent confinés dans des régions opaques au rayonnement gamma, il existe des possibilités pour les étoiles d'éjecter les éléments dans des milieux plus transparents avant qu'ils n'aient eu le temps de décroître, comme par exemple les spectaculaires explosions de supernovae. Ces explosions d'étoiles sont de deux types :

- les supernovae thermonucléaires (supernovae de type Ia) mettent en jeu des étoiles peu massives en système binaire,

- les supernovae gravitationnelles (supernovae de type Ib et de type II) qui marquent le terme de l'évolution d'étoiles massives.

6.2.1 Novae et supernovae thermonucléaires

Dans un couple d'étoile dont l'une des composantes est une naine blanche, les conditions sont parfois réunies pour que cette dernière capture les couches externes de son étoile compagnon. En tombant sur la surface de l'étoile compacte, la matière ainsi accrétée s'échauffe et se comprime au point de déclencher des réactions thermonucléaires explosives. Quand les réactions thermonucléaires n'affectent que la périphérie de la naine blanche, une quantité de matière de l'ordre de 10^{-5} masse solaire (M_{\odot}) est éjectée à des vitesses comprises entre quelques centaines et quelques milliers de kilomètres par seconde. La matière expulsée étant portée à très haute température, l'éruption s'accompagne d'un accroissement de luminosité évoquant l'apparition d'une nouvelle étoile (nova). L'événement contribue également à répandre alentour tous les noyaux radioactifs que les réactions thermonucléaires ont synthétisés.

Si la masse de la naine blanche est voisine de la limite de Chandrasekhar ($1,4 M_{\odot}$), le même mécanisme d'accrétion peut conduire à une conflagration thermonucléaire générale débouchant sur l'explosion de l'étoile dont toute la matière est éjectée à plus de $20\,000 \text{ km s}^{-1}$. La conflagration a lieu avant que la naine blanche se soit effondrée, et c'est la raison pour laquelle les supernovae thermonucléaires ne laissent pas de résidu compact. De plus, si la limite de Chandrasekhar est le déclencheur de la supernova, alors cette limite étant extrêmement précise, on peut penser que la suite des événements est très reproductible d'une supernova de ce type à l'autre, faisant des supernovae thermonucléaires des chandelles universelles. Comme pour les novae, la matière expulsée est à très haute température mais l'éjection étant beaucoup plus massive, l'accroissement de luminosité est beaucoup plus considérable, justifiant la dénomination de supernova. La conflagration thermonucléaire synthétise de l'ordre d'une demie masse solaire de nickel 56 qui est dispersée dans l'espace par l'explosion. La décroissance radioactive du nickel 56 donne du cobalt 56 puis du fer 56 stable, isotope le plus abondant dans la nature.

6.2.2 Supernovae gravitationnelles

Les supernovae gravitationnelles résultent de l'explosion d'étoiles massives (> 8 à $10 M_{\odot}$). Tout au long de leur vie, elles tirent leur éclat des réactions thermonucléaires de fusion impliquant des noyaux de plus en plus lourds⁷². La combustion se termine par la synthèse du fer 56 stable. Le cœur de fer, dont la masse dépasse la limite de Chandrasekhar, s'effondre sur lui-même en une fraction de seconde pour atteindre un niveau de compression maximal, au-delà de la densité du noyau de l'atome. Le cœur effondré hyper-dense forme une proto-étoile à neutron qui, en se détendant, engendre une onde de choc telle qu'elle rallume les réactions nucléaires dans les couches profondes du manteau stellaire où sont alors synthétisés de nombreux éléments jusqu'aux plus lourds, parmi lesquels des isotopes radioactifs. L'onde de choc, à laquelle les neutrinos créés par la « neutronisation » du cœur impriment une impulsion supplémentaire, disperse le manteau et les couches supérieures de l'étoile tout en les portant à haute température. L'intense émission lumineuse qui s'ensuit (un milliard de luminosité solaire) est le signe évident d'une supernova. Au bout de quelques jours, la radioactivité intérieure prend le relais pour nourrir l'éclat de la supernova. Comme le cobalt 56 en est le principal moteur, le déclin de luminosité suit celui de cet isotope radioactif dont la durée de vie est de 113 jours. Pendant un siècle environ, l'onde de choc balaye le milieu interstellaire avoisinant tandis que la matière éjectée se propage sans entrave. Pendant les millénaires suivants, la matière ralentit et ce n'est qu'au terme d'un million d'années que le vestige de l'explosion ne se distingue plus du milieu environnant.

Même si les divers types de supernovae sont susceptibles de produire des raies gamma, nous n'évoquerons que le cas des supernovae gravitationnelles dans la suite du chapitre.

6.2.3 Supernovae historiques

Comme l'évolution des étoiles massives est rapide (quelques dizaines de millions d'années tout au plus), leur explosion a lieu de préférence au sein des nuages interstellaires où elles se sont formées. Les explosions surviennent donc souvent à proximité du plan médian de la Galaxie, là où se concentrent les nuages interstellaires les plus denses et les plus opaques au

rayonnement visible. Un événement de ce type se produit en moyenne tous les trente ans dans notre galaxie mais, dans la plupart des cas, la présence des poussières interstellaires empêche leur observation dans le domaine visible. C'est probablement la raison pour laquelle, seulement quelques supernovae dites « historiques » ont été observées comme par exemple en 1054 par des astronomes* chinois arabes et persans dans la constellation du taureau, en 1572 par Tycho Brahe et enfin en 1604 par Johannes Kepler. Les astronomes sont aujourd'hui en quête des dizaines de supernovae historiques manquantes, c'est-à-dire jamais signalées au cours de l'histoire. Insensible à l'absorption interstellaire, les raies gamma produites à la suite de la décroissance des radionucléides à longue période synthétisés lors des explosions peuvent néanmoins témoigner de l'existence de ces supernovae « cachées » ou, pour le moins, passées inaperçues.

Le titane 44 est de tous ces radionucléides le plus apte à permettre la détection des supernovae cachées dans la mesure où sa durée de vie⁷³ est de 85,4 ans[†]. Il est bien adapté à la recherche des explosions d'étoiles qui se sont produites dans la Galaxie au cours de ces derniers siècles. On estime⁷⁸ à un facteur 10 près qu'une supernova produit environ $10^{-4} M_{\odot}$ de titane 44. La chaîne de décroissance titane 44 \rightarrow scandium 44 \rightarrow calcium 44 produisant trois raies à 67,9 keV, 78,4 keV et 1,156 MeV, les supernovae récentes qui se sont dérochées aux observateurs opérant dans le visible doivent apparaître aux astronomes gamma comme des sources ponctuelles dans chacune des trois raies. Cette présomption fut confirmée quand Iyudin et al.⁷⁴ identifièrent l'émission à 1,156 MeV de désexcitation du calcium 44 de Cassiopeia A, dans les données recueillies par le télescope COMPTEL à bord du satellite *CGRO*. Plus récemment, Vink et al.⁷³ ont détecté la présence de titane 44 dans cette source par l'observation des raies de basse énergie de désexcitation du scandium 44 à 67,9 keV et 78,4 keV dans les données de l'instrument PDS à bord du satellite *BeppoSAX*. Cassiopeia A est une radiosource intense considérée comme un vestige de supernova proche ayant explosé

* Il est probable que des astronomes chrétiens l'avaient également vu mais qu'ils ne s'en soient pas vanté compte tenu de l'ambiance de l'époque.

† La durée de vie du titane 44 est longtemps restée imprécise et estimée entre 70 et 96 ans mais de récents résultats figent la valeur à 85,4 ans.

voici un peu plus de 300 ans et étant situé à environ 3 kpc. Au XVII^{ème} siècle cet événement a sûrement été signalé par Flamsteed.

6.3 Du titane 44 dans la région des Voiles

Iyudin et al.⁷⁸ ont cartographié la région des Voiles dans le domaine des rayons gamma et ont détecté avec le télescope COMPTEL à bord du satellite CGRO (cf. figure 6-2) la présence conjointe de titane 44 à 1,156 MeV et d'aluminium 26 à 1,8 MeV dans la source gamma GRO J0852-4642. En soupçonnant la présence d'un nouveau reste de supernova, les auteurs ont incité Aschenbach⁷⁷ à ré-analyser les données recueillies par le télescope X ROSAT dans cette direction du ciel entre 1990 et 1991. L'image obtenue dans la bande 0,1-2,4 keV (cf. figure 6-1-a) montre un reste de supernova de presque 10° de diamètre apparent avec en son centre un pulsar. L'explosion du progéniteur date d'environ 30 000 ans. Cet objet proche se trouve à 200 pc et à seulement 1,5° du plan galactique. Aschenbach, en ré-analysant les données dans des bandes d'énergie plus étroites, a montré que l'image révélait un autre objet plus petit de 2° de diamètre apparent, en forme de couronne au sud-ouest du premier, là où Iyudin avait détecté un excès en gamma dans la raie du titane 44 à 1,156 MeV. Cet objet apparaît dans la bande d'énergie 1,3-2,4 keV (cf. figure 6-1-b). Parvenant à extraire le spectre de photon de cette région isolée du reste de l'image, l'auteur est remonté à l'origine thermique du rayonnement et a conclu à la découverte d'un vestige de supernova récente RX J0852.0-4622 appelé plus commodément depuis « *Vela Junior* ». Ce nouveau reste de supernova est en coïncidence avec l'objet découvert par Iyudin auparavant.

Iyudin et Aschenbach⁷⁵ ont également estimé que la supernova datait d'environ 680 ans et qu'elle se trouvait à une distance d'environ 200 pc. Plus tard, Chen et Gehrels⁷⁶, en reprenant les données, ont conclu que Vela Junior était le résultat de l'effondrement d'une étoile massive d'environ 15 masses solaires. La présence conjointe du titane 44 et de l'aluminium 26 est une originalité supplémentaire qui, selon Chen et Gehrels, reste à confirmer. En effet, la présence d'aluminium peut être issue de la nébuleuse qui est accolée à Vela Junior et non pas au vestige de supernova lui-même.

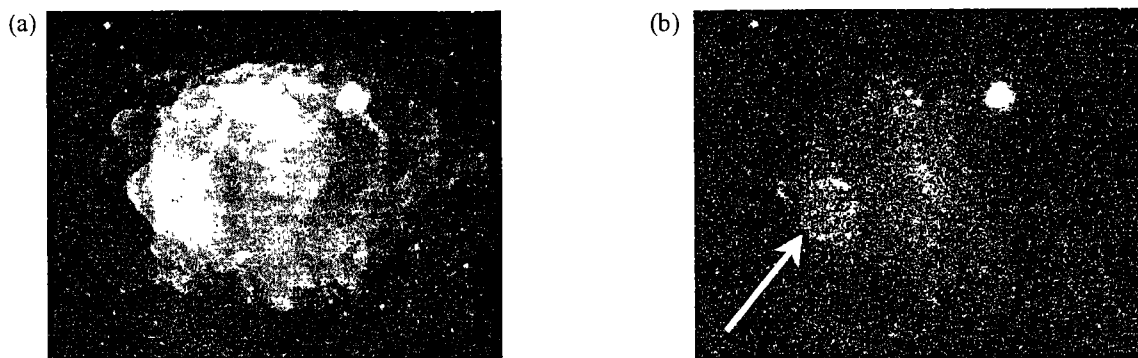


Figure 6-1 : Image ROSAT en X de la région des Voiles d'après B. Aschenbach⁷⁷. (a) La région des Voiles abrite le reste d'une supernova survenue voici environ 30 000 ans à une distance d'environ 200 pc. L'image est prise dans la bande spectrale 0,1-2,4 keV. (b) Une image de la même région dans la bande spectrale 1,3-2,4 keV révèle la présence en plus d'un vestige d'une supernova survenue voici moins de mille ans. Il est surnommé « Vela Junior ».

L'étude de Vela Junior peut également être conduite à travers la mesure des raies de décroissance du titane 44 à basse énergie. C'est ce que nous nous proposons de faire à l'aide de la caméra IBIS/ISGRI. Les capacités d'imagerie d'IBIS (12 minutes d'arc), la sensibilité en raies fines d'ISGRI ($\sim 10^{-5} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ à 3σ en 10^6 s) et sa résolution spectrale ($\sim 11 \%$ FWHM à 60 keV) exploitées simultanément offriront des informations précieuses quant à la physique des supernovae gravitationnelles, issues de l'effondrement d'étoiles massives.

Le premier apport d'ISGRI pour cette observation est sa spectroscopie à basse énergie, capable de mesurer les raies à 67,9 keV et 78,4 keV du titane 44. C'est dans cette gamme d'énergie qu'ISGRI est le plus performant. De plus, la coupure d'ISGRI se trouvant vers 150 keV, une mesure fine du fond continue permettra de sortir les raies du titane 44 avec un bon niveau de confiance*. Par conséquent nous pensons pouvoir fournir une mesure précise du flux des raies du titane 44. En connaissant par ailleurs l'âge et la distance de l'objet, nous aurons accès à une estimation plus précise de la masse de titane produite et éjectée dans les supernovae de ce type (« *mass cut* »). L'enjeu est de taille puisqu'une mesure de la masse de titane 44 permettra de contraindre sérieusement les modèles théoriques qui la prédisent et

* Une mesure imprécise du fond continu rend sa soustraction incertaine et peut nuire à la précision de la mesure du flux dans une raie comme ce fut le cas avec le télescope BeppoSAX dont la coupure se situe peu après les raies du titane 44.

donc de mieux cerner la physique de ce type d'objets. Nous ajoutons que la mesure du fond continu doit permettre de révéler les processus d'accélération de particules dans les supernovae et fournir des données pour étudier les phénomènes de chocs qui s'y produisent.

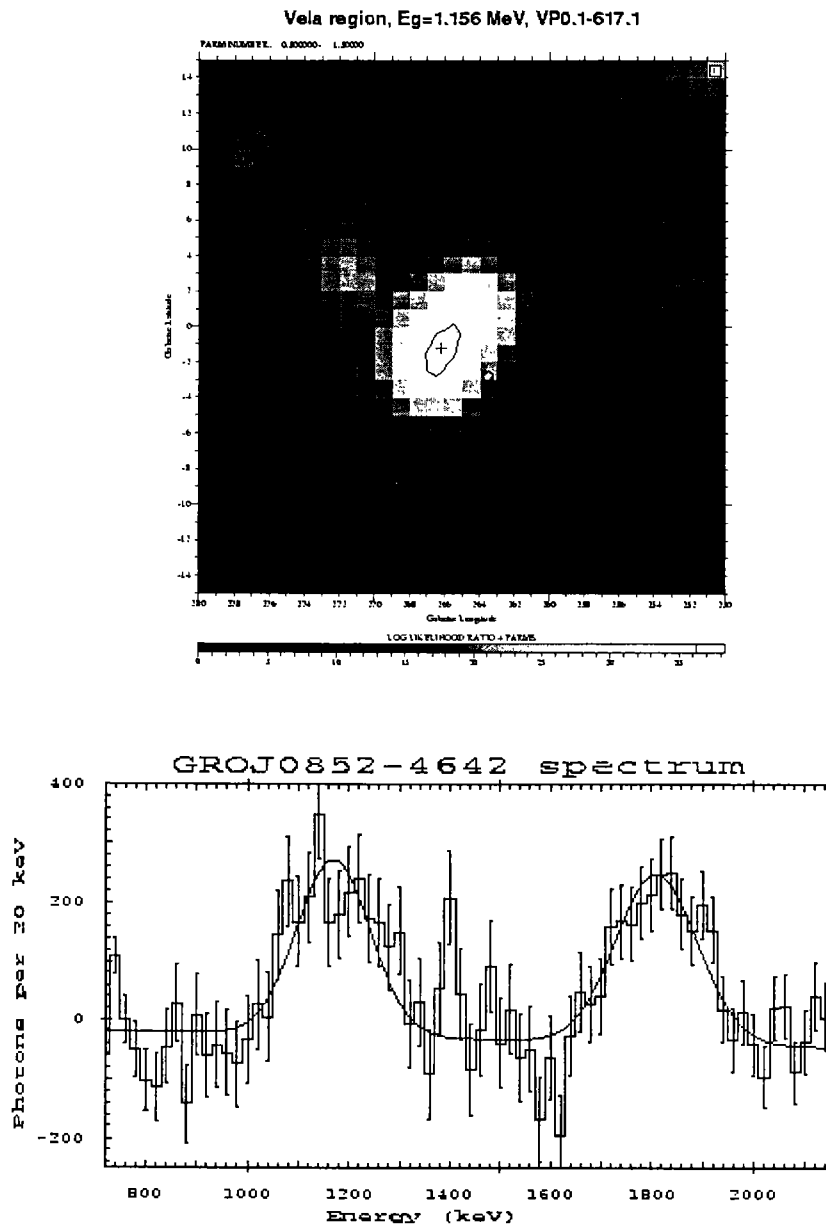


Figure 6-2 :En haut, une image COMPTEL de « Vela junior » en gamma dans la raie à 1,156 MeV du titane 44 d'après A. Iyudin⁷⁸. En bas, d'après le même auteur, le spectre gamma où apparaît la raie à 1,156 MeV du titane 44 ainsi que la raie à 1,8 MeV de l'aluminium 26.

En effet, l'émission de nature continue au-delà de quelques kiloélectronvolts provenant des supernovae de ce type témoignent de l'accélération d'électrons à des énergies

de l'ordre de quelques dizaines de téraélectronvolts^{79,80}, donc apte à produire un rayonnement synchrotron en présence d'un champ magnétique d'environ 10^{-5} gauss, typique de celui que l'on rencontre dans ce type de supernova.

La sensibilité de l'instrument en raies fines estimée à 10^{-5} cm² s⁻¹ à 100 keV devrait permettre de détecter assez rapidement les photons issus de la source sachant qu'elle émet un flux de $3,8 \pm 0,7 \cdot 10^{-5}$ photons cm² s⁻¹ selon Iyudin et al.⁷⁸. En imaginant que la totalité de la masse de titane 44 produite est éjectée avec l'enveloppe, et en supposant que la couronne visible sur la figure 6-1-b est sphérique et qu'elle trace l'enveloppe en question, ISGRI devrait permettre de produire une image dans les bandes d'énergie correspondant aux raies du titane 44 en 10^7 secondes d'observation. L'image simulée pour ces hypothèses est représentée sur la figure 6-3.

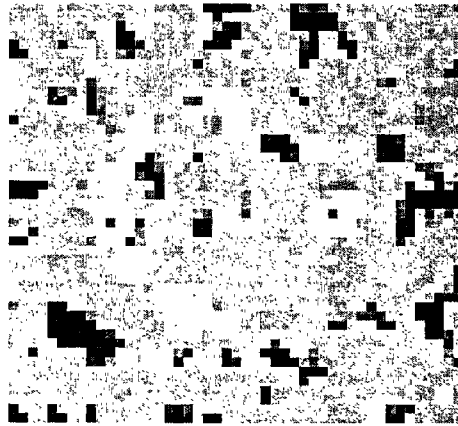


Figure 6-3 : Image simulée de "Vela Junior" dans les raies de basse énergie à 67,9 keV et 78,4 keV du titane 44 avec IBIS/ISGRI. Une observation de 10^7 secondes peut dévoiler un anneau de titane 44 si ce dernier se trouve éjecté sans être mélangé aux autres éléments. Si un fort mélange des éléments se produit, l'image montrera une source structurée différemment. Les détails qui apparaissent dans la simulation sont dus aux fluctuations statistiques.

Une observation de 10^6 s, comme celle que doit mener *INTEGRAL* dès le début des observations, doit suffire pour mettre en évidence les raies du titane 44 et fournir de premiers indices quant à sa morphologie.

Outre ces raies, le spectre de photons montre une composante continue dont l'indice spectral, i.e. la pente, fournira des renseignements intéressants sur les phénomènes non thermiques qui se produisent dans la région. Les processus physiques non thermiques qui

produisent une composante spectrale continue sont généralement associés à des régions d'accélération de particules ce qui est intuitivement le cas dans les éjecta des supernovae.

Si au lieu de décrire une couronne de titane 44 l'enveloppe délimite une sphère contenant un mélange intime des éléments dont le titane 44, la source apparaîtra comme une source relativement étendue.

En conclusion, il nous apparaît que les supernovae de type II (résidus de l'effondrement d'une étoile massive) constituent des cibles de choix pour ISGRI où l'instrument, fort de ses performances spectrales, pourra contribuer à améliorer l'état de nos connaissances sur la physique de ce type d'objet. Vela Junior est un exemple particulièrement intéressant car c'est un objet jeune et proche mais d'autres objets, comme Cassiopeia A, Kepler ou Tycho feront également partie des sujets observés par ISGRI et *INTEGRAL* de façon plus générale.

Conclusion

L'objectif de notre travail était d'étudier le plus précisément possible les capacités et les propriétés physiques et spectroscopiques des cristaux semi-conducteurs de tellure de cadmium en vue de maîtriser leur utilisation massive dans un spectro-imageur de nouvelle génération pour l'astronomie gamma spatiale. L'étude et la mise en œuvre de la caméra ISGRI faisait partie intégrante du sujet, elles ont rendu ce travail de thèse très varié, nous donnant la connaissance détaillée de notre système du plus petit composant au plus gros assemblage.

Après avoir consacré une partie du mémoire au contexte expérimental de la mission *INTEGRAL*, nous avons jugé bon de situer les détecteurs semi-conducteurs et plus particulièrement le CdTe parmi les autres types de milieux détecteurs pour la détection des rayonnements X et gamma et ceci dans le but de bien cerner leurs atouts.

L'étude des propriétés physiques et spectrales du CdTe nous a permis d'accéder aux conditions d'utilisation optimales du détecteur. Nous avons mené une analyse aussi exhaustive que possible, tachant d'étudier tous les points en relation avec le développement technologique de la caméra, son utilisation et ses conditions environnementales de fonctionnement en analysant et mesurant l'influence sur les performances spectrales de la température et de la tension de polarisation ou encore de la lumière parasite, de l'hygrométrie et du temps de stockage.

L'ensemble de ces tests nous a également permis d'explorer les propriétés de transport des porteurs de charge dans le CdTe. Nous avons abouti à plusieurs conclusions essentielles à la suite de ces études :

- Tout d'abord, le modèle de Hecht en $\mu\tau$ (mobilité par le temps caractéristique de piégeage des porteurs) communément utilisé pour caractériser les cristaux sujets à la perte de charges, n'est pas applicable à nos détecteurs. Nous avons proposé une nouvelle formulation de ce modèle en considérant des sections

efficaces de capture, indépendantes de la tension de polarisation pour expliquer la physique de la perte de charges dans les cristaux de CdTe.

- Nous avons montré que le bruit, le courant de fuite et les paramètres de transport des charges sont certainement liés. Il suffit donc de mesurer le courant pour avoir une bonne estimation de la qualité d'un détecteur.
- Puis, nous avons démontré le rôle de la perte de charges balistique dans les performances spectrales ainsi que la nécessité d'appliquer une correction de cette perte pour rectifier les spectres de photons, améliorant ainsi la sensibilité dans les raies. Cette correction impose de mesurer le temps de montée des impulsions produites par le CdTe à la suite de l'interaction d'un photon gamma avec le détecteur.
- Enfin, du fait des propriétés de transport, nous avons pu cerner les besoins en terme de performances de l'électronique de lecture des détecteurs. De plus nous sommes en mesure d'anticiper les points de fonctionnement et la nature des réponses spectrales qui peuvent être variées suivant la température et la tension de fonctionnement.

Nous avons finalement contribué au développement, à la mise au point et au réglage de l'électronique intégrée (ASIC) de lecture des détecteurs. La réunion des détecteurs avec leur électronique sur un polycell a constitué une avancée technologique significative qui a alimenté quelques articles reproduits en annexe.

Enfin, nous avons étalonné et assemblé notre spectro-imageur pour finalement réaliser la première gamma-graphie au monde avec un détecteur ne contenant pas moins de 16384 cristaux en tellurure de cadmium fonctionnant à température ambiante.

La photo 6-1 montre l'unité de détection du télescope IBIS équipé de la caméra ISGRI en clair, au fond du blindage passif noir. Alors que le détecteur était encore en test à Saclay, nous avons réalisé la gamma-graphie d'un discobole (symbolisant l'effort avant le lancement !) dont l'image est reproduite sur le couple de photos 6-2.

Notre objectif est atteint : nous avons réalisé et fait fonctionner ISGRI. Notre dernier chapitre illustre un exemple d'observation astronomique que nous serons en mesure de mener à bien grâce à cette gamma-caméra de nouvelle génération.

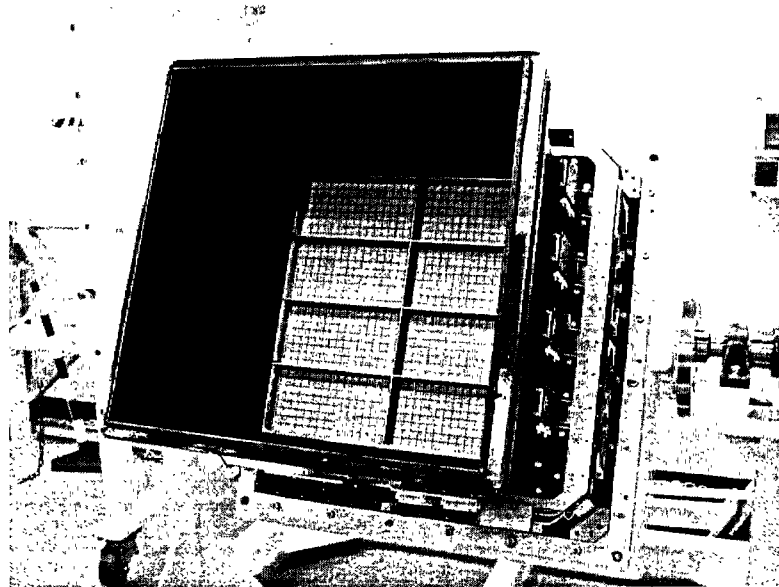


Photo 6-1 : Modèle de vol du télescope IBIS avec au premier plan la gamma-caméra ISGRI tout de blanc vêtue.

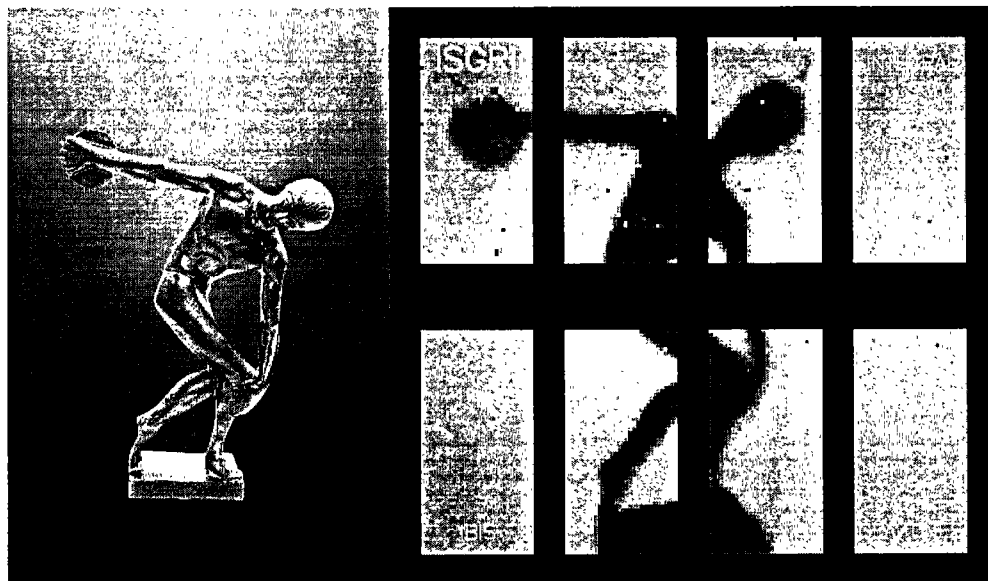


Photo 6-2 : A gauche, la photo d'un Discobole symbolisant l'effort avant le lancement. A droite, sa radiographie avec le plan détecteur ISGRI complet. La statue d'une vingtaine de centimètres est éclairée par une source de cobalt 57 et placée au-dessus du détecteur de façon à couvrir la plus grande surface de la caméra. La disposition des modules n'est pas celle de la caméra de vol mais celle du montage de test utilisé au laboratoire lors des tests finaux d'intégration.

Annexe A

Résumé

L'imageur de rayonnement gamma IBIS à bord du satellite *INTEGRAL* est équipé d'une ouverture à masque codé et de deux plans de détection. ISGRI est un assemblage de 16384 détecteurs CdTe ($4 \times 4 \text{ mm}^2$ de côté, 2 mm d'épaisseur) opérant à température ambiante sous 100 V de tension de polarisation. ISGRI couvre la partie basse (20 keV-1 MeV) de la gamme d'énergie d'IBIS (20 keV – 10 MeV). Le polycell est le composant de base du plan détecteur ISGRI. Il est fait de 16 pixels de CdTe et de leur électronique de lecture. De façon à améliorer la réponse de l'instrument, une correction de perte de charges basée sur le temps de dérive des porteurs est nécessaire. Ainsi, l'électronique de lecture réalise la mesure du temps de montée en plus de la mesure habituelle de l'amplitude. D'autre part, la petite place et la faible puissance disponible implique l'utilisation d'ASICs. Cet ASIC quatre voies analogique et numérique doit être résistant aux radiations soit par l'intermédiaire de l'utilisation d'une technologie immune au latch-up, soit par la mise en œuvre d'un dessin spécifique. La température optimale de fonctionnement (autour de 0°C) est assurée dans les conditions de vide par un refroidissement radiatif. Cet article décrit l'architecture d'ISGRI en insistant sur les ASICs et le polycell, et montre des résultats préliminaires de performances.



ELSEVIER

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 428 (1999) 216–222

NUCLEAR
INSTRUMENTS
& METHODS
IN PHYSICS
RESEARCH
Section A

The basic component of the ISGRI CdTe γ -ray camera for space telescope IBIS on board the INTEGRAL satellite

O. Limousin*, J.-M. Duda, F. Lebrun, J.-P. Leray

CEA/DSM/DAFNI/A, Service d'Astrophysique, C.T. Saclay, 91191 Gif sur Yvette Cedex, France

Abstract

The γ -ray imager telescope IBIS, on board the INTEGRAL satellite, features a coded mask aperture and two detector arrays. The first detector array (ISGRI) is an assembly of 16 384 CdTe detectors $4 \times 4 \text{ mm}^2$ large, 2 mm thick) operating at room temperature under 100 V bias. ISGRI covers the lower part (20 keV–1 MeV) of the IBIS energy range (20 keV–10 MeV). The polycell is the basic component of the ISGRI detector array. It is made of 16 CdTe pixels and their front-end electronics. In order to improve the response of the instrument, a charge loss correction based on the charge-drift time is necessary. Therefore, the front-end electronics performs the rise-time measurement in addition to the standard pulse-height measure. On the other hand, the necessarily tight packaging and the limited available power requires the use of ASICs. These 4-channel analog-digital ASICs should be radiation resistant either through the use of a latch up free technology or by applying an appropriate layout design. The optimal operating temperature (around 0°C) is ensured under vacuum conditions by radiative cooling. This paper describes the ISGRI design with particular emphasis on the ASICs and polycells, and reports preliminary performance measurements. © 1999 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

1. Introduction

The gamma-ray imager IBIS (Imager on Board the INTEGRAL Satellite) is one of the two main instruments of the International Gamma Ray Astrophysics Laboratory (INTEGRAL) satellite. INTEGRAL is a European Spatial Agency mission to be launched in 2001. The aim of this mission is the mapping and the spectral measurement over a large energy range of the celestial γ -ray emission.

While IBIS is devoted to the study of point sources, the other main instrument with its cooled

germanium array ensures good spectrometric measurements of the diffuse emission. IBIS scans images over a wide field of view ($\sim 20^\circ \times 20^\circ$) with a good angular resolution ($\sim 11'$) thanks to its coded mask aperture and its large pixel detector arrays. The efficiency of such a system has been demonstrated by its use in the space γ -ray telescope Système d'Imagerie Gamma à Masque Aléatoire (SIGMA) [1,2].

IBIS is made of two detector layers working at room temperature: a CdTe γ camera called Integral Soft Gamma Ray Imager (ISGRI) and a CsI γ camera called Pixelized Imaging CsI Telescope (PICSIT). ISGRI covers the lower part (20 keV–1 MeV) of the IBIS total energy domain (20 keV–10 MeV)

* Corresponding author. Fax: +33-1-69-08-65-77.

E-mail address: limousin@hscavery.saclay.cea.fr (O. Limousin).

Experiments in space are exposed to an intense flux of charged particles. The energy deposited by each of these particles generally saturates the electronics of the γ -ray experiments. The performances of a classical Anger camera, using a single piece detector, are hampered by the effect of the charged particles. The rate of the induced upsets depends on the size of the detector. Small detectors are of course less sensitive to this effect but the Anger system cannot be applied to much smaller detectors without increasing dramatically the dead area. If instead of using the Anger principle, one uses many small independent detectors as pixels, the charged particle effect will be negligible and the collecting area can be arbitrarily large. Of course this is achieved at the expense of system simplicity.

The sensitivity of a coded mask aperture telescope depends strongly on the detector's spatial resolution. For this reason, in a pixel γ camera, small detectors are necessary to provide a good spatial resolution. A compromise should be made between the spatial resolution and the spectrometric performances. As a matter of fact, to ensure the best energy response (high peak efficiency), above a few hundred keV, detectors have to be large enough to contain most Compton events ending with photoelectric absorption. Therefore, a high-Z and high-density detector material is needed. CdTe appeared as a good solution. Each pixel is a detector and is equipped with its own preamplifier and signal processing chain. Then the main lower limitation for their size is now the number of electronic channels to deal with. In order to limit the volume and the power consumption of the electronics, integrated circuits (ASICs) are used.

The 128×128 ISGRI γ camera features therefore 16 384 CdTe pixels and 4096 ASICs. For reliability, it is made of eight independent camera modules. Each one contains 8 lines of 16 polycells.

2. Polycell design

The polycell is the basic component of the imager. It is the result of a collaborative effort from Commissariat à l'Énergie Atomique/Direction des technologies Avancées/Laboratoire d'Électronique, de Technologie et d'Instrumentation (CEA/DTA/

LETT) [11], Commissariat à l'Énergie Atomique/Direction des Sciences de la Matière (CEA/DSM) and SAGEM company. It is an assembly of 16 CdTe square pixels connected with 4 multi channel ASICs described later. Detectors are glued on gold plots on one side of a ceramic platform which holds the ASICs on the other side. A thermally radiant cap, acting also as an electromagnetic shield, covers the detectors and permits to evacuate calories (ASICs) under vacuum conditions. This ensures an optimal operating temperature for CdTe around 0°C. The bias is applied to each pixel through this cap. It has been designed in order to offer the highest transparency for X rays (85% at 20 keV).

The circuit of the multi layer ceramic transports the detector signals to the 16 preamplifier inputs. The layout prevents cross talk between the channels. Therefore, a signal produced by one detector will be transmitted only to the channel relevant to the detected event, even if the signal is really strong (charged particles for instance). This point has been checked on a naked ceramic platform equipped with 4 ASICs, injecting charges thanks to an external wave generator. No cross talk has been observed. The CdTe cross talk, between detectors, is also minimized and will be evaluated later using electron source (^{90}Sr).

Four 4-channel ASICs are placed under the ceramic platform and covered with a titanium cover. Supplying voltage for ASICs, detector bias, analog and digital signals are conveyed through 12 pins that are soldered onto the ISGRI module printed circuit board. Fig. 1 represents the polycell subsystem without the thermal cap.

2.1. CdTe pixels

ISGRI pixels ($4 \times 4 \times 2$ mm³) are high-resistivity CdTe:C1 THM grown crystals produced by AC-ROTEC (Japan). The crystallographic orientation is not specified. The surface treatment was carried out using abrasive powder and mechanochemical polishing before chemical etching. For the electrode formation, electroless Pt is applied on both sides of the detector [4,5]. The conduction type of the crystals is p-type in the thermal equilibrium conditions. The resistivity is typically about 1×10^{10} Ω cm and

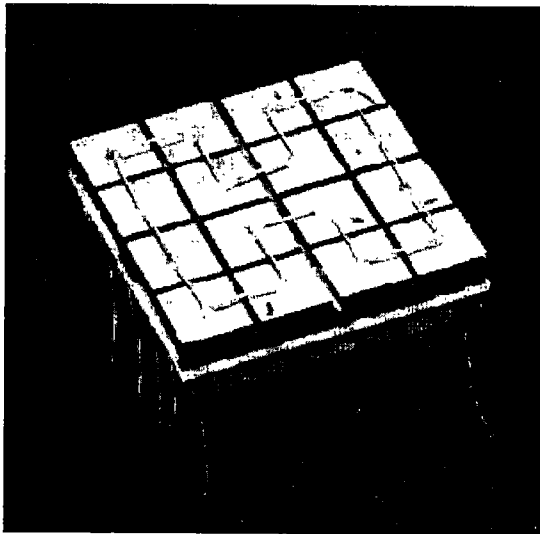


Fig. 1. Polycell ISGRI sub-system (thermally radiant cap is not represented).

the dark current under 100 V bias (operating bias) is less than 10 nA at 20°C.

Current-voltage characteristics show quasi-ohmic contacts up to 100 V (Fig. 2). The dark current

is attributed to holes transport and no injection of electrons has been observed increasing the polarization [4]. Current-voltage characteristic is obtained with a picoammeter Keithley 6517A. A delay must be applied before measuring the current after each voltage step to obtain the stationary regime. As a matter of fact, without delay, the $I(V)$ characteristic is no longer linear. Relaxation accompanied with the electron injection process is possible during the transient regime. In this case, increasing and decreasing characteristics are not superimposed. When decreasing the polarization voltage from 100 down to 0 V the current is much lower than that observed during the increase of the polarization. A delay (~ 250 s) after each voltage step lets the crystal relax and retrieve an ohmic behavior.

Crystals do not show any polarization effect, this ensures a good stability of the detector performances during that time. This point is very important because the detectors will be biased on during the long acquisition time in flight.

Mobility and lifetime measurements have been made on 11 crystals. They are deduced from the analysis of the shapes of 200 pulses from each crystal. These pulses are recorded at the

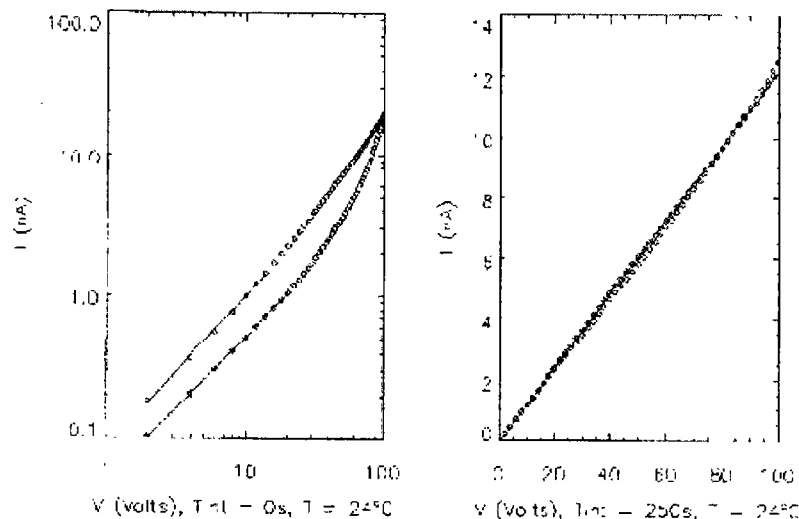


Fig. 2. Current-voltage characteristics: (left plot) no delay between voltage steps; (right plot) 250 s delay between voltage steps and current measurements.

charge-sensitive preamplifier output while crystals were illuminated by the ^{57}Co source. Hecht relation is fitted to pulses assuming a constant electric field. The average mobilities found were $946 \pm 50 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ for electrons and $79.5 \pm 9 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ for holes. The average lifetimes found were $1.2 \pm 0.1 \mu\text{s}$ for electrons and $4.6 \pm 0.2 \mu\text{s}$ for holes.

All pixels are tested before mounting on the polycell sub-system in terms of dark current, noise and spectrometric performances. At present, 16 000 detectors have been tested. Detectors are mounted and biased 24 h before testing and the bias is left on during all the tests. The pixels are classified as a function of their behavior. A statistical analysis has been made over a sample of 3268 detectors. The mean dark current for 'good' crystals ($\sim 95\%$) is 7.5 nA ($\sim 20^\circ\text{C}$) with a standard deviation of 1.5 nA (Fig. 3). In most cases but a few, the noise is related to the dark current. Some crystals can show a good general behavior in terms of noise with some sporadic bursts. The duration of the bursts exhibits a very large dynamical range. The dark current is not measured at the same time and is therefore not always directly related to the noise measurements. Anyway, the few bad detectors, always noisy, show a strong dark current.

At the end of our crystal selection tests, spectrometric performances are evaluated for each crystal regarding spectral resolutions and peak/valley ratios (at 14.4 keV, 59.3 keV and 122 keV).

Ballistic deficit [6,7] (mainly holes) and significant trapping effects occur and drastically affect the spectral resolution and the photo-peak efficiency. Charge loss is related to the transit time that governs the pulse rise time [8]. Spectrometric measurements include standard pulse height and pulse rise time measurements made with a 2D spectrum measurement dedicated electronics [9] placed after an eV-products (Ref. eV-5093) low-noise preamplifier. A software charge loss correction is then applied [3]. The software determines individual detector correction laws and stores calibration files.

The mean FWHM resolution extracted from the corrected spectra of 'good' crystals (sample = 4920) is 5.07% at 122 keV, 7.2% at 59.3 keV and 25.2% at 14.4 keV ($\sim 20^\circ\text{C}$).

Fig. 4 shows pulse height spectra obtained with our test acquisition chain. The raw and corrected spectra are represented. Pixels to be mounted on polycells are selected after these tests.

In order to obtain the optimum spectral resolution on our γ camera the same measurement principle will be applied on board ISGRI. Each detector will benefit from both rise-time and standard pulse-height measurement via ASICs. Detectors will be calibrated on ground and rise-time amplitude relations will be determined for the entire ISGRI CdTe array.

2.2. ASICs

As explained before, each detector of ISGRI needs its own front-end electronics (charge-sensitive preamplifier, rise time measurement, standard pulse-height measurement). Due to the huge number of channels, ASICs are necessary. The ASICs were designed by CEA/DTA/LETI and CEA/DSM/SEI [10,11] to process signals out from the CdTe detectors. It provides specific analog-digital outputs. Digital signals give detector information like addresses or flag for multiple events and analog signals are related to amplitude, rise time and analog baseline measurement.

The main task of this 4-channel ASIC is to amplify the detector pulse and to provide voltages proportional to the amplitude and pulse rise time in 0.5–6 μs .

Low threshold, high threshold, individual channel gain and global ASIC output gain are adjustable. Therefore, each channel can be adapted to each crystal behavior. In order to avoid problems due to noisy pixels, it is possible to select or deselect each channel. It is also possible to switch off the ASIC inputs from the detectors. On board the satellite, software will be in charge to check the mean count rate of the pixels and to detect noisy pixels. Then it will be possible to modify the low threshold or to disconnect a noisy pixel.

The logic sequence is controlled by a Module Control Electronics (MCE). There are 8 MCEs, each one connected to a detector module.

When an event occurs, the ASIC processes the signal (checking the pixel address, multiple channel

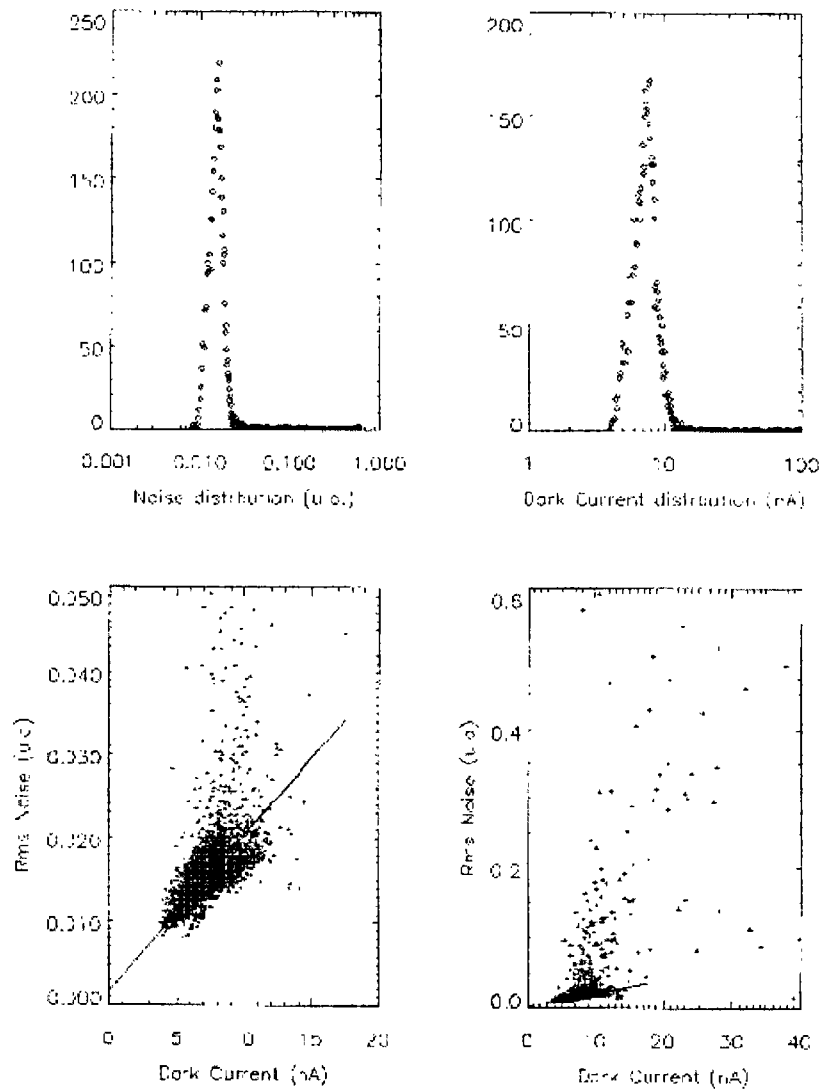


Fig. 3 (Top left) Noise distribution, (top right) dark current distribution, (bottom left) noise dark current correlation, (bottom right) full noise vs. dark current.

triggers, low and high thresholds, measuring rise time and pulse height) and delivers a strobe that tells the MCE something happened. Then MCE reads data. Only one event at a time can be processed in a module. In case of a charged particle above high threshold, the ASIC dead time will only

be 25 μ s. Due to coding time of analog signals in the MCE, the total dead time of the module system is 100 μ s.

The limited power consumption budget of IBIS implies that the ASIC's power consumption should be as low as possible. The power consumption per

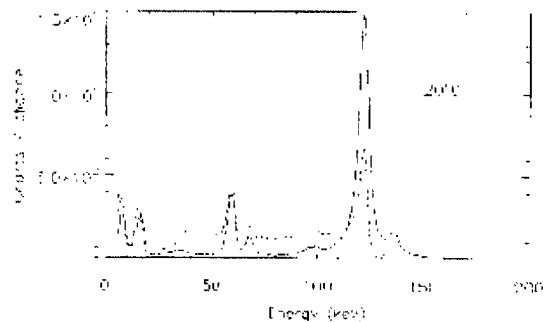


Fig. 4. ^{57}Co pulse height spectra acquired with laboratory 2D spectrum measurement electronics: (dashed lines) raw spectrum (FWHM 3.5% at 122 keV and 6.5% at 59.3 keV) (solid line) corrected spectrum through the relation between rise-time and pulse height (FWHM 4.1% at 122 keV and 6.6% at 59.3 keV).

channel is 2.7–2.8 mW. This corresponds to 45 W for the ISGRI layer.

Due to the spatial environment, the ASICs should be radiation tolerant. On the INTEGRAL orbit, the telescope is irradiated by cosmic-ray protons near the ionization minimum (1 GeV) with a rate of 1–2 protons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. These protons cannot be stopped and will deposit energy in the detector, which might damage them. Results about the CdTe detector hardness are presented in Ref. [12]. On the other hand, heavy nuclei might damage ASICs through latch up. Concerning the use of ASICs, two technologies are used in parallel, in the first one, AMS latch up sensitivity has been minimized through the use of an appropriate design [11] and the other one is a latch up free technology (DMILL). AMS ASICs, which are mounted on the actual polycell version, have shown good preliminary results in irradiation tests.

Before connecting the ASICs to the ceramic platform of the polycell, they are tested individually. All the logic blocks are tested. The analog block is tested through the use of internal test generators which simulate three kinds of γ -ray events inside the ASIC. The aim of this test is to reject bad ASICs to avoid isolated dysfunctions on the polycell. Unfortunately, selection criteria are not yet optimized and there is for instance a non-operating rise time measurement on one channel of one ASIC of our first polycell.

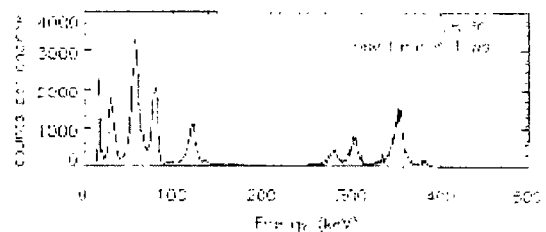
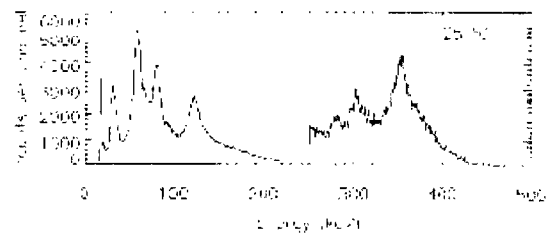
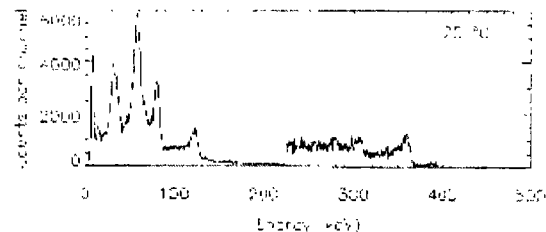


Fig. 5. ^{57}Co and ^{133}Ba pulse height spectra acquired on one pixel of the polycell: (top) raw spectrum; (middle) corrected spectrum; (bottom) corrected spectrum with rise-time selection ($< 1 \mu\text{s}$).

2.3. γ -ray measurements on the polycell

γ -ray acquisition in representative configuration of the future module with all the channels connected is possible. The first results on the polycell as a small detector array have been obtained.

Fig. 5 shows the pulse height, corrected, and selected ($< 1 \mu\text{s}$) spectrum deduced from a rise time vs. pulse-height 2D spectrum recorded for one of the 16 pixels of the polycell.

The polycell functionality is complete. Low threshold, high threshold and gains are effectively adjustable. The addressing and the multiple events flag are correct. The energy range is 12–850 keV.

γ -ray acquisitions have been made with ^{57}Co and ^{133}Ba sources. FWHM attained at room temperature (~ 24 – 25°C) after correction is around

11% at 59.3 keV, 9% at 81 keV, 9% at 122 keV and 4% at 356 keV. On selecting events with a rise time of less than 1 μ s, FWHM is around 11% at 59.3 keV, 8.5% at 81 keV, 7% at 122 keV and 3% at 356 keV. Above \sim 80 keV, FWHM is not exactly representative of the resolution. As a matter of fact, the lines have no longer a Gaussian shape but begin to follow a Lorentzian distribution.

3. Conclusion

The first representative polycell of the ISGR1 CdTe γ -ray imager of the IBIS telescope has been realized and tested. This basic hybrid component is made of CdTe detectors associated with their own front-end electronics (ASICs). Till now, 16 000 CdTe crystals have been tested: \sim 95% of them have shown good electrical and spectrometric properties which reflects the maturity of the CdTe manufacturing processes. On the other hand, the feasibility of an integrated low-noise and low-power consumption charge-sensitive preamplifier has been demonstrated. This preamplifier is included in a 4-channel ASIC which delivers pulse-height and rise-time measurement up to 6 μ s. Adjustable parameters such as low and high thresholds, individual and output gains, and internal test generators make this ASIC a very flexible

device. In addition, the thermal behavior of the system has been designed to ensure an operating temperature around 0°C under vacuum conditions, through an optimization of its thermal emissivity.

The polycell functionality is complete and permits to make our first rise-time vs. pulse-height measurements and therefore the first charge loss corrected spectra representative of the flight conditions. The next step toward the production of the ISGR1 experiment will be the development of a small (32 \times 64 pixels) γ camera.

References

- [1] J.A. Paul et al., *Adv. Space Res.* 11 (1991) 289.
- [2] A. Goldwurm et al., *Nature* 371 (1995) 589.
- [3] F. Lebrun et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 380 (1996) 380.
- [4] Y. Ywase et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 377 (1997) 678.
- [5] F. Ozaki et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 380 (1996) 141.
- [6] K.R. Zanin et al., *J. Appl. Phys.* 39 (1968) 2818.
- [7] L.A. Hamel et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 380 (1996) 238.
- [8] M. Richter, P. Siefert, *Nucl. Instr. and Meth. A* 322 (1992) 529.
- [9] French Patent: #95 10670 Ph. De Antoni, F. Lebrun, J.-P. Leray (1995).
- [10] J.P. Bonnefoy et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 380 (1996) 342.
- [11] M. Arques et al., *IEEE NSS Toronto* (11/1998).
- [12] F. Lebrun et al., *SPIE* 2806 (1996) 258.

Annexe B

Résumé

Un composant de base appelé polycell a été développé pour la gamma-caméra ISGRI du télescope IBIS à bord du satellite *INTEGRAL*. Cet imageur est un assemblage de 16384 détecteurs CdTe (4×4 mm² de côté, 2 mm d'épaisseur) opérant à température ambiante. ISGRI couvre la partie basse (20 keV-1 MeV) de la gamme d'énergie d'IBIS (20 keV – 10 MeV). Les détecteurs sont disposés 4 par 4 sur un polycell, où ils sont connectés à leur électronique de lecture. Celle-ci est basée sur un ASIC quatre voies analogique et numérique résistant aux radiations. L'ASIC contient un préamplificateur de charges bas-bruit (160 e⁻ rms, 1 pF de charge) et fait une mesure du temps de montée en plus de celle de l'amplitude. Ceci permet de calculer une correction de perte de charges basée sur le temps de dérive des porteurs. La partie numérique comprend un séquenceur interne et un protocole de dialogue externe. Après une description de l'électronique, nous présenterons les améliorations apportées sur la nouvelle et dernière version de cette mini gamma-caméra hybride. En conclusion, nous présenterons les performances spectroscopiques obtenues grâce à ce composant modulaire. Une résolution spectrale de 7% à 122 keV a été mesurée avec la dernière version de l'ASIC.

Polycell: the elementary detection unit of the ISGRI CdTe γ -ray camera

O. Limousin^{a,*}, M. Arques^b, J. Cretolle^a, F. Lebrun^a, J.P. Leray^a, N. Ballert^b,
D. Lattard^b, J.L. Martin^b, G. Masson^b, A. Noca^b, F. Mathy^b, J.P. Rostaing^b,
P. Trystram^b, P. Villard^b, P. Baron^c, E. Delagnes^c, M. Rouger^a

^aCEA/DSM/DAFNI, Service d'Astrophysique, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

^bCEA/DTA/LETA/Service Capteurs et Spécimens d'Imagerie, CEA/Grenoble, 38054 Grenoble Cedex, France

^cCEA/DSM/DAFNI/Service d'Electronique et d'Informatique, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

Abstract

A basic component called Polycell has been developed for the ISGRI CdTe γ -ray camera of the IBIS telescope on board the *INTEGRAL* satellite. This imager is an assembly of 16384 CdTe detectors (4×4 mm large, 2 mm thick) operating at room temperature. ISGRI covers the lower part (20 keV–1 MeV) of the IBIS energy range (20 keV–10 MeV). Detectors are arranged 4×4 on Polycells, where they are connected to their front-end electronics. The front-end electronics is based on radiation tolerant 4-channel analog/digital ASICs. The ASICs contain a low-noise charge-sensitive preamplifier (10 keV rms), 1 pF load and a pulse rise-time measurement in addition to the standard pulse-height measurement. This permits to compute a charge loss correction based on the charge drift time. The digital part includes the internal acquisition timing sequence as well as the dialogue with external electronics. After a description of the front-end electronics, we will present the improvements made on the new and final version of this hybrid mini CdTe γ -ray camera. In conclusion, we will present the spectrometric performance obtained owing to this modular device. A spectral resolution around 7% at 122 keV is obtained with this last generation of ASICs. © 2001 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

Keywords: CdTe γ -ray camera; Space *INTEGRAL* satellite; Characterization multi-detector; Front-end I.C. chip

1. Introduction

The *INTEGRAL* satellite (International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory) is an ESA scientific mission to be launched in 2002 devoted to γ -ray

observations of celestial objects between 20 keV and 10 MeV. Imager on Board the *INTEGRAL* Satellite (IBIS) and Spectrometer for *INTEGRAL* (SPI) are the two main instruments of the payload. SPI is a cooled germanium spectrometer with imaging capabilities designed to study nuclear-rays from celestial objects with a very high spectral resolution [1]. IBIS is an imager with spectrometric capabilities [2] devoted to the study of point sources like galactic compact objects or active galactic nuclei.

*Corresponding author. Fax: +331-6908-65-77.
E-mail address: limousin@discovery.saclay.cea.fr (O. Limousin).

This instrument features a coded mask aperture [3], active and passive shields and two detector arrays. The first one (ISGRI: Integral Soft Gamma-Ray Imager) is a 128×128 CdTe pixels (4×4 mm large, 2 mm thick, ACROTEC, THM) γ -camera operating at room temperature. Detectors are arranged on Polycells, each including 16 crystals. An array of 8×16 Polycells forms one of the 8 ISGRI Modular Detector Units [4]. ISGRI covers the lower part (20 keV–1 MeV) of the IBIS energy range (20 keV–10 MeV) while the second detector array (PICsIT: Pixelized Imaging CsI Telescope) covers the upper part (150 keV–10 MeV). PICsIT [5] is an assembly of 4096 CsI detectors (9.2×9.2 mm large, 30 mm high) watched by PIN Photodiodes. These two cameras can work in coincidence providing a Compton telescope mode which ensures a good background reduction above 200 keV. IBIS performs images over a wide field of view ($\sim 20^\circ \times 20^\circ$, 50% sensitivity) with a good angular resolution ($\sim 11'$). It has real spectrometric capabilities at low energy through the use of CdTe detectors.

In this article, we present a new release of the Polycell equipped with a new version of ASIC. We emphasize the motivations to have a new ASIC and we present the results.

2. The ISGRI polycell

The elementary block of the ISGRI γ -ray imager is named Polycell [6,7]. This device is the result of a collaborative effort from CEA/DTA/TEFC (Commissariat à l'Énergie Atomique, Direction des technologies Avancées Laboratoire d'Électronique, de Technologie et d'Instrumentation), CEA/DSM (Commissariat à l'Énergie Atomique, Direction des Sciences de la Matière) and SAGEM company. It is an assembly of 16 CdTe square pixels connected with 4-channels ASICs placed on an hybrid ceramic platform. It has been mechanically designed in order to minimize the dead space between CdTe detectors (600 μ m). It has a good γ -ray transparency on the top side (83% at 20 keV) owing to a thin multi-layer cap which is used to provide the bias voltage to the crystals. This cap is used as

a radiator to cool the Polycell in the vacuum space. It also acts as an electromagnetic shield. On the back side, below the detectors, the transparency of the system is as large as possible to prevent the absorption of Compton scattered photons which should be detected by PICsIT.

The hybrid platform layout has been studied in order to avoid glitches higher than 20 keV. Actually, we obtained a better result: the Polycell low-threshold value is close to 10 keV. In a similar way, cross-talk is limited between neighboring pixels for high-energy deposits (above 1 MeV). No cross-talk has been seen up to 2.3 MeV deposits which is the highest energy we were able to test. The detectors are connected to the ASICs through metallic via holes. ASICs are glued on the backside of the Polycell and enclosed in an hermetic titanium cover. Driving signals and readout of the Polycell are made through 12 pins. Fig. 1 shows a view of a Polycell device.

3. ISGRI front-end electronics (ASIC)

3.1. The readout ASIC

A previous version of the readout ASIC has been fully described in terms of functionalities and performance in a previous paper [6]. The present ASIC has been redesigned to improve the performance.

3.2. Functionalities

Let us just briefly remind here three of the main unchanged functionalities.

(1) The ASIC is a mixed analog-digital circuit (Fig. 2). It includes four input analog channels. These channels merge in a common analog-output channel. A digital block allows the sequencing of the analogue part (threshold detection, connection of the activated input channel to the common output channel), the tuning of programmable parameters (low- and high-threshold levels, gains), and also handles the dialogue with external electronics.

(2) The ASIC performs pulse-height and rise-time measurements corresponding to γ -rays deposits

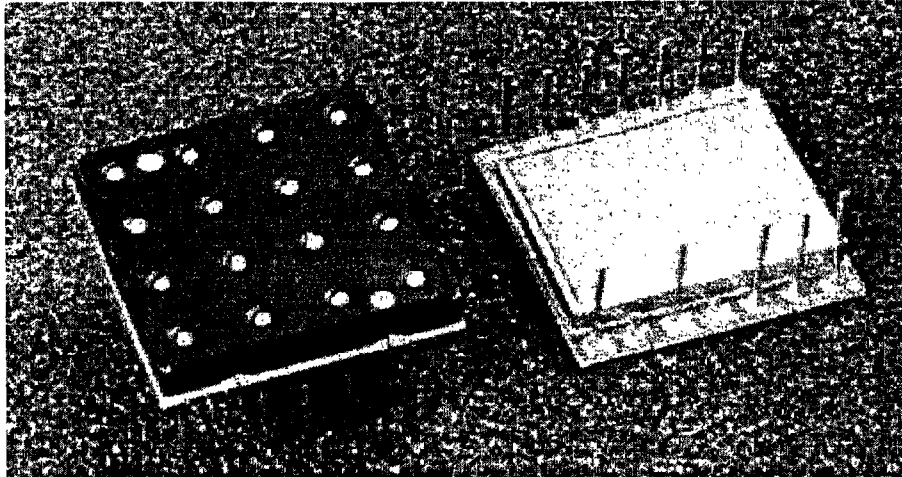


Fig. 1. Photograph of a Polycell with its thermal cap on the left. The backside of a Polycell on the right. ASICs are included in the titanium cover.

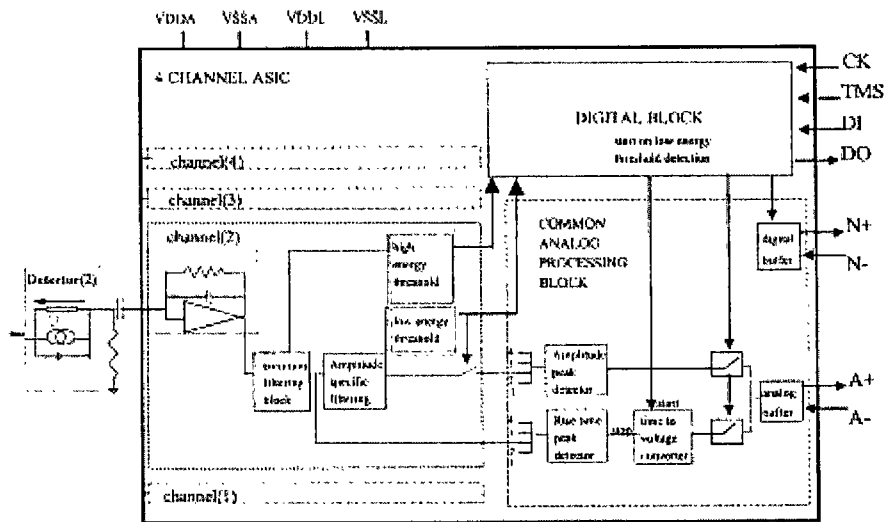


Fig. 2. Basic schematic scheme of the ASIC.

POSTER SESSION

in the CdTe ranging from 10 to 1000 keV. In CdTe, charge-carriers holes and electrons transport properties are very different. Electrons are 10 times faster than holes. Thus, the collection time depends on the photon-penetration depth and is comprised between 0.5 and 6 μs under 500 V cm^{-1} for a 2 mm thick detector. As presented in previous papers [8], the amplitude decreases when the collection time increases because of trapping effects and ballistic deficit. That leads to a wrong measurement of the energy for large penetration depth. Nevertheless, this can be overcome by an accurate pulse rise-time measurement, ranging from 0.5 to 6 μs , which allows, in a 2D graph representation rise-time versus amplitude, the energy determination of deeply absorbed γ -rays. The simultaneous measurement of the rise-time and standard pulse-height, with dedicated electronics, allows the computation of charge loss and ballistic deficit correction afterwards [9,10].

(3) Due to spatial environment, the ASIC must be radiation tolerant. The ASIC is radiation hardened.

3.3. Analog performance

The redesign has been driven by analog performance and functionality tests.

3.3.1. Previous circuit: ASIC 4B

In the previous version of the circuit (4B) we faced a problem due to the resetting period after each γ -ray readout sequence. Indeed, the reset sequence should allow to obtain a quiet DC level at all stages of the analog chain (low threshold, amplitude, rise-time, etc). Unfortunately, a glitch disturbed the ideal DC level for about 1 ms. Design was already done carefully, and a low-threshold level around 12 keV was possible without self-triggering effects by this glitch. Nevertheless, this glitch led to a degradation of both the amplitude and rise-time measurements. Of course, this degradation was worse for high-count rates, i.e. when the probability of a γ -ray detection, during this millisecond, was high (especially, in the first 400 μs).

The degradation of the amplitude measurement was independent on the γ -ray energy. The per-

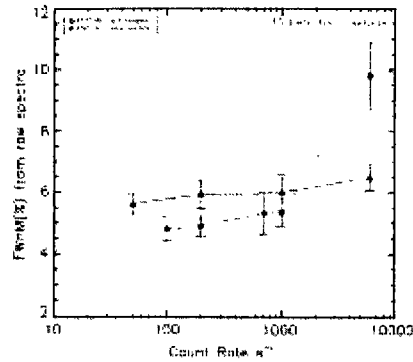


Fig. 3. FWHM resolution at 122 keV from raw spectra (pulse amplitude histogram for both version of ASIC) versus count rate.

turbation was summed to the signal, thus degrading the resolution. It is illustrated by the Fig. 3 which represents the FWHM resolution, measured on the right side of 122 keV line of a ^{57}Co source and obtained from pulse-height spectra. In this particular case, the right side of the γ -ray line shape is not affected by the charge loss due to higher energies detection and hence considered as Gaussian. Thus, the 122 keV resolution on the pulse-height spectra (not sensitive to the rise-time measurement) was comprised between 4.8% FWHM at $100 \text{ counts s}^{-1}$ and 9.8% FWHM at $6000 \text{ counts s}^{-1}$. The situation was worse for the rise-time measurements, especially at low energy. As a matter of fact, the rise-time is measured detecting the peak of the pulse (output of the charge sensitive preamplifier) which increases until charges are collected (max. 6 μs) and decays afterwards. This signal was also superimposed on the glitch which is raising up during 50 μs . In the case of high count rates, the pulse was in coincidence with the glitch. At low energies, the pulse decay slopes could be compensated by the glitch rise itself. Therefore, the rise-time is saturated. At $6000 \text{ counts s}^{-1}$, rise-time measurements became impossible for low energies (below $\sim 100 \text{ keV}$). In addition, the resolution of the rise-time measurement was also affected

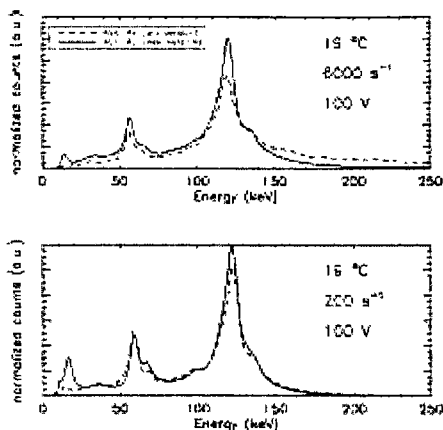


Fig. 4. ^{137}Cs corrected spectra for two ASIC versions and two count rates. Temperature: 19 °C. Detector bias voltage: 100 V.

by the glitch shape. The combination of both the rise-time and amplitude degradation was seen in corrected spectra. An incorrect rise-time measurement lead to a bad correction. Then, we obtained a poor photo-peak efficiency and large wings on each sides of γ -ray lines. Anyway, the FWHM resolution did not seem so bad since the degradation affects primarily the line wings (Fig. 4). We can consider that excellent spectrometric performance have been found with this version of the ASIC (4B) considering low counts rates (below $\sim 1000 \text{ counts s}^{-1}$).

3.3.2. New event: ASIC 4C

For calibration purpose, several thousands counts per second capabilities are essential to achieve the necessary statistics in a reasonable acquisition time, thus a new ASIC was necessary. During flight, about 100 counts per second and per module (2048 channels) are expected, but, in case of γ -ray bursts ($5000 \text{ counts s}^{-1}$), the γ -camera has to work fine as well with higher count rates.

The present ASIC (4C) has been redesigned with an increased concern for this “end of reset” glitch.

Today, the glitch amplitude is reduced by an order of magnitude and the duration by a factor 3, and initial glitch slope by a factor 3.

This allows us to have an almost constant amplitude resolution (Fig. 3), even at high fluxes (5.6% at 50 counts s^{-1} to 6.5% at $6000 \text{ counts s}^{-1}$ at 122 keV from raw spectra), and a correct rise-time measurement even at high fluxes and low γ -ray energies (30 keV, $6000 \text{ counts s}^{-1}$). The 2D graph representation (Fig. 5) illustrates the rise-time measurement improvement at high count rates for the new ASIC. The impact of the rise-time measurement on the photo-peak efficiency is illustrated by the nice corrected spectra in Fig. 4. Different spectra are normalized taking into account the total number of counts above 20 keV. The low-threshold level around 10 keV is now possible owing to the smaller glitch amplitude. As seen on the Fig. 3, the previous version of the ASIC (4B) allowed a better raw-spectrum resolution than the new one (4C) below $700 \text{ counts s}^{-1}$. Technological parameters dispersion during the foundry may be responsible. But, the measurements having been performed with different CdTe crystals, they are not strictly comparable in absolute terms. The trend as a function of the count rate is however significant.

3.4. Radiation hardening

The previous ASIC version (4B) had already been characterized towards latch-up. It proved that the standard AMS (Austria Mikro System) CAQ 1.2 CMOS process, 15 μm epitaxial layer, had successfully been hardened by design rules and a careful layout. Indeed, no latch up was observed during an irradiation test with Xe ions (fluence $10^{17} \text{ ions cm}^{-2}$, irradiation angle 60°). The corresponding Linear Energy Transfer (LET) = $118 \text{ MeV cm}^2 \text{ mg}^{-1}$; the range is 21 μm .

This latch-up test was repeated on the present ASIC version (4C) and gave the same performance.

In addition, we performed a Single Event Upset (SEU) sensitivity measurement.

The circuit showed some SEU. We split these events in two classes:

In the first class, the digital block information is altered by the SEU. This alteration requires a new

POSTER SESSION

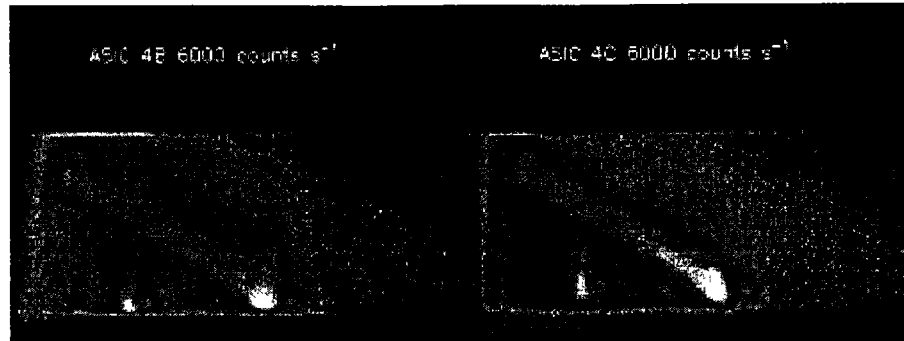


Fig. 5. ^{57}Co 2D spectra (rise-time versus pulse-height). Left graph is the ASIC 4B (old version) response. Right graph is the ASIC 4C (new version) response. Count rate = $6000 \text{ counts s}^{-1}$.

ASIC programming sequence to restore a good behaviour. Taking into account the particle flux due to galactic cosmic ray (CREME model) and an equivalent 3cm spherical Al shielding roughly equivalent to the body of the *INTEGRAL* satellite, the computed SEU rate is equivalent to $1.2 \times 10^{-6} \text{ SEU ASIC}^{-1} \text{ day}^{-1}$. That means 1 SEU every 2 days for the whole imager (4096 ASICs). This requires a reprogramming sequence every 2 days, which is acceptable for the mission because the reprogramming sequence will be made every hour or so. In the second class, one SEU disturbs an analog chain and creates a low threshold triggering. This leads to a bad event readout, i.e. a noise event in the data. Then, the ASIC automatically recovers from the SEU for the next γ -ray detection. The predicted SEU rate is $7.3 \times 10^{-2} \text{ SEU ASIC}^{-1} \text{ h}^{-1}$ (300 SEU h^{-1}) for the whole imager. This is to be compared with the 3×10^6 background events per hour expected for the whole imager, i.e. a negligible background increase.

4. Conclusion

The ISGRI project is an assembly of 1024 Polycells as described above. This complex system has been optimized in order to get the best resolution in

a large array configuration and, always considering the best sensitivity of the instrument. The goal of the imager is to be able to detect the least luminous celestial objects in the shortest acquisition time. This justifies our efforts to improve the performance of the instrument for high sensitivity. Each photon has to be detected with an accurate energy measurement. This implies good pulse-height and rise-time measurements to allow energy corrections afterwards. Through this work, we demonstrate the role of the ASIC to render the CdTe capabilities as a nuclear detector and we show the best compromise we found in the ASIC to satisfy our goal.

Acknowledgements

We want to thank all ISGRI teams from CEA-DSM/DAPNIA, CEA-LETI and CEA-DAM as well as SAGEM company which contributed to this work.

References

- [1] G. Vaudrenne et al., Proceedings of the Third INTEGRAL workshop, Eastmond, 1998 (to be published).
- [2] P. Oberini et al., SPIE 2906 (1996) 246.
- [3] J.A. Paul et al., Nucl. Instr. and Meth. A 442 (2000) 8.

- [4] O. Lincouin et al. *Nucl. Instr. and Meth. A* 442(2000)244.
- [5] C. Lalouin et al. *SPIE* 2806 (1996) 266.
- [6] M. Arques et al. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-46 (3) (1999) 181.
- [7] O. Lincouin et al. *Nucl. Instr. and Meth. A* 428(1999)216.
- [8] M. Richter, P. Siefert, *Nucl. Instr. and Meth. A* 322 (1992) 529.
- [9] F. Lebrun et al. *Nucl. Instr. and Meth. A* 380 (1996) 380.
- [10] Ph. DeAntoni, F. Lebrun, J.P. Leray, French Patent: #95 10670, 1995.

POSTER SESSION

Annexe C

Résumé

Un composant appelé polycell a été développé pour la caméra CdTe ISGRI (*INTEGRAL Soft Gamma-Ray Imager*) à bord du satellite *INTEGRAL* (*INTErnational Gamma-Ray Astophysics Laboratory*). Travaillant à température ambiante, il couvre la gamme d'énergie 20 keV – 1 MeV. Il comporte un sous-ensemble de 16 détecteurs CdTe et leur électronique associée. Cette électronique est un ASIC quatre voies analogique et numérique. La partie analogique comprend un préamplificateur bas-bruit qui autorise un seuil bas de moins de 20 keV et une mesure du temps de montée qui permet une correction de perte de charges. La partie numérique assure le séquençement interne et le dialogue avec l'électronique externe. Deux versions de l'ASIC ISGRI ont été développées par le CEA/DTA/LETI/DSYS en collaboration avec le CEA/DSM/DAPNIA/SEI, respectivement avec une technologie CMOS AMS standard durcie contre les radiations par un dessin spécifique et avec une technologie « silicium sur isolant » DMILL-MHS laquelle est immune au latch-up. Cet article présente l'architecture de l'ASIC et du polycell et les résultats expérimentaux obtenus sur un polycell équipé d'ASIC AMS.

A Basic Component for ISGRI, the CdTe Gamma Camera on Board the INTEGRAL Satellite.

M.Arques¹, N.Baffert¹, D.Lattard¹, J.L.Martin¹, G.Masson¹, F.Mathy¹, A.Noca¹, J.P.Rostaing¹, P.Trystram¹, P.Villard¹, J.Crétolle², F.Lebrun², J.P. Leray², O.Limousin²

¹LETI (CEA - Technologies Avancées) : 17 rue des Martyrs, 38054 Grenoble Cedex 9 - France

²CEA/DSM/DAPNIA/Sap : CE Saclay -Orme, 91191 Gif sur Yvette Cedex - France

Abstract

A basic component, called Polycell, has been developed for the ISGRI (INTEGRAL Soft Gamma Ray Imager) CdTe camera on board the INTEGRAL (INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory) satellite. Operating at room temperature, it covers the 20 keV - 1 MeV energy range. It features a sub-ensemble of 16 CdTe detectors and their associated front end electronics. This electronics is based on 4-channel analog-digital ASICs. Their analog part features a low noise preamplifier, allowing a threshold below 20 keV and a pulse rise-time measurement which permits a charge loss correction. The digital part ensures the internal acquisition timing sequence as well as the dialogue with external electronics. Two versions of the ISGRI ASIC have been developed in a collaboration of two CEA microelectronics teams from CEA/DTA/LETI/DSYS and CEA/DSM/DAPNIA/SEL, respectively on a standard CMOS AMS process hardened against radiation by lay-out, and on a Silicon On Insulator process (OMILL MHS), the latter being latch-up free.

This paper presents the ASIC and polycell architecture as well as experimental results obtained with polycells equipped with AMS ASICs.

1. INTRODUCTION

The hybrid component referred to as polycell, presented in this paper, belongs to the ISGRI array of the IBIS detector of the INTEGRAL satellite [1,2]. We will first briefly present these three elements.

A. The INTEGRAL satellite

The ESA INTEGRAL satellite (figure 1), to be launched in 2001, is devoted to the gamma-ray sky observation between 20 keV and 10 MeV. The mission objective is the mapping and the spectral measurement over a large energy domain of celestial gamma-ray emission, for both diffuse and point sources. The payload comprises two main instruments : IBIS (Imager on Board the INTEGRAL Satellite) an imager with spectrometric capabilities and SPI (SPectrometer for INTEGRAL), a coded Ge spectrometer with imaging

capabilities. SPI is designed to study the diffuse emission while the IBIS design is driven by the point source objective.

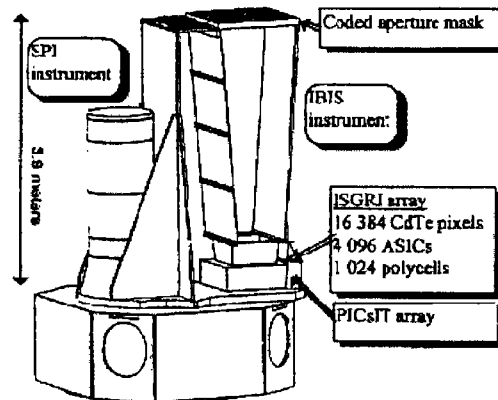


Figure 1 : the INTEGRAL satellite

B. The IBIS instrument

The efficiency of a passive coded mask to produce images of the sky in the low energy part of the gamma-ray domain (30 keV - 1 MeV) has been particularly well illustrated by the previous SIGMA telescope [3,4]. IBIS is therefore based on the same concept, a static passive coded mask for the aperture, and a gamma camera for the detector. The main difference with regard to SIGMA is in the detector. SIGMA uses a single Anger camera while IBIS uses two gamma-cameras with discrete pixels : a CdTe array, ISGRI, and a CsI array, PICsIT (Pixellated Imaging CsI Telescope).

The detector of IBIS, is then made up of two square detection planes of the same dimensions. Both layers are pixel gamma cameras. The upper one, ISGRI, covers the low energy domain up to about 200 keV while the lower one, PICsIT, takes care of the higher energies. Both layers can work in coincidence in a so called COMPTON mode in the 200 keV - 1 MeV range. The detector layers are shielded against particles and side gamma rays by a BGO well operated in anticoincidence.

C. The ISGRI array and the polycell

The ISGRI array is made up with square CdTe pixel detectors 4 mm on a side and 2 mm thick. There are 16384 pixels providing a useful area of 2620 cm².

The elementary block of the array named polycell is an hybrid component where 16 detectors are fixed on a ceramic substrate and connected to 4 ASICs.

The design options of this polycell are presented in paragraph II. Performance is presented in paragraph III.

II. THE POLYCELL DESIGN

We will discuss first the polycell hybrid component design, and then, with more details, the ASIC design.

A. The hybrid component design

The polycell hybrid component main requirements are :

- it is composed of 16 CdTe pixels 4mm x 4mm large and 2mm thick
- there must be minimum dead space on the 4 edges
- it must have a good gamma-ray transparency on the top side at 20 keV,
- it must have a good global gamma-ray transparency at 150 keV, to let photons of this energy and above reach the PICsIT array.
- top face of CdTe crystals must be biased at -100 V,
- the design must prevent the ASICs' driving signals to create glitches higher than 20 keV,
- the design must limit the cross talk due to a 1 MeV deposit in a pixel to less than 20 keV on the neighboring pixels
- the ASICs must be encapsulated

On the basis of these requirements, the polycell design was done in a collaborative effort from CEA/DTA/LETI, CEA/DSM/ Sap, and the SAGEM company. It resulted with the 16 CdTe pixels glued on gold pads on one side of a ceramic platform and the 4 ASICs on the other side. Top sides of CdTe

pixels are connected to -100 V. A cap, not shown on figures, acts as an electromagnetic shield. It also helps cooling the polycell via radiative emission towards the above vacuum. Backsides of CdTe pixels are connected to the ASICs through metalized via holes. ASICs are sealed inside a titanium cover. Twelve pins allow the driving and readout of the polycell. Specific care was taken in shielding CdTe pixels and ASICs' inputs from ASICs' driving signals.

Figure 2 is a view of the complete polycell.

Figure 3 is a bottom view of the polycell, with the ASICs' cover removed.

B. The ASIC design

The main requirements for the ASIC design are :

- low noise preamplifier,
- ASIC must perform Amplitude and Rise - Time measurements of pulses corresponding to gamma-rays ranging from 20 keV to 1000 keV. As presented in previous papers [5,6,7,8], the amplitude decreases with the depth of absorption of the gamma ray, thus basically leading to a mis-measurement. This mis-measurement can nevertheless be overcome by a pulse rise-time measurement, ranging from 0.5 μ s to 6 μ s, which allows, in a 2D graph presentation, the energy determination of deeply absorbed gamma rays.
- rejection of events of energy higher than 1 MeV (i.e. mostly cosmic ray protons), and of multiple events,
- localization of hit pixel (ASIC and pixel number).
- time tagging of the gamma ray (in order to allow anticoincidence with BGO and to be able to work in Compton mode with the PICsIT array),
- radiation hardened
- low power consumption.
- small surface (compatible with ceramic substrate surface)

On the basis of these requirements, the design was done in a collaborative effort from CEA/DTA/LETI and

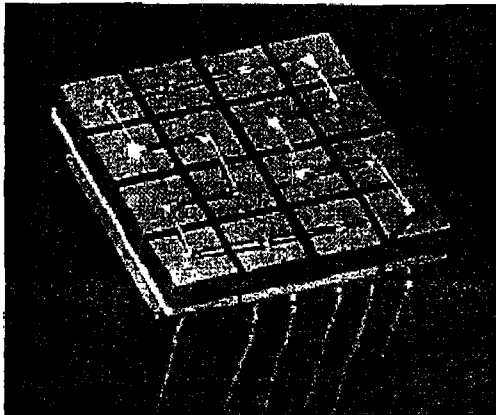


Figure 2 : polycell view. 16 CdTe pixels + 4 capsulated ASICs

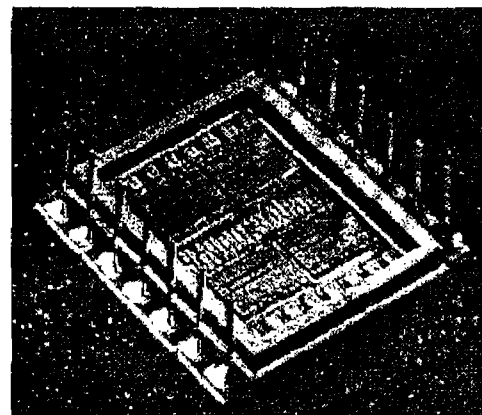


Figure 3 : backside of the polycell. Cover removed. 4 ASICs

- CEA/DSM/SEL. The result is the basic schematics of figure 4. Main points of this design are :
 - the ASIC is composed of four analog channels and one digital block. In order to save surface and power, the four analog channels are composed of a front end detector dedicated part, and of a common back end analog processing block. When one gamma ray is detected by a front end channel, the low threshold detection switches this front end channel to the common back end block,
 - the input current waveform is converted to voltage in the input amplifier. It is then differently filtered for Amplitude and Rise-Time measurements. Amplitude is measured by a peak detector. Rise-Time is measured by a time to voltage converter, starting with the low energy threshold detection, and ending with the peak detection,
 - output is delivered with analog differential currents,
 - there is a high level threshold detection. In case one event switches this threshold, the ASIC automatically resets without any external driving command,
 - there are (not represented on the schematics), downloadable registers tuning the low and high thresholds, and front end and back end gains,
- there are (not represented on the schematics) test charge injectors simulating 60 keV, 600 keV and 1200 keV gamma rays,
- in order to save wiring in the ISGRI array, ASICs are designed to be driven in a chain as represented in figure 5. There will actually be 64 ASICs in a chain, ie. 16 polycells. CK is the main clock signal. TMS is a switch clock signal. In combination with CK rising edge, it selects one among two possible following digital states. This in particular allows selection of programming or readout modes. Tuning parameters and test modes are downloaded via the DI/DO link. This link also delivers to the external electronics the number of the ASIC which has detected a gamma ray. N+/N- bus delivers the address within one ASIC of the detecting pixel. It also informs about multiple events. A+/A- bus delivers Amplitude and rise-time measurements, detection of one gamma ray is indicated to the external electronics via the N-/N- bus. The external electronics then handles a readout of the whole chain. Specific care has been given to the delay between the gamma ray arrival and the N+/N- activation, in order to reach a good time tagging of the event.

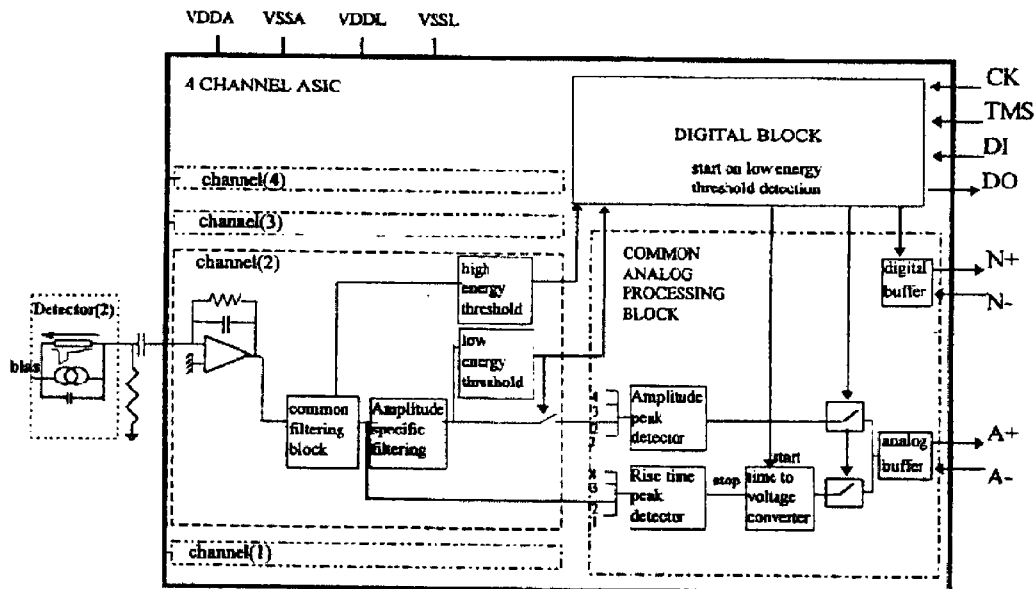


Figure 4 : basic schematics of the ASIC

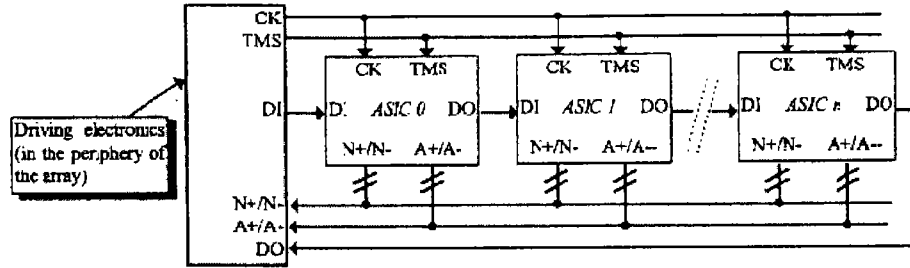


Figure 5 : ASICs in a chain

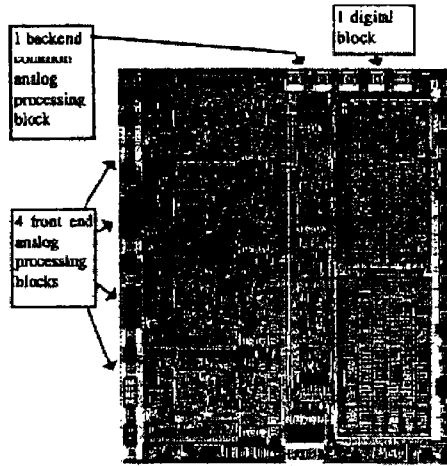


Figure 6 : ASIC view

C. The ASIC lay-out and foundry

The ASIC has been realized in the CMOS, CAQ1.2, 15 μm epitaxial layer process from AMS (Austria Mikro Systeme International) (Remember that another version, not discussed here, has been realized on a DMILL MHS Silicon On Insulator process).

One of the critical points of the standard CMOS AMS process was the latch-up behavior of the ASIC with the heavy ions space radiation. Indeed, due to available room constraints, it was not possible to include electronics' protections for the ISGR1 array. We then hardened the lay-out rules for the analog and digital parts of the ASIC. In particular, a specific digital library was developed in collaboration with CEA/DAM. This ends with a circuit globally two times larger than what is obtained with the standard AMS lay-out rules.

The ASIC view is presented in figure 6.

III. PERFORMANCE

The performance of the polycell is the resultant of CdTe pixels', ASICs' and hybrid component's performances [9].

A. CdTe pixels performance

Pixels are high resistivity CdTe:Cl THM grown crystals. Pixels' performance is presented in table 1.

Table 1 : CdTe pixels' performance

Item	Performance
crystal growth	CdTe:Cl THM produced by ACROTEC (Japan)
dimensions	4 mm x 4 mm ; 2 mm thick
resistivity	1.10^{10} Ohm.cm ($I_{\text{dark}} < 10$ nA @ 100V bias ; 20°C)
electrons' mobility	950 ± 50 cm ² V ⁻¹ s ⁻¹
holes' mobility	80 ± 10 cm ² V ⁻¹ s ⁻¹
electrons' life-time	1.2 ± 0.1 μs
holes' life-time	4.6 ± 0.2 μs
energy resolution (FWHM)	
59.3 keV	7.2 %
122 keV	5.1 %

B. ASIC performance

ASIC and polycell performances are obviously mixed. Table 2 nevertheless presents some specific characteristics of the ASIC.

Table 2 : ASIC performance

Item	Performance
Chip surface	3.8 mm x 4.5 mm
power consumption	2.8 mW/channel 11 mW/chip
noise	less than 200 rms electrons @ 3 pF input load
latch-up	no latch-up was observed after irradiation test with : - Xe ions - 10^7 ions / cm ² - irradiation angle 60° (LET = 118 MeV cm ² /g ; penetration 21 μm)

C. Polycell performance

Table 3 presents the polycell performance

Table 3. Polycell performance

Item	Performance
surface	17.9 mm x 17.9 mm
dead space on the edges	< 75 μm
input window transparency	> 80 % @ 20 keV
polycell transparency without CdTe pixels	> 85 % @ 136 keV
power consumption	44 mW
low threshold tuning range	from 0 to 63 keV (by 1 keV step)
minimum practical low threshold level	12 keV (limited by noise detection)
high threshold tuning range	from 650 keV to 930 keV (by 40 keV step)
cross talk, glitches	no parasitic event was detected with 1 MeV primary events or with polycell driving
dead time after a high threshold event	25 μs
gamma ray time lagging	better than ± 250 ns
energy resolution (FWHM)	surface absorbed gamma rays (i.e. rise-time < 1 μs)
59.3 keV	11 %
81 keV	8.5 %
122 keV	7 %
356 keV	3 %

This performance can be considered as very good for such a microsystem. It is nevertheless not as good as what can be expected from the less than 200 noise electrons of the ASIC. Analysis proved that most of the degradation

comes from an imperfect reset process after one gamma ray readout. A redesign of this resetting is currently being carried out.

A typical raw 2D spectrum obtained with these polycells is presented in figure 7. (Additional post processing may be added). A group of 16 of these spectra obtained from a polycell is presented in figure 8.

IV. CONCLUSION

The polycells that have been realized include 16 CdTe pixels and their front end analog and digital electronics. This microsystem offers buttability, very low power consumption, and testing capabilities together with an energy resolution close to the pixel intrinsic performance. These characteristics are available with a standard CMOS AMS chip, hardened by lay-out against latch-up.

This makes this hybrid component suitable to the INTEGRAL mission and also provides a basic block for other scientific, industrial or medical applications.

V. ACKNOWLEDGMENTS

The authors wish to thank E.Rouat from SOREP and P.Baron, E.Delagnes, A.Joudon, and M.Rouger from CEA/DSM/DAPNIA/SEI for collaboration in ASIC design. They wish to thank R.Picault & al. from SAGEM for collaboration in hybrid component design and realization, and J.Baggio, E.Dupont Nivet, O.Musseau and M.Winner from CEA/DAM for collaboration in hardened digital library. They also thank R.Ecoffet, F.Pressecq and O.Pulg from CNES for technical expertise in ASICs and hybrid components.

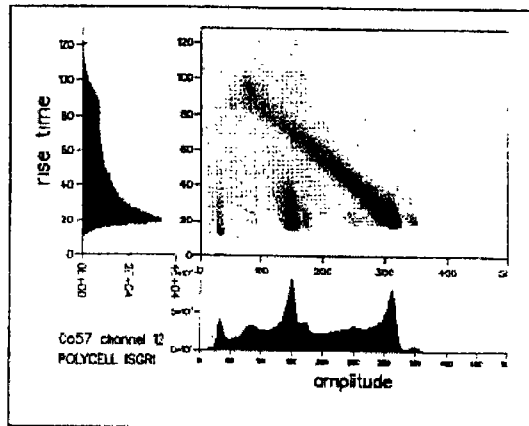


Figure 7 : typical 2D Cobalt57 Amplitude - Rise time spectrum obtained on one pixel from a polycell

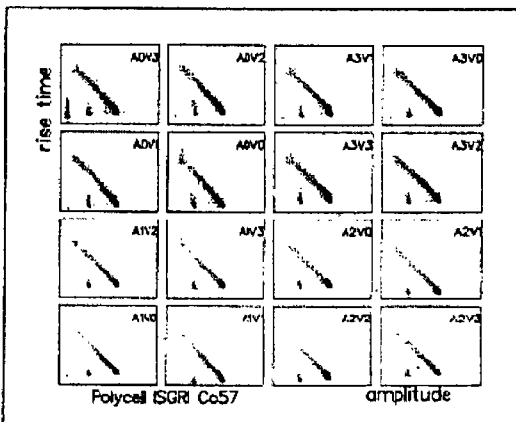


Figure 8 : group of 16 2D Cobalt57 spectra obtained with a polycell

VI. REFERENCES

- [1] F.Lebrun et al. : "A CdTe Gamma camera for Space Observatory INTEGRAL. Software charge loss correction". 9th International Workshop on room temperature Semiconductor X and γ ray detectors, associated Electronics and Applications. Grenoble 1995. France
- [2] P.Ubertini et al. "The Imager on Board INTEGRAL". SPIE 1996 vol. 2806
- [3] J.A.Paul et al. : Advance Space Research. 11, 289, 1991
- [4] A.Goldwurm et al. : Nature 371, 589, 1995
- [5] M.Richter and P.Sieffert : Nuclear Instruments and Methods A322 p529. 1992
- [6] JP.Bonnefoy et al. : "A novel ASIC for readout electronics in semiconductor γ detection". 9th International Workshop on room temperature Semiconductor X and γ ray detectors. associated Electronics and Applications. Grenoble 1995. France
- [7] F.Lebrun et al. : "A CdTe array imager for INTEGRAL". SPIE 1996 vol. 2806
- [8] French patent : #95 10670 Ph. De Antoni, F.Lebrun, JP.Leray. 1995
- [9] O.Limousin et al. : "The Basic Component of the ISGRU CdTe Gamma-Ray Camera for Space Telescope IBIS on Board the INTEGRAL Satellite" ICCG12 Jerusalem 07/1998

Annexe D

Résumé

Le télescope de rayonnement gamma IBIS à bord du satellite *INTEGRAL* est équipé d'une ouverture à masque codé, de boucliers actifs et passifs et de deux plans détecteurs. Le premier, ISGRI est une assemblage de 16384 détecteurs CdTe (4×4 mm² de côté, 2 mm d'épaisseur) travaillant à température ambiante. ISGRI couvre la partie basse (15 keV – 1 MeV) de la gamme d'énergie d'IBIS (15 keV – 10 MeV). Les détecteurs sont disposés sur des polycells, chacun d'eux comprenant 16 cristaux, connectés à leur électronique de lecture (ASIC). Chacun des huit modules indépendants d'ISGRI est fait de 128 polycells. Les ASICs contiennent un préamplificateur de charges bas-bruit et une mesure du temps de montée en plus de la mesure d'amplitude standard. Ceci permet le calcul de la perte de charges basée sur le temps de dérive des porteurs. Après application de la correction, une résolution spectrale d'environ 7,5 % à 122 keV est obtenue avec les ASICs. Aujourd'hui, 16 polycells ont été montés sur le premier module d'ISGRI représentatif. Après une présentation du contexte scientifique, l'article décrit l'architecture d'ISGRI et en particulier les détecteurs, les performances des polycells et le module.



The ISGRI CdTe gamma-ray camera: first steps

O. Limousin^{a,*}, C. Blondel^a, J. Cretolle^a, H. Dzitko^a, P. Laurent^a, F. Lebrun^a,
J.-P. Leray^a, M. Arques^b, N. Ballert^b, F. Mathy^b, A. Noca^b, P. Trystram^b, P. Villard^b,
P. Baron^c, E. Delagnes^c, M. Rouger^c

^aCEA-DSM DAPNIA Service d'Astrophysique, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

^bCEA-DEAP/LEI Service Capteurs et Systèmes d'Imagerie, CEA Grenoble, 38050 Grenoble Cedex, France

^cCEA-DSM DAPNIA Service d'Electronique et d'Informatique, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

Abstract

The gamma-ray telescope IBIS, on board the INTEGRAL satellite, features a coded-mask aperture, active and passive shields and two detector arrays. The first one (ISGRI) is an assembly of 16384 CdTe detectors (4 × 4 mm large, 2 mm thick) operating at room temperature. ISGRI covers the lower part (15 keV–1 MeV) of the IBIS energy range (15 keV–10 MeV). Detectors are arranged on polycells, each including 16 crystals, connected to their front-end electronics (ASICs). Each of the eight independent ISGRI modules are made of 128 polycells. The ASICs contain a low noise charge-sensitive preamplifier and feature pulse rise-time measurement in addition to the standard pulse height measurement. This permits to compute a charge loss correction based on the charge drift time. After application of this correction, a spectral resolution around 7.5% at 122 keV is obtained with the ASICs. Today, 16 polycells have been mounted on the first representative ISGRI module. This module has been interfaced with the entire ISGRI data-processing electronics and forms the engineering model of ISGRI. After a presentation of the scientific context, this paper describes the ISGRI design with particular emphasis on the detectors, the polycells performances and the module assembly. © 2000 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

1. Introduction

The International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory (INTEGRAL) is an ESA scientific mission to be launched in 2001. This observatory is devoted to gamma-ray observations of celestial objects between 15 keV and 10 MeV. The payload comprises two main instruments: IBIS (Imager on Board the INTEGRAL Satellite) and SPI (Spectrometer for INTEGRAL). SPI is a cooled gamma-

ray spectrometer with imaging capabilities [1]. It is a powerful tool for nuclear gamma-ray astrophysics studies (²⁶Al diffuse emission, 511 keV annihilation line, supernovae remnants). IBIS is an imager with spectrometric capabilities [2]. It is especially devoted to the study of point sources (galactic compact objects, active galactic nuclei). The gamma-ray imager telescope IBIS, features a coded mask aperture [3], active and passive shields and two detector arrays. The first one (ISGRI: Integral Soft Gamma Ray Imager) is an assembly of 16384 CdTe detectors (4 × 4 mm large, 2 mm thick) operating at room temperature. ISGRI covers the lower part (15 keV–1 MeV) of the IBIS energy range (15 keV–10 MeV) while the second

* Corresponding author. Fax: +331 6908 65 77.

E-mail address: limousin@dscrevery.satbycea.fr (O. Limousin).

detector array (PICsIT: Pixelized Imaging CsI Telescope) covers the upper part (150 keV–10 MeV). PICsIT [4] is an assembly of 40% CsI detectors (9.2 × 9.2 mm large, 30 mm high) watched by PIN Photodiodes. Those two cameras can work in coincidence providing a Compton telescope mode. This method applied above 200 keV ensures a good background reduction. This is the first Compton telescope equipped with a coded mask aperture. In a normal mode where each camera works independently, the background reduction is ensured by the passive (lead and tungsten) and active shields (BGO crystals watched by PMTs) that protect the detectors against particles and side γ -rays. Therefore, IBIS performs images over a wide field of view ($\sim 20^\circ \times 20^\circ$, 50% sensitivity) with a good angular resolution ($\sim 11''$) with real spectrometric capabilities at low energy through the use of CdTe detectors.

2. ISGRI detectors

ISGRI pixels are high-resistivity CdTe/Cd crystals produced by ACROTEC (Japan), with electrodeless Pt electrodes on both sides of the detector [5,6] providing quasi-ohmic contacts. The resistivity is typically around $8 \cdot 10 \times 10^{12} \Omega \text{ cm}$ and the dark current under 100 Volts bias (operating bias) is usually less than 10 nA at 20 °C [7].

In CdTe, charge-carriers transport properties are very different for holes and electrons. Electrons are ten times faster than holes. Thus, the collection time depends on the photon penetration depth and it is comprised between 0.5 and 6 μs under 500 V cm^{-1} for a 2 mm thick detector. Moreover, significant trapping effects occurs in that material due to the presence of structural defects. For instance, if the transit time is long, i.e. close to the carriers life times, the probability of trapping is quite large and then a part of the photo-generated charges is not collected. On the other hand, long charge drift times (for deep energy deposit close to the anode) induce a ballistic deficit [8] due to the filtering on pulse-height measurement electronic chain. Therefore, not the whole charge collected is taken into account for the energy measurement. The spectral resolution and the photo-peak measurement effi-

ciency are affected but, charge loss is related to the transit time that governs the pulse rise time anyway. Measuring simultaneously the rise time and standard pulse height, with dedicated electronics, allows the computation of charge loss and ballistic deficit correction afterward [9].

Today, we have measured 29600 CdTe crystals to equip the various ISGRI models and to select 16384 spectrometric grade detectors for the flight model. Such an unprecedented quantity of detectors gives us a unique opportunity to study the CdTe behavior with a statistical approach. Detailed results of this study will be reported in a forthcoming paper. Each crystal has been tested during 24 h in terms of noise, dark current and spectrometric performances at $\sim 20^\circ \text{C}$. The main point is that, 88% of the detectors show a fully stable noise behavior over 24 h and 96% of the crystals are qualified for spectrometric measurements. The latter exhibit a mean resolution is 5.3% at 122 keV on corrected spectra when measured after a low-noise preamplifier (eV-products Ref. eV-5093), and appropriate electronics [10].

3. ISGRI front-end electronics (ASIC)

3.1. General requirements

As mentioned before, ISGRI CdTe γ -ray measurement is particular due to the charge loss and the long drift time of carriers in this material. Each detector has its own behavior in terms of gain, dark current, noise and stability, and then requires an appropriate adjustment of its own front-end electronics. The large number of channels (16384) requires the use of ASICs necessary to process the signals coming on the CdTe detectors. One ASIC reads 4 detectors. This 4-channels ASIC have to deal with timing sequence, to dialogue with external electronics, to address pixels and to tune parameters like the low threshold. The main task of this ASIC is to amplify the detector pulse and to provide voltages proportional to the pulse height (0 keV–1 MeV range) and to the pulse rise time in the 0.5–6 μs domain. The main requirements for the ASIC design have been realized: a low noise charge sensitive preamplifier (160 rms electrons for 1 pF

input load), a rise time measurement and a standard pulse-height measurement, a low power consumption (2.75 mW per channel) and radiation tolerance (see next chapter). The ASIC was designed by CEA/DJAF/LETI and CEA/DSM/SEI and it realized with a CMOS process from AMS (Austria Mikro Systeme International). Further details about the design are presented in previous papers [11,12].

The final resolution is directly related to the detector noise, to the preamplifier noise and its sensitivity to parasite capacitors (> 35 rms electrons/pF) but also to the rise time line performance. Indeed, the efficiency of the charge loss correction relies on the ability of the system to discriminate rise times, i.e. the pulse rise-time measurement resolution.

3.2. Radiation hardening

Due to the spatial environment, the ASIC should be radiation tolerant. On the INTEGRAL orbit, the telescope is irradiated by cosmic-ray protons near the ionization minimum (1 GeV) with a rate of 1–2 protons/cm²/s. Heavy nuclei might damage ASIC's through latch up. The AMS ASIC is totally characterized from the radiation point of view. Radiation dose tests with a ⁶⁰Co source were performed at room temperature up to 100 krad. The device remains functional up to 100 krad and a slight degradation of the characteristics is noticed. The specification for the ISGRI ASIC, taking into account the shielding of the satellite, is only 1 krad so that this dose effect is not a problem.

The first Single-Event Latch up (SEL) tests showed a sensitivity of this technology to these events. The threshold LET was about 15 MeV cm² mg⁻¹ and the saturation cross-section around 6×10^{-10} cm². With the INTEGRAL orbit, this would have meant a SEL rate of 1 SEL/25 yr/ASIC. Taking into account the 4096 ASICs, one gets a SEL every 2.5 days for the whole imager which is not acceptable. The ISGRI project has chosen to harden this technology. AMS technology has been hardened via specific lay-out rules and a digital library developed by CEA/DJAF. The last SEL tests performed in Louvain in March 99 have shown that this hardened technology is now

SEL immune. Single Event Upsets (SEU) measurements were performed on the hardened AMS technology. Fig. 1 is the SEU cross-section for the logic part of the ISGRI ASIC. With the INTEGRAL orbit and taking into account the shielding of the satellite, the SEU rate is around 1 SEU per 40 yr and per ASIC. For the imager this implies a SEU rate of about 1 SEU every 4 days. In flight, this is not a concern since the ASIC registers will be reset every hour or so.

3.3. Performances

We obtain good spectrometric performances, mainly thanks to a great improvement of the rise-time measurement for high count rates. For calibration purpose, several thousands counts per second and per module (2048 channels) are necessary with the highest performances. These performances are illustrated in Fig. 2 which displays spectra acquired with ⁵⁷Co source illuminating one pixel. Fig. 2a represents the pulse-height spectrum. It shows a good resolution ($\sim 6.3\%$ at 122 keV FWHM) but a poor photo-peak efficiency above 100 keV in comparison with the charge-loss-corrected spectrum in Fig. 2b ($\sim 7.5\%$ at 122 keV FWHM). The very low threshold around 10 keV allows to see the 14.4 keV line.

A higher resolution can be obtained selecting events with shorter rise times. It is also favorable to adjust the operating temperature to a lower value close to 0 °C [13] and to adjust the bias voltage for the crystals. Actually we do not know the effect of

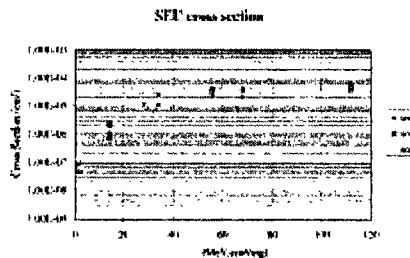


Fig. 1. SEU cross-section for ISGRI AMS hardened ASIC.

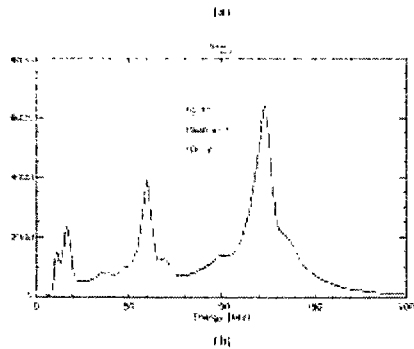
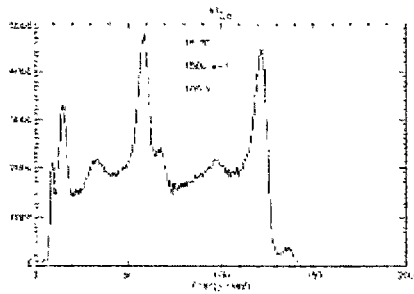


Fig. 2. (a) ^{137}Cs raw spectrum, (b) ^{137}Cs charge-loss-corrected spectrum (both with an ISGRI polycell).

the temperature on the detector stability, but we guess that lower values could limit diffusion processes that could participate to long time-scales detectors degradation. Fig. 3 illustrates the effect of rise time selection ($t < 1 \mu\text{s}$). Selecting these short rise-time events eliminates the charge loss-induced degradation of the resolution above 100 keV ($\sim 7.5\%$ at 122 keV FWHM). Higher voltages make the charge loss and the ballistic deficit lower because the charge drift time goes shorter. Of course, the dark current and the noise increase with the voltage. On the other hand, in case of high electric field, the stability of the detectors might be a problem. The improvement of the resolution with bias voltage is illustrated in Fig. 4. Finally, the

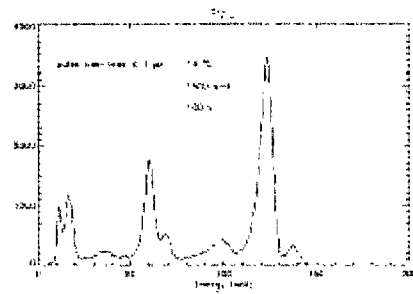


Fig. 3. ^{137}Cs spectrum with rise-time selection ($t < 1 \mu\text{s}$) with an ISGRI polycell.

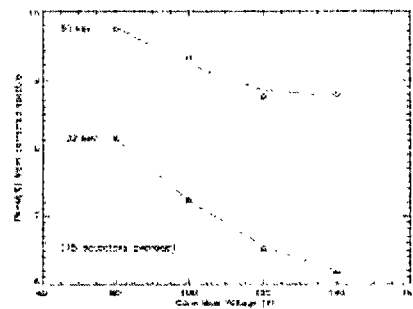


Fig. 4. FWHM resolution for two gray lines bias voltage.

ASIC show its best behavior for low count rates. For high count rates ($> 1000 \text{ counts s}^{-1}$), the pulse-height measurement is affected by ASIC analogue resets. The 122 keV resolution for corrected spectra goes from 7.2% FWHM at 50 counts s^{-1} to 8% FWHM at 10000 counts s^{-1} .

4. A representative module assembly

Sixteen detectors are arranged on a polycell [9,11] where they are connected to their front-end electronics (four 4-channels ASICs). The polycell

SECTION VII.

design is the result of a joint effort of CEA/DSM, DAPNIA, CEA/DIFARETTI and SAGEM company.

ISGR1 is made of eight modules of 16×8 polycells. The mechanical machining accuracy guarantees a plane detector surface and a regular dot pitch $\pm 50 \mu\text{m}$ position accuracy for a polycell in each frame cell. Polycells are soldered and glued on a printed circuit board which contain 512 components to filter and drive the signals. Polycells are electrically chained line by line. Each line of 16 polycells is protected and can be disconnected if needed thanks to specific hybrid circuits localized close to the connector of the module. The bias voltage is applied independently per module. Only one event at a time can be processed in a module. Each module is connected to its own electronics

called Module Control Electronics (MCE) so that a module and its control electronics form a complete γ -camera. The MCE is in charge of the ASIC sequence and analogue data encoding. Its total dead time is $100 \mu\text{s}$ per event below 1 MeV and $19 \mu\text{s}$ per event above 1 MeV. The MCE software is also in charge of the noisy pixel handling system which is able to shut down a too noisy detector. Time tagging with a 250 ns accuracy and sorting in times events received from the eight MCEs is ensured by a FEFCO data manager.

The whole system has been connected and tested with the incomplete module (ISGR1 engineering model) shown on the Fig. 5. It has been integrated in the IBIS telescope and worked properly. This is the ISGR1's first step towards a representative configuration.

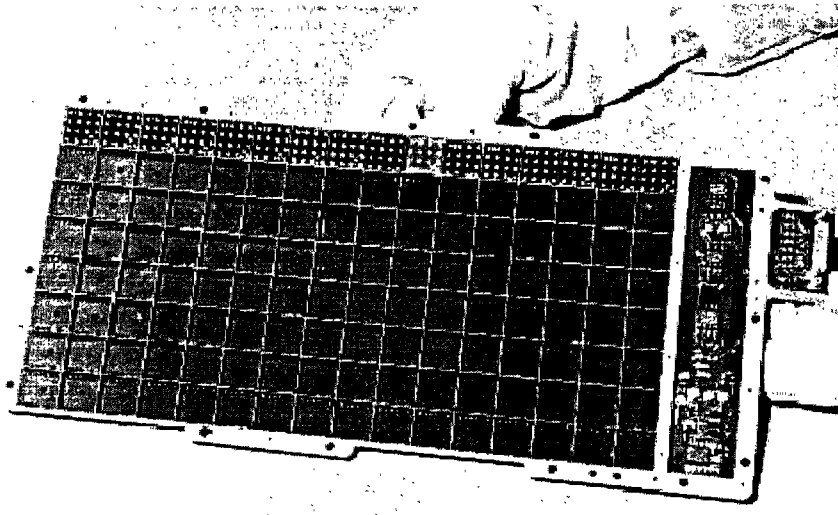


Fig. 5. Engineering model of a representative ISGR1 CdTe γ -camera module

5. Conclusion

The ISGRI project now dispose of a new generation of γ -ray imaging system with spectrometric capabilities. It is made up of a modular mini camera called polycells that could be used in other applications. Anyway, owing to its reliability and radiation hardening, it is specially devoted for space applications. Through this work, we have demonstrated the full functionality of ISGRI system as a spectrometric imager. The ISGRI engineering model has been successfully mounted and connected to the IBIS telescope and allows us to go to the next models: qualifying model (one complete module) and flight models (eight modules). Today, ISGRI is one of the largest CdTe γ -camera and will be 64 times larger in the next year.

Acknowledgements

We want to thank all the ISGRI teams from CEA/DSM/DAPNIA, CEA/LETI and CEA

DAM as well as SAGIM company that have contributed to this work.

References

- [1] G. Vestrene et al., *Astrophysical Letters and Communications*, Vol. 26, No. 1–6 (1999), 323.
- [2] P. Uferini et al., *SPIE* 2806 (1996), 246.
- [3] J.A. Paul et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 442 (2000), 8.
- [4] C. Lahann et al., *SPIE* 2806 (1996), 269.
- [5] Y. Ywase et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 322 (1992), 628.
- [6] T. Ozaki et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 360 (1996), 140.
- [7] O. Tamusin et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 426 (1999), 210.
- [8] M. Richter, P. Smart, *Nucl. Instr. and Meth. A* 322 (1992), 529.
- [9] F. Lebrun et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 360 (1996), 260.
- [10] Ph. DeAmant, F. Lebrun, J.P. Leroy, 1995, French Patent #95 10670.
- [11] J.P. Botinocoy et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 380 (1996), 342.
- [12] M. Arques et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. 46, No. 3–4 (1999), 181.
- [13] F. Lebrun et al., *SPIE* 2806 (1996), 258.

SECTION VII

Annexe E

Résumé

Une gamma-caméra de nouvelle génération à base de semi-conducteurs pour une application astrophysique a été développée dans le cadre du programme de réalisation du télescope IBIS (*Imager on Board INTEGRAL Satellite*), à bord du satellite de l'ESA *INTEGRAL*. Cet instrument comporte un système d'imagerie à ouverture codée, des boucliers actifs et passifs et deux plans de détection. Le premier (*ISGRI : INTEGRAL Soft Gamma-Ray Imager*) est fait de 16384 détecteurs CdTe ($4 \times 4 \text{ mm}^2$ de côté, 2 mm d'épaisseur) travaillant à température ambiante et dans la gamme 15 keV – 1 MeV. Le second détecteur (*PICsIT : Pixellated CsI Telescope*) est fait de 4096 scintillateurs CsI ($9,2 \times 9,2 \text{ mm}^2$ de côté, 30 mm d'épaisseur) couplés à des diodes silicium PIN travaillant entre 150 keV et 10 MeV. IBIS combine une large gamme d'énergie, des capacités spectroscopiques et une haute résolution angulaire (12 minutes d'arc) sur un grand champ de vue ($\sim 20^\circ \times 20^\circ$, 50 % de sensibilité). Un modèle représentatif du vol a été construit, intégré et testé avec succès. Après une description du principe d'imagerie d'IBIS, nous montrerons des résultats obtenus avec le modèle de qualification de la caméra ISGRI.

Qualification model of the space ISGRI CdTe gamma-ray camera

O. Limousin*, C. Blondel, C. Bonnin, J. Crétolle, A. Goldwurm, B. Horcau,
P. Laurent, F. Lebrun, J.P. Leray

CEA-DSM-DAPNIA, Service d'Astrophysique, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

Abstract

A new generation of large area semiconductor based γ -ray camera for astrophysics space application has been developed through the γ -ray IBIS (Imager on Board *INTEGRAL* Satellite) telescope program, on board the ESA *INTEGRAL* satellite. This instrument features a coded-mask aperture imaging system, active and passive shields and two detector arrays. The first one (ISGRI: *INTEGRAL* Soft Gamma-Ray Imager) is made of 16384 CdTe detectors (4×4 mm large, 2 mm thick) operating at room temperature and will operate between 15 keV and 1 MeV. The second detector array (PICsIT: Pixelated CsI Telescope) is made of 4046 CsI scintillators (9.2×9.2 mm large, 30 mm high) coupled to silicon PIN photodiodes working between 150 keV and 10 MeV. IBIS combine broad band energy, spectroscopic capabilities and high spatial resolution imaging (12 arcmin) over a wide field of view ($\sim 20^\circ \times 20^\circ$, 50% sensitivity). A “flight-like” model of the detectors has been built, integrated and successfully tested. After a description of the IBIS imaging principle, we will report results obtained with the qualification model of the ISGRI camera. © 2001 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

1. Introduction

Primary information in astrophysics is obtained from spectra of celestial sources. It is the information contained in the spectrum that allows the astronomer to study the physical processes at work in the source. However, if the spectrum provided by the observing instrument is a mix of spectra from different sources, the confusion precludes the physical interpretation. It is essential that the collected spectrum refers to a single source. In the soft γ -ray band, this was achieved with collimators

having a narrow field of view where only one source can be observed at a time. However, in that case, the background has to be estimated from an off-source observation with potential inaccuracies if this background is time or spatially variable. Much more powerful are the spectro-imaging instruments that provide a spectrum for each pixel of the image, allowing the simultaneous observation of different sources without confusion. The most widely used technique in the soft γ -ray band is the coded-mask technique. A coded-mask telescope uses an assembly of opaque and transparent elements, the coded mask, which induces a modulation in the “shadowgram” registered by a position-sensitive detector mounted below. If M is the matrix giving the distribution of opaque and

*Corresponding author. fax: +33 1 69 08 65 77.
E-mail address: Limousin@descovery.saclay.cea.fr
(O. Limousin).

transparent mask elements and S_i the distribution of the source intensities in the instrument field of view, the detected signal D is, neglecting the background contribution,

$$D = M * S_i, \quad (1)$$

where $*$ stands for the cyclic convolution operator. In order to reconstruct an image representative of the observed sky W , the response function M needs to be invertible: W is then computed in an unique way. This condition holds if one can derive a matrix G such as $G * M = \delta$. In this case, W can be reconstructed in the following way,

$$W = G * D, \quad (2)$$

and from Eq. (1), one get

$$W = G * M * S_i, \quad (3)$$

which implies that $W = S_i$ as $G * M = \delta$. Uniformly redundant array masks [1] meet the conditions given above, and minimize the background contribution which was neglected in Eqs. (1)–(3).

The coded mask imaging technique can work only if the shadowgram, the shadow of the mask pattern cast onto the detector, can be well sampled by the detector. In other words, the size of the smallest holes of the mask detector should be larger than the detector spatial resolution. In turn the angular resolution, which is governed by the mask detector distance and the size of the smallest holes, is limited by the detector spatial resolution.

In the soft γ -ray band, photons are blocked in the upper atmosphere and telescopes need to be mounted on satellites or balloons. This space environment put a lot of constraints of all sorts on the experiments. One of them, related to the cosmic-ray irradiation limits the performance of experiments based on the association of a coded mask and an Anger gamma camera. The Anger camera uses a single large NaI crystal readout by photomultipliers, the photon-interaction position being the barycenter of the photomultipliers signals. These cameras offers relatively good performances and are commonly used in hospitals. However, if the signals sits on a significant pedestal, the resulting spatial resolution is degraded. Each cosmic-ray proton crossing the

crystal produce a very large amount of light in the crystal and the photomultipliers see a significant pedestal for milliseconds. With several thousands protons crossing per second, the pedestal is always there and the camera performance is degraded. One way out is to build pixellated cameras, where each pixel is an independent detector, small enough that the proton count-rate is negligible. With the requirement of a large sensitive area, this means a very large number of independent acquisition chains working in parallel within the constraints of a space experiment (mass, power consumption, radiation hardness etc...).

The European Spatial Agency deals with this challenge through its next high energy mission *INTEGRAL* (International Gamma Ray Laboratory) with its two main instruments for γ -ray astrophysics: *IBIS* (Imager on Board *INTEGRAL* Satellite) [2] and *SPI* (Spectrometer for *INTEGRAL*) [3]. They are spectroscopic imagers equipped with coded mask aperture systems. *IBIS* is a high angular-resolution imager (12 arcmin), its detection unit includes of two pixellated gamma cameras: the first one, *ISGRI*, is a 128×128 CdTe array dedicated to the low-energy band (15 keV–1 MeV) and the second one, *PICsIT*, is a 64×64 CsI array dedicated to high energy domain (150 keV–10 MeV). An active BGO shield protects the detection unit from the charge particles and their induced prompt background. A passive shield between the detection unit and the mask limits the off-axis low energy gamma-ray flux. The two cameras work together in a Compton mode improving the sensitivity at high energy.

In the next chapters, we will describe the coded aperture imaging characteristics, showing the *ISGRI* capabilities and finally the status of the experiment through the example of the qualification model of this camera.

2. Coded aperture imaging

2.1. Fields of view

Two distinct fields of view have to be considered. If the source is placed in the fully coded field of view (FCFOV), close to the axis of the telescope

(<9° for IBIS), the shadowgram will occupy the whole surface of the position-sensitive detector. Otherwise, if the source is off-axis with a large angle (>9° and <29° for IBIS) then the shadowgram will cover only partly the detector; this is the partially coded field of view (PCFOV). In this case, the sensitivity decreases rapidly with the angle of the source to the telescope axis. The modulation by the mask of a source in the PCFOV gives ghosts in the deconvolved image and dedicated processing must be used to clean the image [4]. Dead parts of the detection plane (spacing between modules) induce an incomplete sampling of the mask pattern that can be dealt with as in the case of partial coding.

2.2. Point spread function and sensitivity

The point spread function results from the convolution of two block functions, representing the pixel and the smallest mask element. In contrast with the Anger camera based coded telescopes, it is independent of energy. If the pixel size is too large with regard to the size of the smallest mask holes, the contrast in the shadowgram is reduced resulting in a loss of sensitivity. The size of the smallest elements of the IBIS mask is 11.2 mm, the ISGRI pixel size is 4 mm. The resulting average imaging efficiency is 86%. The FWHM angular resolution is given by the ratio of the smallest mask element size and the mask to detector distance. With 3.1 m between the mask and ISGRI, the spatial resolution is 12 arcmin. Fig. 1 illustrates a Monte Carlo simulation of a shadowgram of the projected IBIS mask pattern on the ISGRI detector array for an on-axis source.

3. ISGRI camera: qualification model

3.1. ISGRI modular detection unit (MDU)

A compromise should be made between the spatial resolution and the spectrometric performances. As a matter of fact, to ensure the best energy response (high peak efficiency), above a few hundred keV, detectors have to be large enough to contain most Compton events ending with photo-

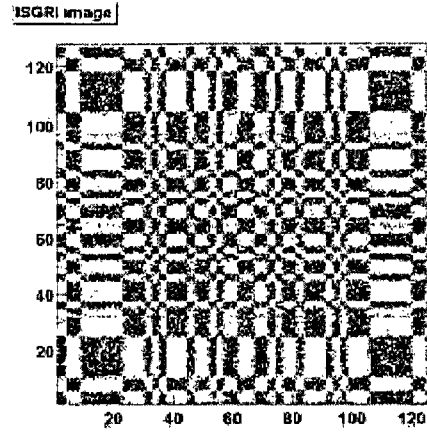


Fig. 1. Monte Carlo simulation of a shadowgram of the projected IBIS mask pattern on the ISGRI detector array.

electric absorption. Therefore, high Z and high density detector material is needed and CdTe is appropriate. Each pixel is a detector and is equipped with its own preamplifier and signal processing chain. Then the main limitation for their size is the number of electronic channels to deal with. In order to limit the volume, the weight and the power consumption of the electronics, integrated circuits (ASICs) are used. The CdTe pixels are mounted with four ASICs on a ceramic platform and form the polycells [5]. The ISGRI Modular Detection Unit (MDU) is made with 8 lines of 16 polycells, i.e. 2048 independent CdTe channels. ISGRI γ -ray camera is made of eight independent and identical modules i.e. 16384 detectors to sample shadowgrams between 15 keV and 1 MeV. The ISGRI maximum acquisition rate is around $60,000\text{s}^{-1}$. The first complete module of ISGRI, the qualification model, has been realized and gave successfully its first light (Fig. 2).

3.2. ISGRI qualification

The aim of a qualification model like the one shown on Fig. 3 is to verify the robustness and the

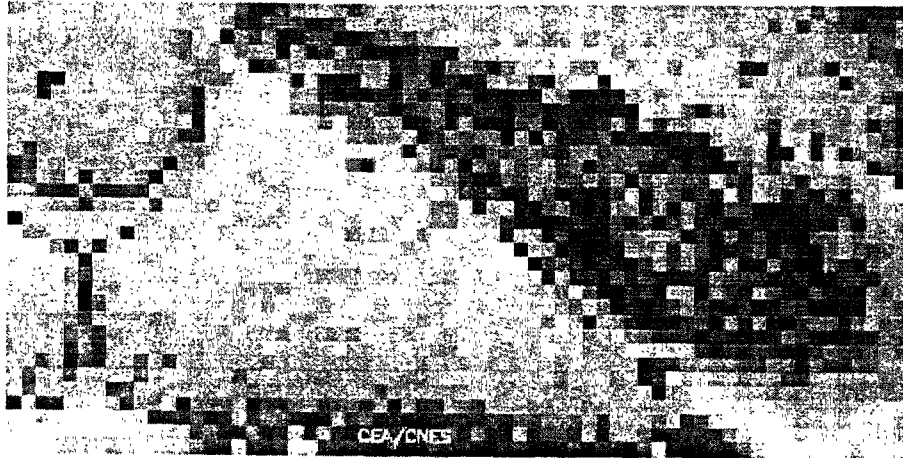


Fig. 2. First Lights of ISGRI qualification model: radiography of a glass and a bottle of Champagne.

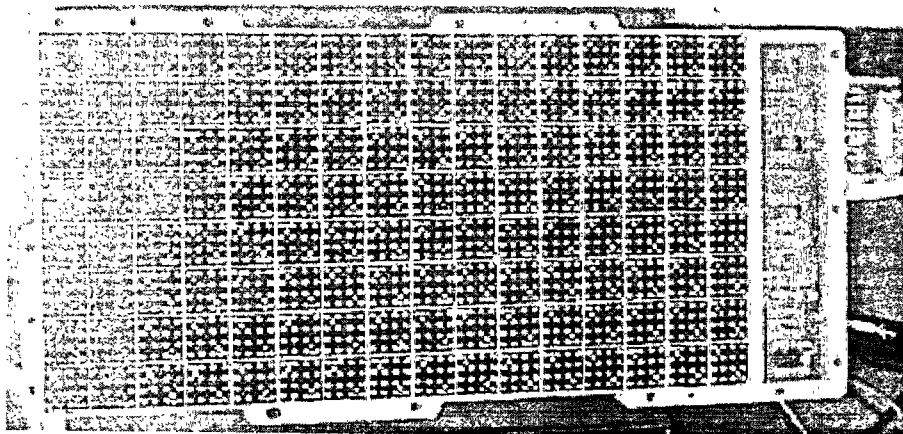


Fig. 3. Qualification model of the ISGRI CdTe array camera: 1 of the 8 modules of ISGRI.

reliability of the system to ensure good operating conditions during the flight. It is also dedicated to tune the last manufacturing parameters before the

construction of flight models. The qualification model of the MDU has been tested in vibration in order to verify its integrity after severe stresses that

might occur during the launch phase. No damage has been seen.

Connected to its read-out electronics, its sensitivity to electromagnetic perturbation has been also verified successfully in agreement with the expected perturbations on board the satellite. Finally, thermal tests have been performed and have shown the necessity of a small modification in the polycell design to guaranty its immunity to low temperatures (-35°C).

The whole system has been successfully integrated in the IBIS qualification model that is on going performance evaluation tests.

4. Conclusion

The ISGR1 qualification model, the first CdTe gamma camera of its size is now not only

operational but qualified for the space environment of the *INTEGRAL* satellite. The flight model is now under construction. We have here focused on the imaging performance and characteristics, preliminary results on the spectral performance are reported in [6]. The *INTEGRAL* launch is foreseen in spring 2002.

References

- [1] E.E. Fenimore, T.M. Cannon, *Appl. Opt.* 17 (3) (1978) 337.
- [2] P. Libertini, et al., *SPIC 2806* (1996) 246.
- [3] G. Vedrenne, et al., *Astrophys. Lett. Commun.* 38 (1-6) (1999) 325.
- [4] A. Gokhvarn, *Exp. Astronom.* 6 (1995) 9.
- [5] G. Lazzaroni, et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 380 (1999) 236.
- [6] G. Lazzaroni, et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 442 (2000) 244.

Tables

Table 1-1 : Caractéristiques techniques de SPI.....	27
Table 1-2 : Caractéristiques du masque codé d'IBIS.....	34
Table 1-3 : Le télescope IBIS en chiffres.....	44
Table 2-1 : Propriétés de quelques détecteurs de photons gamma.....	63
Table 2-2 : Mobilité des porteurs dans les détecteurs semi-conducteurs ”.....	65
Table 2-3: Résolution intrinsèque des détecteurs de photons gamma.....	68
Table 3-1 : Quelques chiffres sur le CdTe.	70
Table 3-2 : La cristallogénèse du CdTe en quelques chiffres.	72
Table 3-3 : Synthèse des résultats de mesure des propriétés de transport des porteur de charge dans le CdTe ISGRI pour les trous et les électrons.	113
Table 3-4 : Performances spectrales des cristaux de CdTe, systématiquement mesurées à environ 19°C et 100 V de tension de polarisation pour la sélection des détecteurs de vol d'ISGRI. Les paramètres les plus représentatifs de la qualité d'un détecteur sont le courant de fuite et la résolution spectrale à 14,4 keV. Les valeurs dans le tableau concernent les détecteurs n'ayant pas montré d'instabilité sur 24 heures.	130
Table 3-5 : Comparaison des performances des faces A avec celles des faces B pour une population de 11244 cristaux de CdTe testés sous 100 V, 24 heures durant. Les valeurs dans le tableau concernent les détecteurs qui n'ont pas montré d'instabilité sur 24 heures sur l'une ou l'autre des faces. La ligne « population » indique le nombre de voies pour lesquelles il existe un spectre sachant que les cristaux trop bruyants n'ont pas subi toutes les mesures.....	132
Table 4-1 : Registre de réglages de l'ASIC ISGRI.....	149
Table 4-2 : Bilan des mesures sur les puces 4C AMS et DMILL pour le choix de l'électronique de vol d'ISGRI.....	157
Table 4-3 : Propriétés principales de l'ASIC 4C AMS.....	161
Table 4-4 : Performances spectrales d'un polycell 4B.	163

Table 5-1 : Sources radioactives utilisées pour l'étalonnage des modules ISGRI. Les énergies en gras et italiques correspondent aux raies gamma les plus intenses. Les autres valeurs sont les énergies des raies secondaires..... 173

Figures

Figure 1-1 : Schéma de principe du télescope SPI	26
Figure 1-2 : Schéma d'IBIS. (1) Masque codé, (2) Source d'étalonnage embarquée, (3) Murs plombés, (4) « Hopper » tungstène, (5) ISGRI et PICsIT, (6) VETO	29
Figure 1-3 : Principe du masque codé.....	30
Figure 1-4 : Définition géométrique des champs de vue. On remarque que le champ partiellement codé est bien plus étendu que le champ totalement codé.....	32
Figure 1-5 : Comparaison des résolutions spectrales d'ISGRI et SIGMA pour une source de cobalt 57. Le spectre ISGRI est sélectionné pour les temps de montée inférieurs à 1 μ s.	38
Figure 1-6 : Simulation de l'observation du centre galactique avec ISGRI. Le rectangle blanc illustre le champ de vue de SIGMA.	40
Figure 1-7 : Diagramme $\text{Cos}\theta - E \text{ CdTe}$ – simulation du mode Compton pour des photons de source de 511 keV tirés dans l'axe du télescope. $\text{Cos } \theta$ est le cosinus de l'angle de diffusion θ et $E \text{ CdTe}$ est l'énergie déposée dans le détecteur ISGRI.....	42
Figure 2-1 : Schéma d'une diffusion par effet Compton. E_1 , E_2 sont les énergies du photon incident et du photon diffusé. θ et φ sont les angles de diffusion du photon et de l'électron par rapport à la direction incidente. E_e est l'énergie cinétique de l'électron.....	48
Figure 2-2 : Distribution des angles de diffusion pour l'effet Compton calculée à partir de l'équation 2-5 pour des photons incidents de 122 keV et 511 keV.....	50
Figure 2-3 : Profil du continuum Compton et définition du front Compton.....	51
Figure 2-4 : Schéma de l'effet Compton sur un électron lié : élargissement Doppler. E_1 , E_2 et \vec{p}_1 , \vec{p}_2 sont les énergies et les moments du photon incident et du photon diffusé. E_e' et \vec{p}'_e sont l'énergie cinétique et le moment final de l'électron. \vec{p}_i est le moment initial de l'électron. \vec{p}_e est le moment qu'aurait eu l'électron sans moment	

initial (aussi appelé « vecteur de diffusion »). θ et φ sont les angles de diffusion du photon et de l'électron par rapport à la direction incidente.....	52
Figure 2-5 : Schéma d'une interaction par effet photoélectrique. E_i et E_e sont les énergies du photon incident et de l'électron diffusé.	55
Figure 2-6 : Coefficient d'atténuation linéaire dans le CdTe, le Ge, le Si et le NaI pour l'effet photoélectrique et l'effet Compton. Les traits pointillés donnent le coefficient d'atténuation linéaire total.....	57
Figure 2-7: Exemples d'interactions gamma dans un échantillon mince.(1) Effet Compton - γ' sort - l'électron est absorbé. (2) Pas d'interaction. (3) Effet Compton puis effet photoélectrique avec échappement d'un rayon X. (4) Production d'une paire positon-négaton puis annihilation du positon et échappement de deux photons gamma de 511 keV et absorption du négaton. (5) Effet photoélectrique avec échappement d'un photoélectron	59
Figure 2-8 : Illustration de détecteur germanium plan : (a) Ge(Li) - (b) Ge haute pureté type P.....	66
Figure 3-1 : Structure cristallographique Zinc-Blende. Les atomes de tellure occupent les sites symbolisés par de grosses sphères et les atomes de cadmium les sites symbolisés par de petites sphères.....	69
Figure 3-2 : Schéma de principe de la répartition du champ électrique dans un détecteur CdTe polarisé à la tension V . E_C et E_V sont respectivement les niveaux d'énergie de la bande de conduction et de la bande de valence. E_F est le niveau de Fermi. L est la longueur du détecteur.....	75
Figure 3-3 : Schéma de principe de la bande interdite d'un semi-conducteur partiellement compensé de type p. E_F est le niveau de Fermi, E_C est le niveau d'énergie de la bande de conduction, E_V est le niveau d'énergie de la bande de valence, E_A est le niveau d'énergie des accepteurs non compensés, δE_A est leur énergie d'activation (ou d'ionisation) et E_G est la largeur de bande interdite (gap).	77
Figure 3-4 : Caractéristique courant en fonction du temps écoulé après la mise sous tension à 100 V d'un détecteur CdTe :Cl THM ISGRI. Le détecteur a été mis sous	

tension brutalement sous 100 V à environ 30°C. Les barres d'erreurs sur le courant sont à peine visibles. Le meilleur ajustement indique une décroissance avec une double constante de temps (~140 s et ~20 s). Le courant est stable au bout d'une dizaine de minutes (valeur typique). 79

Figure 3-5 : Caractéristique courant-température pour un détecteur CdTe:Cl THM ISGRI polarisé sous 100 V. (a) Logarithme népérien du courant d'obscurité $\ln(I_0)$ en fonction de la température inverse ($1/T$). La pente de la droite donne la valeur de l'énergie d'activation de l'ensemble des niveaux accepteurs non compensés par le chlore : $E_A = 0.72$ eV. (b) Courant d'obscurité I_0 en fonction de la température. Cette figure en grandeurs physiques illustre la précision de la mesure. Les barres d'erreurs sont comprises dans les losanges. 81

Figure 3-6 : Caractéristique courant-tension. La caractéristique n'est pas linéaire si la mesure du courant est opérée immédiatement après l'incrément de tension (trait pointillé), mais montre un comportement quasiment ohmique si la mesure du courant est faite plus de 250 s après un incrément de tension. 82

Figure 3-7 : Réponse temporelle en courant d'un détecteur CdTe à un créneau positif de tension de 5 V (courbe du haut) et un créneau négatif de tension de 5 V (courbe du bas). Les deux courbes sont obtenues à partir d'un courant initial stable. 83

Figure 3-8 : Caractéristique courant-tension pour un détecteur CdTe:Cl THM ISGRI. La pente de la caractéristique nous permet de mesurer la résistivité apparente du cristal. La légère courbure résiduelle indique qu'un temps de stabilisation encore plus long pourrait être appliqué pour retrouver une loi d'Ohm quasiment parfaite. 84

Figure 3-9 : (a) Recombinaison directe bande à bande, l'électron en excès de la bande de conduction de niveau énergétique E_C tombe directement sur un trou de la bande de valence de niveau énergétique E_V – (b) Recombinaison indirecte via un site « profond » de la bande interdite, l'électron en excès de la bande de conduction tombe sur un niveau extrinsèque vide de niveau énergétique E_T , puis tombe sur un trou de la bande de valence. 88

Figure 3-10:Modèle Shockley-Read-Hall de recombinaison sur un centre profond de niveau énergétique E_T et de densité de centres occupés n_T et de densité de centres

vides p_T . U_{cn} est le taux de capture des électrons, U_{cp} le taux de capture des trous, U_{en} le taux d'émission des électrons par un centre profond et U_{ep} le taux d'émission d'un trou par un centre profond..... 90

Figure 3-11 : Principe d'induction du signal dans un détecteur. Le graphe du haut montre le courant induit par le flot d'électrons et de trous dans le semi-conducteur qui suit la création de N_0 paires électron-trou. Le graphe du bas illustre l'établissement dans le temps de la charge totale collectée. On considère ici que les trous sont plus lents que les électrons et qu'il n'y pas de perte de charges. 96

Figure 3-12 : Efficacité de collection calculée à partir de la relation de Hecht pour le CdTe :Cl THM ACRO RAD ; on distingue la perte finale en fonction de la profondeur d'interaction pour les électrons en trait plein et mince et pour les trous en pointillés. L'efficacité de collection totale apparaît en trait plein épais. Les profondeurs de meilleure collection (z_0) et de temps de collection le plus court (z_{court}) figurent verticalement en pointillés. Les paramètres de transport pour les électrons sont ceux mesurés et détaillés dans la suite du texte. 99

Figure 3-13: Définition de la perte balistique. A constante de temps de mise forme donnée, le déficit balistique varie avec le temps de montée des impulsions. La figure représente le déficit typique observé pour un signal induit par le transit des trous issus de l'interaction d'un photon dans le fond du détecteur. Leur temps de transit est de l'ordre de $5 \mu s$ pour une tension de polarisation de 100 V alors que le temps de mise en forme est d'environ $2 \mu s$ 101

Figure 3-14: Spectre d'une source de cobalt 57 placée dans un collimateur en tungstène avec un CdTe ISGRI (19°C, 100V) et une chaîne de lecture de laboratoire équipée d'un préamplificateur de charges faible bruit (réf. eV-5093). On distingue aisément de gauche à droite le pic de bruit (seuil bas effectif vers 5keV), le pic de ^{57}Fe (14.4 keV), la bosse de « fin des trous » (~30 keV), les pics de fluorescence K_α et K_β du tungstène (59 keV et 68 keV), les pics principaux du cobalt 57 (122 keV et 136 keV). Les raies d'échappements du Te et du Cd (95 keV et 99 keV) sont tout juste spectralement résolues..... 102

- Figure 3-15 : Spectre « bi-paramétrique » d'une source de cobalt 57 à l'aide d'un détecteur CdTe ISGRI sous 100V à 19°C. Histogramme à deux dimensions des dépôts d'énergie dans le CdTe en fonction du temps de montée et de l'amplitude des impulsions électriques qu'ils induisent..... 103
- Figure 3-16 : Spectre brut et spectre corrigé de la perte de charges et du déficit balistique à partir d'une mesure bi-paramétrique. Il est notable sur le spectre corrigé que la hauteur du pic de la raie du cobalt 57 à 122 keV est nettement plus haute que sur le spectre brut. La forme du pic a changé et s'est élargie à la base. 105
- Figure 3-17 : Schéma de principe de la méthode d'acquisition des impulsions électriques produites dans le CdTe après l'interaction d'un photon. Le CdTe est positionné dans une petite enceinte dont nous contrôlons et mesurons la température. Un oscilloscope numérique échantillonne les impulsions électriques qui sont ensuite enregistrées sur ordinateur. Nous pouvons en lieu et place de l'oscilloscope insérer une chaîne de mesure spectroscopique gamma standard (acquisition multi-canaux ou bi-paramétrique). Le courant de fuite est aussi mesuré en permanence..... 106
- Figure 3-18 : Mobilité des électrons en fonction de la température du cristal de CdTe polarisé sous 100 V. Compte tenu des barres d'erreurs, il est difficile de conclure qu'une quelconque variation de la mobilité des électrons se produit dans le CdTe lorsque la température varie. 108
- Figure 3-19 : Mobilité des trous en fonction de la température du cristal de CdTe polarisé sous 100 V. La mobilité des trous chute avec la température ce qui implique que les temps de transit augmentent lorsque la température diminue..... 109
- Figure 3-20 : Spectre de temps de montée pour un détecteur CdTe polarisé sous 100 V et irradié par une source de cobalt 57. Nous remarquons la différence de temps de montée pour les impulsions les plus longues en fonction de la température. En revanche, la résolution en temps de montée ne nous permet pas d'apprécier une variation de mobilité des électrons par le déplacement du pic principal qui correspond au temps de montée des impulsions les plus rapides dues au transit des électrons. 110

Figure 3-21 : Spectre d'amplitude d'une source de cobalt 57 avec un détecteur CdTe polarisé sous 100 V pour deux températures extrêmes d'utilisation. L'étalonnage approximatif de l'axe des abscisses est de 1 keV par canal. Nous notons dans la gamme 20-50 keV le déplacement de la bosse de fin des trous. La variation de gain sur le spectre brut est également une conséquence de la perte de mobilité des trous avec la température. En revanche, le pic de la raie de 14,4 keV est immuable puisque la contribution des trous y est négligeable (les photons de 14,4 keV sont absorbés très près de la surface du détecteur). 111

Figure 3-22 : Mobilité des trous en fonction de la profondeur de pénétration dans le détecteur CdTe polarisé sous 100 V à -20°C . La dispersion à faible profondeur (près de la cathode) est due à la difficulté d'ajuster le modèle de Hecht sur des impulsions pour lesquelles les trous ont une contribution négligeable. Le trait en pointillé est le meilleur ajustement linéaire pour cette distribution. Sa pente est quasiment nulle. 112

Figure 3-23 : Spectre bi-paramétrique d'une source de cobalt 57 obtenue avec un cristal de CdTe polarisé sous 100 V à 20°C . Ce spectre est issu de l'analyse numérique d'impulsions échantillonnées avec un oscilloscope dont la bande passante est telle que la perte balistique est négligeable..... 115

Figure 3-24 : Spectre bi-paramétrique sans perte balistique d'une source de cobalt 57 obtenue avec un cristal de CdTe polarisé sous 100 V à 20°C . Le trait noir épais représente la trace que l'on devrait obtenir en considérant les paramètres de transport des porteurs de charge donnés au §3.4.2. Le trait fin représente la trace obtenue en considérant une constante de temps de piégeage des électrons de $2,7\ \mu\text{s}$ au lieu de $1,2\ \mu\text{s}$ 116

Figure 3-25 : (a) Position relative du pic de fluorescence du tungstène à 60 keV pour les temps courts en fonction de la tension (b) Position relative du pic principal du cobalt 57 à 122 keV pour les temps longs en fonction de la tension. 118

Figure 3-26 : Exemple de comportement instable pour deux cristaux de CdTe polarisés sous 100 V pendant 24 heures. Le temps sur une plage de 24 heures est en abscisse

et l'amplitude du bruit en ordonnée. (a) Cas d'un détecteur devenu instable. (b) Cas d'un détecteur temporairement instable.	121
Figure 3-27 : Courant de fuite en fonction de la tension pour un cristal de CdTe ISGRI. Le détecteur a atteint son champ de claquage à la tension de 1900 V soit un champ de 9500 V cm ⁻¹	123
Figure 3-28 : Bruit RMS moyen sur 24 heures en fonction du courant de fuite. Nous observons la corrélation du bruit avec le courant. NB : les traces verticales sont des artefacts d'affichage et non des manques de données.	126
Figure 3-29 : Résolution spectrale à 14.4 keV (source de cobalt 57) en fonction du courant d'obscurité.	127
Figure 3-30 : Résolution spectrale à 122 keV des spectres bruts en fonction du courant d'obscurité.	127
Figure 3-31 : Résolution spectrale à 122 keV des spectres corrigés en fonction du courant d'obscurité.	128
Figure 3-32 : Bruit rms moyen sur 24 heures des « faces A » en fonction des « faces B ». 11244 cristaux de CdTe ont servi à réaliser cette figure. Un cristal bruyant sur une face l'est rarement sur l'autre. Lorsqu'il n'y a pas d'instabilité, le bruit (lié au courant de fuite) est corrélé sur les deux faces de test.	131
Figure 3-33 : Suivi du gain de deux cristaux de CdTe polarisés sous 100 V à 19°C sur une période de trois ans (164 semaines). Les variations de gain, quasiment parfaitement corrélées d'un cristal à l'autre, ne peuvent s'expliquer que par les variations de l'ordre du degré de la température du local de test.	135
Figure 3-34 : Suivi de la position du pic à 31 keV du ¹³³ Ba détecté par trois cristaux de CdTe sous 100 V à 19°C pendant trois ans. Le trait plein et le trait pointillé épais représentent la position du pic pour deux bons détecteurs. Le trait plein épais représente la position du pic pour un détecteur mauvais. Dès la dixième semaine, la position anormale de ce pic annonce une future instabilité.	136
Figure 3-35 : Courant de fuite d'un détecteur CdTe polarisé sous 100 V en fonction de l'éclairement. 0 lux correspond à l'obscurité totale, 30 lux correspond à un	

<p>éclairage faible d'entrepôt, 120 lux correspond à l'éclairage nécessaire dans un escalier. Les carrés sont les points de mesure et le trait plein est le meilleur ajustement d'une loi de puissance ($I_0 = 3,4 \times \text{Eclairage}^{0.63+9,6}$, en nA pour ce détecteur par exemple).....</p>	139
<p>Figure 3-36 : Résolution FWHM de la raie 122 keV obtenu avec le spectre corrigé d'une source de cobalt 57 vu par un détecteur CdTe polarisé sous 100 V.</p>	140
<p>Figure 4-1 : Schéma de principe de l'ASIC ISGRI.</p>	146
<p>Figure 4-2 : machine d'état synchrone simplifiée de l'ASIC ISGRI. Par soucis de clarté, nous avons choisi de regrouper les états de la machine synchrone dans des ensembles qui figurent sur le schéma mais qui ne représentent pas tout à fait la réalité.</p>	150
<p>Figure 4-3 : Chaîne d'ASICs dans un polycell. DI, DO, CK et TMS sont les signaux logiques de commande en entrée, de commande en sortie, d'horloge et d'aiguillage de la machine d'état synchrone. NP et NM sont les signaux de sortie numériques différentiels positifs et négatifs, AP et AM NM sont les signaux de sortie analogiques différentiels positifs et négatifs.</p>	153
<p>Figure 4-4 : Bruit de la chaîne ASIC AMS en fonction de la capacité parasite en parallèle de l'entrée du préamplificateur de charges. Sur les polycells, la capacité parasite est estimée à 5 pF hors capacité CdTe c'est-à-dire que la résolution intrinsèque limite du système est d'environ 220 e⁻ rms soit environ 5 keV FWHM ramené en unité spectrométriques pour le CdTe.</p>	156
<p>Figure 4-5 : Transparence de la coiffe en fonction de l'énergie. 80 % des photons de 20 keV n'interagissent pas dans la coiffe.</p>	166
<p>Figure 5-1 : Schéma de principe de la référence temporelle pour les interactions gamma dans le CdTe. Soient deux photons simultanés d'énergies supérieures au seuil bas dont le plus fort interagit à la cathode (signal rapide) et le plus faible interagit à l'anode (signal lent). Le signal le plus lent franchit le seuil bas à t₂ après le signal le plus rapide qui franchit le seuil à t₁. Leur datation, référencée par rapport au</p>	

moment du passage du seuil bas, va différer de $t_2 - t_1$ alors qu'ils sont arrivés au même instant.	176
Figure 5-2 : Efficacité de détection dans le pic d'absorption totale pour un cristal de CdTe de 2 mm d'épaisseur. La figure est obtenue par la mesure de transparence d'un cristal de CdTe placé entre une succession de sources collimatées et un détecteur germanium refroidi.	181
Figure 5-3 : Spectre bi-paramétrique "somme" d'une source de manganèse 54 (834 keV) sous 100 V à 0°C. Le spectre est obtenu en sommant les contributions normalisées en amplitude et en temps de montée de chacun des 2048 détecteurs du module de vol n°2.	184
Figure 5-4 : Gain en amplitude et en temps de montée pour un spectre bi-paramétrique somme (2048 voies). Les gains sont calculés à partir de spectres de cérium 139. Les détecteurs sont polarisés sous 100 V. Les variations de gain avec la température sont quasiment linéaires. Les carrés sont les mesures et les traits pleins les meilleurs ajustements d'une droite aux données.	185
Figure 5-5 : Gain en amplitude et en temps de montée pour un spectre bi-paramétrique somme (2048 voies). Les gains sont calculés à partir de spectres de cérium 139. Les détecteurs sont à 0°C. Les variations de gain peuvent être estimées par des modèles simples. Le temps de montée varie linéairement avec la tension et l'amplitude suit une relation en $a_0 + a_1 [1 - \exp(-V/V_0)]$	186
Figure 5-6 : Spectre bi-paramétrique obtenu à partir de la somme des spectres individuels de cobalt 57 des 2048 CdTe du modèle de vol n°10. (a). Spectre bi-paramétrique brut. (b) Spectre bi-paramétrique corrigé de la perte de charges.	187
Figure 5-7 : Spectres de photons obtenus à partir des spectres bi-paramétriques de la figure 5-6. La raie à 122 keV est notablement plus haute sur le spectre corrigé que sur le spectre brut.	189
Figure 5-8 : Résolution spectrale d'ISGRI sous 100 V à 19°C, mesurée à partir de spectres corrigés de la perte de charges. Les carrés sont les mesures et la ligne	

pointillées est le meilleur ajustement par une relation de type : $\Delta E = (2,3 E^{-0,85} + 3 \cdot 10^{-2}) \times 100$ où ΔE est exprimé en %.....	190
Figure 5-9 : Spectre d'américium 241 corrigé obtenu avec le modèle de vol n°2 à 100V et 0°C. On distingue le groupe de raies X de basse énergie de la source vers 18-20 keV. Le seuil bas se situe vers 12 keV. Nous notons la résolution spectrale de 9,4% FWHM à 59,5 keV.....	191
Figure 5-10 : Spectres bi-paramétriques acquis sur le module de vol n°10 sous 100 V à 20°C, éclairé par une source de cobalt 57. (a) Module placé à 1 cm au-dessus d'une plaque de plomb. La source est placée dans un collimateur en plomb d'où la présence des raies de fluorescence à 75 keV et 85 keV. (b) Pas de plaque de plomb sous le module. La source est collimatée dans du tungstène, d'où la présence des raies à 59 keV et 67 keV.	192
Figure 5-11 : Sensibilité d'ISGRI aux raies fines pour 10^6 s d'observation et une détection à 3σ du bruit, en fonction de l'énergie.....	197
Figure 5-12 : Sensibilité d'ISGRI en bandes larges pour 10^6 s d'observation et une détection à 3σ du bruit, en fonction de l'énergie.....	197
Figure 6-1 : Image ROSAT en X de la région des Voiles d'après B. Aschenbach. (a) La région des Voiles abrite le reste d'une supernova survenue voici environ 30 000 ans à une distance d'environ 200 pc. L'image est prise dans la bande spectrale 0,1-2,4 keV. (b) Une image de la même région dans la bande spectrale 1,3-2,4 keV révèle la présence en plus d'un vestige d'une supernova survenue voici moins de mille ans. Il est surnommé « Vela Junior »	204
Figure 6-2 : En haut, une image COMPTEL de « Vela junior » en gamma dans la raie à 1,156 MeV du titane 44 d'après A. Iyudin. En bas, d'après le même auteur, le spectre gamma où apparaît la raie à 1,156 MeV du titane 44 ainsi que la raie à 1,8 MeV de l'aluminium 26.	205
Figure 6-3 : Image simulée de "Vela Junior" dans les raies de basse énergie à 67,9 keV et 78,4 keV du titane 44 avec IBIS/ISGRI. Une observation de 10^7 secondes peut dévoiler un anneau de titane 44 si ce dernier se trouve éjecté sans être mélangé aux	

autres éléments. Si un fort mélange des éléments se produit, l'image montrera une source structurée différemment. Les détails qui apparaissent dans la simulation sont dus aux fluctuations statistiques. 206

Références bibliographiques

- ¹ P. Laporte et al., Nucl. Instr. And Meth. A 442 (2000) 438.
- ² J.A. Paul et al., Adv. Space Res. 11 (1991) 289.
- ³ A. Goldwurm et al., Nature 371 (1995) 589.
- ⁴ G. Vedrenne et al., Astrophysical Letters and Communications 39, No. 1-6 (1998) 325.
- ⁵ <http://www-dapnia.cea.fr/Phys/Sap/Activites/Projets/INTEGRAL/SPI/page.shtml>
- ⁶ <http://www-projet.cst.cnes.fr:8060/SPI>
- ⁷ P. Ubertini et al., SPIE, 2806 (1996) 246.
- ⁸ P. Ubertini et al., AIP Conference Proceedings, 510 (1999) 684.
- ⁹ A. Goldwurm et al., 4th INTEGRAL Workshop 4-8 Septembre 2000 Alicante (Espagne). A paraître dans ESA-SP serie.
- ¹⁰ E.E. Fenimore et T.M. Cannon, Appl. Opt. 17, N°3 (1978) 337.
- ¹¹ G. Di Cocco et al., AIP Conference Proceedings 510 (1999) 689
- ¹² E. Cavazzuti, Astrophysical Letters and Communications 39, No. 1-6 (1998) 405.
- ¹³ P. Goldoni et al., AIP Conference Proceedings 410, No 2 (1997) 1549.
- ¹⁴ A. Goldwurm et al., the Proceedings of the 19th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics and Cosmology (CD-ROM) (1999).
- ¹⁵ J.P. Sarmant, Dictionnaire de physique Hachette (1978)
- ¹⁶ M. Bayet, Physique Nucléaire Masson & Cie, (1960)
- ¹⁷ R. Cesaro et al., Physics Reports 213, No. 3 (1992) 117.
- ¹⁸ D. Blanc, Physique Nucléaire, Masson, (1993).
- ¹⁹ K. Debertin and R.G. Helmer, Gamma and X-ray spectrometry with semiconductor detectors, North-Holland, (1988).
- ²⁰ O. Klein et Y. Nishina, Zeits. Für Physik 52 (1929) 853.
- ²¹ J.H. Hubbell et al., J. Phys. Chem. Réf. Data 4, No. 3 (1975) 471.
- ²² Y.F. Du, SPIE 3768 (1999) 228.
- ²³ Y. Namito et al., Nucl. Instr. And Meth. A 349 (1994) 489.
- ²⁴ F. Biggs, L.B. Mendelsohn, J.B. Mann, « Hartree-Fock profiles for elements », Atomic Data and Nuclear Data Tables, 16 (1975) 201.
- ²⁵ T. Takahashi et S. Watanabe, IEEE TNS, à paraître, (2001) 100.

- ²⁶ Yoshizawa et al., J. Phys. Soc. Japan 53 (1984) 4125.
- ²⁷ A.S. Abyzov et al., présentation au « 11th International Workshop on Room Temperature Semiconductor X- and Gamma-Ray Detectors and Associated Electronics » Vienne (1999).
- ²⁸ <http://www.pi4.physik.uni-erlangen.de/Anton/homepages/beulertz/cc/semitable.html>
- ²⁹ <http://www.rmdinc.com/papers/MRSPAP2.html>
- ³⁰ <http://www.rmdinc.com/>
- ³¹ G. Knoll, Radiation Detection and Measurement, Third edition, John Wiley and Sons, (2000).
- ³² O. Limousin et al., Nucl. Instr. And Meth. A 428 (1999), 216.
- ³³ W Bencivelli et al., Nucl. Instr. And Meth. A 310 (1991), 210.
- ³⁴ K. Zanio, Semiconductors and Semimetals, 13 (1978).
- ³⁵ D.J. Olego et al., Appl. Phys. Let 47, No 11 (1985) 1172.
- ³⁶ Guergouri et al., J. Cryst. Growth (Netherlands), 86 (1988) 61.
- ³⁷ P. Maheswaranathan et al., Phys. Rev. B (USA), 31 (1985) 5212.
- ³⁸ B. Schaub et al., Rev. Phys. Appl., Tome 12 (1977) 147.
- ³⁹ U. Lachish, <http://urila.tripod.com/crystal.htm>
- ⁴⁰ E. Raiskin et J.F Butler, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-35 (1988) 82.
- ⁴¹ P. Fougères et al., J. Crystal Growth 184 (1998) 1313.
- ⁴² <http://www.amptek.com/anczt2.html>
- ⁴³ W. Albers, Physics and chemistry of II-VI compounds, (1967).
- ⁴⁴ D.M. Hofmann et al., Nucl. Instr. And Meth. A 380 (1996) 117.
- ⁴⁵ L. Chibani, M. Hage-Ali, P. Siffert, Journal of Cryst. Growth 161, (1996) 153.
- ⁴⁶ M. Samimi et al., Nucl. Instr. And Meth. A 283 (1989) 243.
- ⁴⁷ A. Castaldini et al., Phys. Rev. B 56, No 23 (1997) 56.
- ⁴⁸ Y. Iwase et al., Nucl. Instr. And Meth. A 322 (1992) 628.
- ⁴⁹ A. Zumbiehl et al., J. Crystal Growth, 197 (1999) 650.
- ⁵⁰ P. Kireev, La physique des semi-conducteurs, Editions MIR, (1975).
- ⁵¹ Lampert, Current injection in solids, Academic Press (1970).
- ⁵² T. Takahashi et al., Nucl. Instr. And Meth. A 436 (1999) 111.
- ⁵³ C. Matsumoto et al., IEEE Trans. On Nucl. Sci. NS 45, No3 (1998) 428.
- ⁵⁴ R.O. Bell et al., Nucl. Instr. And Meth. A 117 (1974) 267.

- ⁵⁵ A. Vapaille et R. Castagné, Dispositifs et circuits intégrés semi-conducteurs, Dunod, (1990).
- ⁵⁶ G. Guenin, Le solide réel, Cours de l'INSA Lyon, 1996.
- ⁵⁷ P. Capper, Properties of narrow gap cadmium based compounds, EMIS Datareviews Series No. 10 (1994) 227.
- ⁵⁸ F.P. Doty, Properties of narrow gap cadmium based compounds, EMIS Datareviews Series No. 10 (1994) 540.
- ⁵⁹ G. Montemont, Optimisation des performances de détecteurs CdTe et CdZnTe en spectrométrie gamma, thèse, université Joseph Fourier, Grenoble (2000).
- ⁶⁰ W. Shockley, Journal of Applied Physics 9 (1938) 635.
- ⁶¹ S.Ramo, Proceedings of I.R.E. 27 (1939) 584.
- ⁶² M. Rosaz, Etude et réalisation de nouvelles structures de détection à base de CdTe et CdZnTe pour l'imagerie X et gamma, thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble (1997).
- ⁶³ J.W. Mayer, Nuclear Science Series Report N°44 (1969) 88.
- ⁶⁴ Brevet français, #95 10670, Ph. DeAntoni, F. Lebrun, J-P. Leray, (1995).
- ⁶⁵ M. Richter, P. Siffert, Nucl. Instr. And Meth. A 322 (1992) 529.
- ⁶⁶ F. Lebrun et al., Nucl. Instr. And Meth. A 380 (1996) 414.
- ⁶⁷ O. Limousin et al., Nucl. Instr. And Meth. A 458 (2001) 551.
- ⁶⁸ M.Arques, N. Baffert, D. Lattard, JL. Martin, G. Masson, F. Mathy, A. Noca, JP. Rostaing, P.Trystram, P. Villard, J. Cretolle, F. Lebrun, JP. Leray, O. Limousin, IEEE Trans. Nucl. Scie. 46, No 3 (1999) 181.
- ⁶⁹ O. Limousin et al., Nucl. Instr. And Meth. A 442 (2000) 244.
- ⁷⁰ O. Limousin et al., Nucl. Instr. And Meth. A 471, issue 1-2 (2001) 174.
- ⁷¹ R.L.Kinzer et al., The Astrophysical Journal 475, (1997) 361.
- ⁷² J. Audouze et G. Israël, Le grand Atlas de l'astronomie, Encyclopædia Universalis (1986).
- ⁷³ J. Vink et al., « Detection of the 67,9 keV and 78,4 keV lines associated with the radioactive decay of ⁴⁴Ti in Cassiopeia A », à paraître.
- ⁷⁴ A. Iyudin et al., Astron. Astroph. 284 (1994).
- ⁷⁵ B. Aschenbach, A.F. Iyudin, V. Schönfelder, A&A (1999).
- ⁷⁶ W. Chen and N. Gehrels, Astrophysical Journal Letters 514 (1999).
- ⁷⁷ B. Aschenbach, Nature 396 (1998) 141.
- ⁷⁸ A.F. Iyudin et al., Nature 396 (1998) 142.
- ⁷⁹ G.E. Allen et al., The Astrophysical Journal 487 (1997) L97.

⁸⁰ G.E. Allen et al. proceedings of the 26th International Cosmic Ray Conference (1999).